

СУБАТОМНАЯ ФИЗИКА

Г. ФРАУЭНФЕЛЬДЕР

Э. ХЕНЛИ

SUBATOMIC PHYSICS

Hans Frauenfelder

University of Illinois

Ernest M. Henley

University of Washington

Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs,
New Jersey 1974

Г. ФРАУЭНФЕЛЬДЕР
Э. ХЕНЛИ

СУБАТОМНАЯ ФИЗИКА

Перевод с английского
под редакцией
В. В. Толмачёва

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
МОСКВА 1979

В книге Г. Фрауэнфельдера и Э. Хенли увлекательно рассказано о важнейших достижениях, принципах и основных результатах современной физики атомного ядра и элементарных частиц.

Важность и актуальность проблем, которые обсуждаются в книге, ясный и вместе с тем научно строгий стиль изложения, высокая информативность книги, несомненно, обеспечат ей успех у широкого круга читателей. Она будет полезна физикам-теоретикам и экспериментаторам, а также студентам естественнонаучных и технических специальностей. Книга может служить ценным учебным пособием при изучении курсов ядерной физики и теории элементарных частиц.

• *Редакция литературы по физике*

1704070000

Ф 20408—070 70—78
041(01)—78

Original English Language edition published by Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, U.S.A.

Copyright © 1974 by Prentice-Hall, Inc.
© Перевод на русский язык, «Мир», 1979

ОТ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Предлагаемая вниманию читателей книга видных ученых США, авторов ряда известных книг, Ганса Фрауэнфельдера из Иллинойсского университета и Эрнеста Хенли из Вашингтонского университета оригинальна по замыслу и по исполнению.

Во-первых, авторы решили объединить две очень тесно соприкасающиеся области физической науки — физику элементарных частиц и физику атомного ядра. Их книга посвящена субатомной физике, или физике явлений, происходящих на масштабах, меньших размеров атома.

Во-вторых, авторы выбрали удачный стиль изложения: книга никоим образом не принадлежит к разряду научно-популярной литературы, но вместе с тем материал в ней представлен в максимально упрощенной форме, и она не перегружена математическими деталями.

Цель, которую поставили перед собой авторы, — изложить главные физические идеи, лежащие в основе проводимых в настоящее время экспериментальных и теоретических исследований в современной субатомной физике, обеспечивающих прогресс в этой области науки; и надо сразу сказать, что с этой задачей авторы успешно справились. Книга Фрауэнфельдера и Хенли занимает, таким образом, особое место, находясь где-то «посредине» между хорошим научно-популярным изданием и строгой, исчерпывающей полной научной монографией.

Книга исключительно информативна, она содержит огромный по объему материал и вместе с тем в ней «на пальцах» (однако всегда с полным и подробным указанием всех самых свежих научных данных и идей) излагаются многие исключительно трудные для понимания вопросы из современной ядерной физики и физики элементарных частиц. Не имеет смысла, конечно, пересказывать здесь основные моменты содержания этой замечательной книги: они ясны даже из беглого просмотра оглавления.

Надеемся, что книгу с интересом и большой пользой для себя прочтут все наши читатели. Столь компетентно написанные книги общего характера по физике ядра и физике элементарных частиц встречаются очень редко. Книга Фрауэнфельдера и Хенли адресуется студентам 3—5-го курсов и аспирантам физико-математических специальностей, а также очень широ-

кому кругу научных работников и инженеров, не являющихся узкими специалистами в этой области физики. Нам представляется, что книга станет ценным учебным пособием при преподавании раздела ядерной физики в курсах общей физики, читаемых у нас в университетах и других вузах.

Перевод данной книги был предпринят по инициативе проф. А. С. Компанийца; его преждевременная кончина, однако, затруднила быстрое ее издание.

Редакция литературы по физике не сочла возможным как-то комментировать текст русского перевода и согласилась с авторами книги, что достаточно тех замечаний, которые приводятся в предисловии авторов к русскому изданию. Интересующийся читатель сможет, следуя имеющимся в нем указаниям, ознакомиться с более свежей информацией на сегодняшний день. Было только сочтено целесообразным привести в приложении обновленную таблицу свойств элементарных частиц, а также специальную таблицу свойств ψ -частиц, открытие которых за период, пропущенный со времени выхода английского издания, было одним из самых выдающихся событий в субатомной физике.

Перевод гл. 1—7 выполнил В. А. Белоконь, гл. 8—19 и приложения В. В. Толмачёв.

B. Толмачёв

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРОВ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

За четыре года, которые прошли с тех пор, как была опубликована на английском языке данная книга, в субатомной физике достигнуты немалые успехи. В лабораториях Брукхейвена и Стенфорда открыты новые долгоживущие тяжелые частицы с массами примерно $3 \text{ ГэВ}/c^2$, названные J/ψ . Еще более удивительным оказалось открытие значительно более тяжелых частиц упсилонов — с массой $9,6 \text{ ГэВ}/c^2$. В ЦЕРН¹), в Фермиевской национальной лаборатории в Батавии и в Брукхейвене наблюдались слабые нейтральные токи в нейтринных реакциях. Наконец, было твердо установлено существование новых квантовых чисел «цвета», «очарования» (или «шарма») и появились подозрения, что имеются еще и другие квантовые числа. Были открыты тяжелые лептоны с массой примерно $1,8 \text{ ГэВ}/c^2$. Все эти достижения мы не стали включать в русское издание нашей книги по следующим двум причинам. Во-первых, поток новых волнующих открытий сейчас только набирает силу, и есть надежда, что суть их можно будет описать более логично и просто через три-четыре года. Во-вторых, в данной книге мы рассказываем об идеях, во многом аналогичных выдвигаемым теперь, и читатель нашей книги сможет без особого труда понять смысл новых открытий, сделанных в последние годы. Так, новые частицы J/ψ лучше всего можно объяснить с помощью соображений, изложенных в § 7 гл. 10. О нейтральных токах мы упоминаем в § 11 гл. 11. Новые квантовые числа укладываются в общую схему рассуждений в гл. 7. Дополнительные кварки, существования которых требуют новые квантовые числа, естественно согласуются с нашими рассуж-

¹) CERN — Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Европейский центр по ядерным исследованиям). — *Прим. ред.*

8 ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРОВ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

дениями в гл. 13. Поэтому мы уверены, что наша книга даст читателю разумное, сбалансированное введение в предмет субатомной физики даже и теперь.

Нам хотелось бы здесь поблагодарить редакторов и переводчиков русского издания.

Апрель, 1978 г.

*Ганс Фрауэнфельдер
Эрнест Хенли*

Посвящается Вренели и Элайн

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРОВ

Субатомная физика — это физика атомных ядер и элементарных частиц; она находится на переднем крае науки с самого своего зарождения в 1896 г. Начав с изучения излучений радиоактивных ядер, которое привело к экспериментам по рассеянию электронов высоких энергий, позволившим сделать заключение о наличии каких-то субъединиц в нуклонах, совершив затем открытие адронных взаимодействий, которое теперь привело к пониманию того, что даже фотон обладает адронными свойствами и способен к сильным взаимодействиям, а также того, что слабые и электромагнитные взаимодействия, по-видимому, тесно связаны друг с другом, субатомная физика обогатила науку новыми концепциями и позволила глубже проникнуть в законы природы.

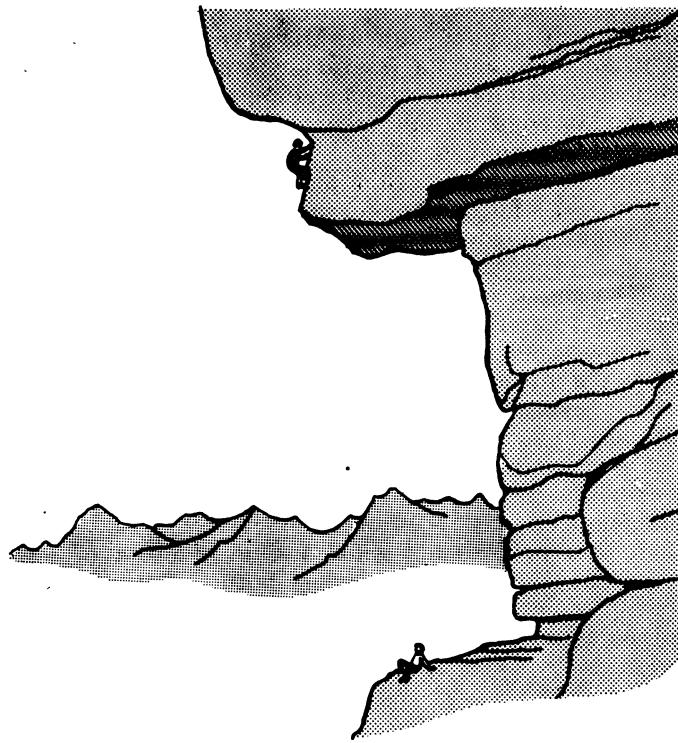
Субатомная физика не остается изолированной наукой ради науки, она связана со многими сторонами нашей жизни. Идеи и факты, добытые при изучении субатомных явлений, меняют наши представления об окружающем нас мире. Концепции, развитые в субатомной физике, позволили нам понять, как образовались химические элементы, откуда берется энергия Солнца, как устроены нейтронные звезды. Ядерная энергия может стать основным источником энергии в будущем. Наличие арсенала ядерных бомб оказывает влияние на решение вопросов внешней и внутренней политики государств. Пучки л-мезонов, или пионов, могут стать эффективным средством лечения рака. Использование меченых атомов и эффекта Мессбауэра позволяет получить ценную информацию о структуре твердых тел и о физико-химических процессах в химии, биологии, металлургии и геологии.

Субатомная физика, проникающая в столь многие области человеческого знания, должна быть достоянием не только физиков, но также и ученых других специальностей и инженеров. Химик, применяющий эффект Мессбауэра в своей лаборатории, геолог, использующий метод радиоактивной датировки геологических явлений, медик, впрыскивающий больному радиоактивный изотоп, инженер-ядерщик, проектирующий атомную электростанцию, — все они непосредственно не ощущают необходимости понять,

что такое изоспин или какова природа неупругого рассеяния электронов. Тем не менее их работа может принести им большее удовлетворение, и они смогут открыть для себя новые возможности, если получат хотя бы беглое представление об основных принципах субатомной физики. По замыслу данная книга в основном предназначена для физиков, не работающих непосредственно в субатомной физике и желающих познакомиться с основными ее достижениями, но мы надеемся, что она окажется также полезной и для ученых нефизических специальностей, и для инженеров.

Субатомная физика имеет дело с объектами меньших размеров, чем атомы; она объединяет ядерную физику и физику элементарных частиц. Эти две области физической науки имеют много общего, и нам кажется, что их надо изучать совместно. Так мы и поступаем в данной книге: мы одновременно рассматриваем физику ядра и физику элементарных частиц. В своем изложении мы попытались подчеркнуть объединяющие эти две области идеи, концепции и пока еще не решенные проблемы. Мы показываем также, как субатомная физика связана с энергетикой, астрофизикой и химией. Мы стремились сделать изложение доступным для студентов старших курсов и аспирантов первого года обучения, ознакомившихся с электродинамикой, специальной теорией относительности и квантовой механикой. Хотя многое в субатомной физике можно понять «на пальцах» или по аналогии, правильного понимания можно достичь, только ознакомившись с основными уравнениями в этой области. Самыми досадными в учебниках являются фразы типа «можно показать, что...». Нам хотелось избежать таких выражений, но, к сожалению, оказалось, что этого просто нельзя сделать. Мы приводим в книге большое количество выводов уравнений, но все же в двух следующих ситуациях вынуждены пользоваться уравнениями без выводов: 1) когда они взяты из других областей физики (ради экономии места и времени); 2) когда необходимый математический аппарат слишком сложен (как, например, в теории уравнения Дирака или в теории квантованных полей). В оправдание того, что мы опустили выводы в этих ситуациях, сошлемся на следующую аналогию. Альпинистам обычно нравятся быстрые восхождения к еще никем не покоренным вершинам, а не такие, на которые тратятся многие дни и маршрут которых пролегает по исхоженной трассе. Приводя в книге без вывода уравнения квантовой механики или квантовой электродинамики, мы как бы доставляем читателя к исходному пункту путешествия на автобусе или по канатной дороге. К некоторым вершинам можно добраться только по очень трудной трассе. Неопытный альпинист, не набравшийся сил для ее прохождения, может пока сделать привал и посозерцать желанную вершину с безопасного места. Так и в нашей книге: некоторые уравнения можно по-настоящему понять только после того, как разберешься с их трудным выводом, и вместе с тем наш читатель сможет познакомиться с этими уравнениями, не теряя времени на утомительное изучение деталей математической теории.

Хотя мы и будем приводить в нашей книге некоторые уравнения без вывода, но всегда будем стараться делать их для читателя правдоподобными, а также



разъяснять ему их физическую сущность. Отдельные наиболее трудные места в тексте мы обозначаем черными кружочками (●); эти места можно при первом чтении опустить.

БЛАГОДАРНОСТИ

При написании этой книги многие наши друзья оказали нам огромную помощь: разъяснили некоторые трудные вопросы, сообщили интересные количественные данные, прочитали отдельные места рукописи. В особенности нам хотелось бы поблагодарить Бейма, Бардина, Блэйра, Бодански, Брюссе, Ченга, Дебрюннера, Дрикамера, Фаулера, Гринбаума, Гровса, Халперна,

Джонса, Ли, Мюнка, Пипкина, Примакова, Равенхолла, Сноу, Шюльта, Слихтера, Левеллин-Смита, Салливана и Вилетса. Ценные критические конструктивные предложения по улучшению книги были высказаны многими нашими студентами, внимательно прочитавшими первоначальные записи, которые легли в основу данной книги. Мы хотели бы также поблагодарить г-жу Джонсон и г-жу Гарман за тщательную перепечатку многочисленных вариантов рукописи этой книги, а также Джорджа Морриса за художественное ее оформление. Мы обязаны Гримшоу и Томсону, которые способствовали завершению работы над книгой.

Каждый из авторов при совместной работе над книгой пользовался гостеприимством института, в котором работал другой. Мы благодарим Иллинойский и Вашингтонский университеты, предоставившие нам возможность таких взаимных визитов. Авторы встречались в Лос Аламосе, в Эспенском физическом центре, в ЦЕРНе, и они выражают этим научным учреждениям свою признательность за гостеприимство. Мы благодарим также за поддержку Мемориальный фонд имени Дж. С. Гуггенгейма.

На наш подход к преподаванию субатомной физики оказали глубокое влияние некоторые наши учителя и друзья. Один из нас — Ганс Фрауэнфельдер — особенно признателен своему учителю Паулю Шереру, который прививал своим ученикам любовь к физике, чувство красоты физической теории и потребность давать наиболее простые и физичные объяснения наблюдаемым явлениям.

Наши усилия при работе над данной книгой были бы безуспешными, не будь дружеской поддержки наших жен: они проявили чуткое понимание, когда нам приходилось помногу и подолгу работать над книгой, и оказывали нам блестящее гостеприимство, когда мы приезжали друг к другу в Сиэтл и в Урбану.

ОБЩАЯ БИБЛИОГРАФИЯ

Мы рассчитываем на то, что читатель нашей книги уже обладает необходимыми сведениями из электродинамики, специальной теории относительности и квантовой механики. Уравнения и формулы из этих разделов теоретической физики мы приводим в книге без вывода, но всегда обязательно указываем источник, где такой вывод читатель может найти. Ниже мы приводим список книг, ссылки на которые даются в тексте не полностью, а указываются курсивом лишь фамилии авторов.

Электродинамика

Jackson J. D., Classical Electrodynamics, Wiley, New York, 1962. (Имеется перевод: Дж. Джексон, Классическая электродинамика, «Мир», 1965.) Книга Джексона написана превосходно; в ней исключительно ясно изложена классическая электродинамика.

Новейшая физика

Eisberg R. M., Fundamentals of Modern Physics, Wiley, New York, 1961. Книга Айсберга содержит много необходимых основных сведений из специальной теории относительности, квантовой механики и атомной теории.

Квантовая механика

Книг по квантовой механике чрезвычайно много. Если информации, содержащейся в книге Айсберга или в такого рода учебниках для студентов первых курсов, окажется недостаточно, то читателю лучше сразу взяться за учебник, написанный на более высоком уровне. Опыт показывает, однако, что один учебник вряд ли сможет ответить с одинаковой ясностью на все вопросы. Поэтому читателю лучше просмотреть два-три учебника, а затем изучить интересующий его вопрос по самому подходящему из них. Мы рекомендуем следующие книги:

Feynman R., Leighton R., Sands M., The Feynman Lectures on Physics, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1965. (Имеется перевод: Р. Файнман, Р. Лейтон, М. Сэндс, Фейнмановские лекции по физике, вып. 1—9, «Мир», М., 1965—1967.) В тексте при ссылках на эту книгу мы просто пишем курсивом *Фейнмановские лекции*.

Messiah A., Quantum Mechanics, Wiley, New York, 1961. (Имеется перевод: А. Мессиа, Квантовая механика, т. I, «Наука», М., 1978.)

Park D., Introduction to the Quantum Theory, McGraw-Hill, New York, 1964.

Merzbacher E., Quantum Mechanics, Wiley, New York, 1970.

Математическая физика

Mathews J., Walker R. L., Mathematical Methods of Physics, Benjamin, Reading, Mass., 1964, 1970. Это кратко написанная и легко читаемая книга, в которой излагается необходимый математический аппарат. Если же какие-то сведения в ней отсутствуют, то следует обратиться к энциклопедическому труду:

Morse P., Feshbach H., Methods of Theoretical Physics, 2 Vols, McGraw-Hill, New York, 1953. (Имеется перевод: П. Морс, Х. Фешбах, Методы теоретической физики, ИЛ, М., 1958.)

Наконец, нам хотелось бы подчеркнуть, что физика, несмотря на свою холодную внешность, глубоко человечная наука. Ее успех создается работающими в ней людьми. За каждой новой идеей в физике стоят многие бессонные ночи и длительная борьба за ясное понимание. Каждый важный эксперимент связан с сильными эмоциями участников, а зачастую — с остройшей конкуренцией и почти всегда с беззаветной преданностью общему делу. Каждый новый шаг оплачивается ценой горьких разочарований; каждый новый успех таит в себе неудачи. Много физических идей связано с любопытными происшествиями, а иногда и с веселыми анекдотами. Книга, подобная нашей, не может подробно останавливаться на всех этих аспектах, но мы приводим ниже список книг¹⁾, относящихся к субатомной физике, которые читатели, как мы надеемся, прочтут с большим интересом и наслаждением.

Fermi L., Atoms in the Family, University of Chicago Press, Chicago, 1954. (Имеется перевод: Лаура Ферми, Атомы у нас дома, ИЛ, 1958.)

Latmont L., Day of Trinity, Atheneum, New York, 1965.

Moore R., Niels Bohr, ed. А. А. Кнопф, New York 1966. (Имеется перевод: Рут Мур, Нильс Бор — человек и ученый, «Мир», М., 1969.)

¹⁾ Литература, отмеченная звездочкой, добавлена переводчиком. — Прим. ред.

- Weisskopf V. F., Physics in the Twentieth Century: Selected Essays, MIT Press, Cambridge, 1972.
- Gamow G., My World Line, Viking, New York, 1970.
- Segrè E., Enrico Fermi, Physicist, University of Chicago Press, Chicago, 1970. (Имеется перевод: Э. Сегрэ, Энрико Ферми — физик, «Мир», М., 1973.)
- Oliphan M., Rutherford Recollections of the Cambridge Days, Elsevier, Amsterdam, 1972.
- Heisenberg W., Physics and Beyond; Encounters and Conversations, London, 1971.
- Jungk Robert, The Big Machine, Scribner, New York, 1968.
- * Gamow G., Biography of Physics, Harper and Row, New York, 1961.
- * Gamow G., Thirty Years that Shook Physics, Doubleday, 1966.
- * Гейзенберг В., Физика и философия, ИЛ, 1963.
- * Heisenberg W., Across the Frontiers, Harper and Row, New York, 1974.

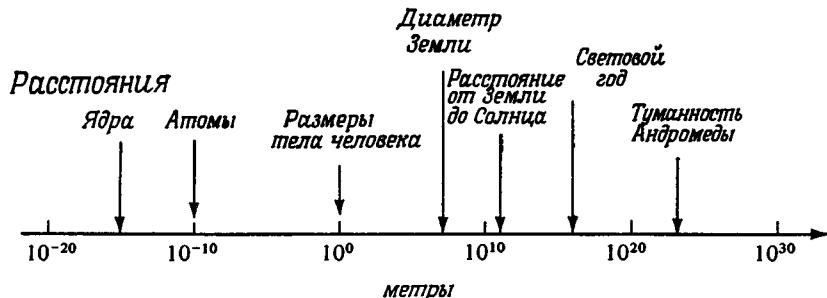
НЕКОТОРЫЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ О СУБАТОМНОЙ ФИЗИКЕ И О ЕЕ ЯЗЫКЕ

Развитие субатомной физики началось с 1896 г., когда Беккерель открыл радиоактивность; с тех пор субатомная физика была постоянным источником сюрпризов, неожиданных явлений и новых взглядов на законы природы. В одном научно-фантастическом рассказе, который впоследствии был экранизирован, группа астронавтов летит через гиперпространство к отдаленной галактике. После рискованного путешествия они ведут бой с гигантскими животными в страшных пещерах. Но в итоге астронавты обнаруживают, что через гиперпространство они попали внутрь обычной гусеницы на Земле и были атакованы микробами. В субатомной физике происходит обратное. Ядра представляют собой тяжелые, плотные и малые центры атомов. Физики, проникая все глубже в эти малые объекты, встречаются со всей Вселенной. Они исследуют термоядерные реакции, идущие в недрах Солнца, получают в своих лабораториях новые и странные формы материи, лицом к лицу сталкиваются с проблемами, позволяющими понять, как возникли химические элементы во Вселенной.

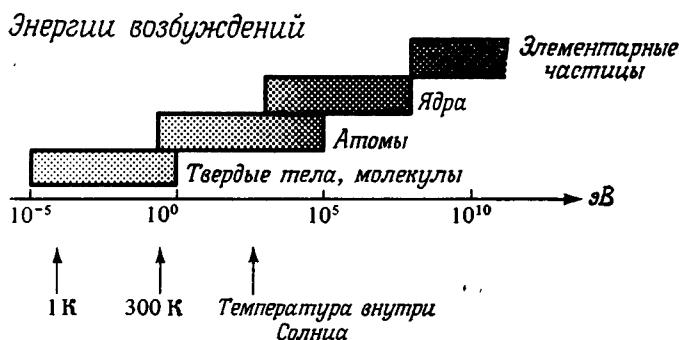
В этой главе мы дадим читателю представление о порядках величин, встречающихся в субатомной физике, точно определим используемые нами единицы измерения и познакомим его с языком, необходимым для изучения субатомных явлений.

§ 1. ПОРЯДКИ ВЕЛИЧИН

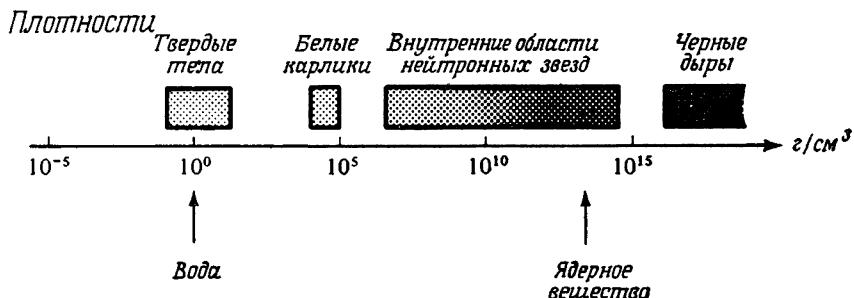
Субатомная физика отличается от всех других наук одной особенностью: она является как бы спортивной площадкой для игры трех видов фундаментальных взаимодействий между физическими объектами, причем два вида проявляются только в тех случаях, когда объекты расположены очень близко друг к другу. В биологии, в химии, а также в атомной физике и физике



Фиг. 1.1. Характерные расстояния. Область расстояний, меньших примерно 10^{-17} м, не исследована. В настоящее время неизвестно, будут ли открыты новые типы сил и новые явления в этой области.



Фиг. 1.2. Характерные величины энергий возбуждений. Приведены также значения температур, соответствующих указанным энергиям.



Фиг. 1.3. Характерные значения плотностей.

твердого тела почти полностью господствует дальнодействующее электромагнитное взаимодействие. Явлениями в окружающем нас мире управляют два типа дальнодействующих сил — гравитационные и электромагнитные. В субатомной физике происходит тонкая игра трех взаимодействий — адронного, электромагнитного и слабого, — причем адронное и слабое взаимодействия становятся пренебрежимо малыми на расстояниях порядка атомных размеров и больше. (Возможно, существует по крайней мере еще одно фундаментальное взаимодействие — суперслабое, — однако убедительных доказательств в его пользу нет.) Адронное (т. е. сильное, или ядерное) взаимодействие удерживает вместе нуклоны в ядрах; радиус действия адронных сил весьма мал, но величина их огромна. Слабые взаимодействия еще более короткодействующие. Здесь термины *адронное, слабое, короткодействующее* пока что просто слова, но по мере чтения данной книги эти термины станут для читателя близкими и знакомыми.

Представление о порядке величин, встречающихся при изучении различных объектов, дают фиг. 1.1 — 1.3. Мы не поясняем эти фигуры; они и так понятны.

§ 2. ЕДИНИЦЫ

Основные единицы, которыми мы будем пользоваться в книге, приведены в табл. 1.1. В табл. 1.2 указаны приставки для образования десятичных дробных и кратных единиц. Например, $10^8 \text{ эВ} = 1 \text{ МэВ}$, $10^{-12} \text{ с} = \text{ пс}$, $10^{-15} \text{ м} = 1 \text{ фм}$. Последняя единица, фемтметр, часто называется *ферми* и весьма

Таблица 1.1

Основные единицы

c — скорость света

| Величина | Название единицы | Сокращенное обозначение |
|----------|------------------|-------------------------|
| Длина | метр | м |
| Время | секунда | с |
| Энергия | электронвольт | эВ |
| Масса | | $\text{эВ}/c^2$ |
| Импульс | | $\text{эВ}/c$ |

широко используется в ядерной физике. Поясним, в каком смысле употребляется *электронвольт* в качестве единицы энергии: 1 эВ представляет собой энергию, приобретаемую электроном, ускоренным разностью потенциалов

Таблица 1.2

Приставки, обозначающие степени 10

| Степень | Приставка | Символ | Степень | Приставка | Символ |
|-----------|-----------|--------|------------|-----------|--------|
| 10^1 | дека | д | 10^{-1} | дэци | д |
| 10^2 | гекто | г | 10^{-2} | санти | с |
| 10^3 | кило | к | 10^{-3} | милли | м |
| 10^6 | мега | М | 10^{-6} | микро | мк |
| 10^9 | ги́га | Г | 10^{-9} | нано | н |
| 10^{12} | тера | Т | 10^{-12} | пико | п |
| | | | 10^{-15} | фемто | ф |
| | | | 10^{-18} | атто | а |

в 1 В, т. е.

$$1 \text{ эВ} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ К} \text{ (кулон)} \cdot 1 \text{ В} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} \text{ (дюоуль)} = \\ = 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}. \quad (1.1)$$

Электронвольт (или любое десятичное кратное его) представляет собой удобную единицу энергии, поскольку частицы данной энергии обычно получают путем ускорения в электромагнитных полях. Для объяснения используемых в субатомной физике единиц *массы и импульса* мы должны рассмотреть одну из основных формул специальной теории относительности, связывающую полную энергию E , массу m и импульс p свободной частицы¹⁾:

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4. \quad (1.2)$$

Формула (1.2) показывает, что полная энергия частицы состоит из двух частей: независимой от движения (энергии покоя mc^2) и зависящей от импульса частицы. Если частица не имеет массы покоя, то формула (1.2) принимает вид

$$E = pc; \quad (1.3)$$

если частица с неравной нулю массой покоя поконится, то мы имеем знаменитую формулу

$$E = mc^2, \quad (1.4)$$

непосредственно следующую из (1.2). Именно из рассмотрения формул (1.2) — (1.4) ясно, почему в субатомной физике удобны единицы эВ/ c^2 для

¹⁾ См. Айсберг, формула (1.25), или Джексон, формула (12.11). [Напоминаем, что здесь и ниже в тех случаях, когда книга включена в общую библиографию на стр. 12, указывается курсивом только фамилия автора или авторов на русском языке.— Прим. ред.]

массы и $\text{эВ}/c$ для импульса. Действительно, если масса и энергия частицы известны, то величина импульса, выражаемая в единицах $\text{эВ}/c$, сразу получается из формулы (1.2). Здесь мы обозначаем вектор импульса через \mathbf{p} , а его величину через p .

В тех формулах в книге, где встречаются электромагнитные величины, мы всегда будем использовать гауссову систему единиц. Эта система используется в книге *Джексона*; с помощью приложения 4 к его книге (стр. 621) можно легко переводить единицы гауссовой системы в единицы системы МКС.

§ 3. ЯЗЫК СУБАТОМНОЙ ФИЗИКИ — ФЕЙНМАНОВСКИЕ ДИАГРАММЫ

В этой книге мы будем широко пользоваться понятиями и формулами классической электродинамики, специальной теории относительности и квантовой механики. Тот факт, что нам нужна электродинамика, не удивителен. Ведь большинство элементарных частиц и атомные ядра заряжены; их взаимодействия друг с другом и поведение во внешних электрических и магнитных полях описываются уравнениями Максвелла.

Специальная теория относительности нам тоже нужна, что наиболее ясно видно из следующих двух обстоятельств. Во-первых, в субатомной физике приходится рассматривать рождение и уничтожение частиц, иными словами, превращение друг в друга энергии и массы. Если материальная частица поконится, то ее масса и энергия связаны формулой (1.4), если же она движется, то следует пользоваться формулой (1.2). Во-вторых, частицы, разгоняемые современными ускорителями, движутся со скоростями, близкими к скорости света, и к ним нерелятивистская (ньютоновская) механика уже более неприменима.

Рассмотрим две системы отсчета K и K' . Пусть оси системы K' параллельны осям системы K . Пусть система K' движется относительно системы K со скоростью v в положительном направлении оси z . Тогда связь между мировыми координатами x' , y' , z' , t' в системе K' и мировыми координатами x , y , z , t в системе K определяется преобразованиями Лоренца¹⁾:

$$\begin{aligned} x' &= x, & y' &= y, \\ z' &= \gamma(z - vt), \\ t' &= \gamma\left(t - \frac{\beta}{c}z\right), \end{aligned} \tag{1.5}$$

где

$$\gamma = \frac{1}{(1 - \beta^2)^{1/2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}. \tag{1.6}$$

¹⁾ См. *Айсберг*, формула (1.13), или *Джексон*, формула (11.19).

Импульс и скорость частицы связаны соотношением

$$\mathbf{p} = m\gamma \mathbf{v}. \quad (1.7)$$

Используя формулы (1.2) и (1.6) и возводя (1.7) в квадрат, получаем

$$\beta \equiv \frac{v}{c} = \frac{pc}{E}. \quad (1.8)$$

В качестве примера применения преобразований Лоренца в субатомной физике рассмотрим мюон — частицу, с которой мы будем часто встречаться в этой книге. Она представляет собой как бы тяжелый электрон с массой $106 \text{ МэВ}/c^2$. Но электрон стабилен, а мюон распадается со средним временем жизни τ . Это время τ определяется формулой

$$N(t) = N(0) e^{-t/\tau}.$$

Здесь $N(t)$ — число мюонов, не распавшихся к моменту времени t . Согласно приведенной формуле, если в момент t_1 имеется $N(t_1)$ мюонов, то к моменту $t_2 = t_1 + \tau$ их останется всего $N(t_1)/e$. Среднее время жизни покоящегося мюона было измерено и оказалось равным $2,2 \text{ мкс}$. Рассмотрим теперь какой-нибудь мюон, полученный на ускорителе, скажем на ускорителе в Батавии, т. е. мюон с энергией 100 ГэВ . Если мы зарегистрируем такой мюон в лаборатории, то какое среднее время жизни его $\tau_{\text{лаб}}$ будет измерено? Нерелятивистская механика, конечно, утверждает: $2,2 \text{ мкс}$. Но это неверно. Для получения правильного ответа необходимо обратиться к преобразованиям Лоренца. В системе отсчета, относительно которой мюон покоятся (нештрихованной), среднее время жизни мюона — это временной интервал, протекший между двумя моментами t_2 и t_1 , о которых говорилось выше, т. е. $\tau = t_2 - t_1$. Соответствующие времена t'_2 и t'_1 в лабораторной (штрихованной) системе отсчета получаются с помощью последней формулы (1.5), из которой для наблюдаемого лабораторного среднего времени жизни мюона $\tau_{\text{лаб}} = t'_2 - t'_1$ имеем

$$\tau_{\text{лаб}} = \gamma \tau.$$

Исходя из формул (1.6) и (1.8), можно вычислить отношение обоих средних времен жизни:

$$\frac{\tau_{\text{лаб}}}{\tau} = \gamma = \frac{E}{mc^2}. \quad (1.9)$$

Если $E = 100 \text{ ГэВ}$, $mc^2 = 106 \text{ МэВ}$, то $\tau_{\text{лаб}}/\tau \approx 10^3$. Среднее время жизни мюона, наблюдаемое в лабораторной системе координат, примерно в 1000 раз превышает время жизни мюона в покоящейся системе (т. е. собственное его время жизни).

Квантовая механика совершенно необходима в физике, так как без нее мы не в состоянии объяснить свойства атомов, молекул и твердых тел. Поэтому нет ничего удивительного в том, что квантовая механика также нужна

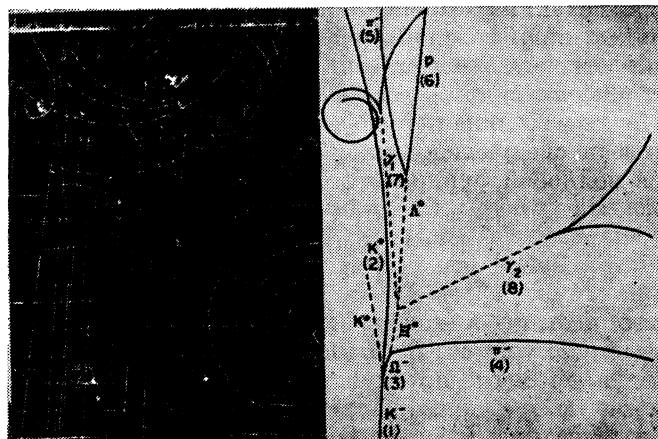
и в субатомной физике. Действительно, существование квантовых уровней энергии и появление интерференционных эффектов в субатомной физике определенно свидетельствуют о присутствии квантовых явлений. Но достаточно ли нам тех знаний квантовой теории, которые мы получили из атомной физики? Ведь основные свойства атомов можно было понять, не обращаясь к специальной теории относительности, так как нерелятивистская квантовая механика хорошо описывает почти все явления атомной физики. Наоборот, в субатомной физике практически ничего нельзя объяснить без теории относительности, как мы это только что разъяснили читателю. Поэтому следует считаться с тем, что в субатомной физике нерелятивистская квантовая механика нарушается. Такое нарушение можно довольно просто объяснить на следующем примере. Предположим, что некоторая частица описывается волновой функцией $\psi(x, t)$. Условие нормировки¹⁾

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x, t) \psi(x, t) d^3x = 1 \quad (1.10)$$

показывает, что частица в каждый момент времени должна находиться в какой-то точке пространства. Но этого, однако, не может быть в субатомной физике, так как в ней часто происходит *рождение* или *уничтожение* частиц в отдельные моменты времени. Яркий пример таких процессов представлен на фиг. 1.4. Слева на фиг. 1.4 дана фотография, полученная в пузырьковой камере. (О ней речь пойдет в § 4 гл. 4.) Справа схематически вычерчены и проидентифицированы важнейшие треки. В гл. 5 мы расскажем, какие бывают элементарные частицы. Здесь же мы просим читателя просто считать, что существуют частицы, названия которых указаны на фиг. 1.4, и пока пусть он особенно не беспокоится об их свойствах. В данном случае треки говорят нам о следующем процессе в субатомном мире. Частица K^- , т. е. отрицательный каон, вошла в пузырьковую камеру снизу. Пузырьковая камера наполнена водородом, и поэтому единственный вид частицы, с которой этот каон может взаимодействовать с заметной вероятностью, это ядро атома водорода — протон. Отрицательный каон и в самом деле, как мы видим на фотографии, столкнулся с протоном, и при этом родились положительный каон, нейтральный каон и частица *омега минус*. В свою очередь, Ω^- -частица распалась на частицы Ξ^0 и π^- . Потом произошли другие процессы, о которых сейчас мы ничего говорить не будем. События, изображенные на фиг. 1.4, говорят убедительно о следующем. Элементарные частицы могут рождаться и уничтожаться в физических процессах. Поэтому, как мы сказали выше, эти наблюдаемые элементарные процессы понять без специальной теории

¹⁾ Интеграл следовало бы записывать в виде $\int \int \int d^3x$. Однако мы используем обычные обозначения и пишем только один знак интеграла.

относительности невозможно. Действительно, условие (1.10) не может соблюдаться, поскольку из него следует независимость от времени полной вероятности нахождения в пространстве частицы, описываемой функцией ψ . Нерелятивистская квантовая механика не может описать процессов рождения и уничтожения частиц¹⁾.

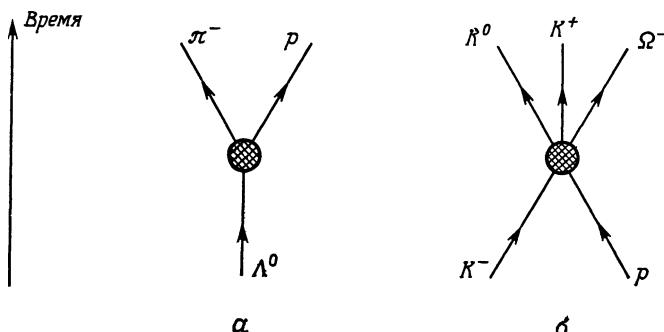


Фиг. 1.4. Фотография, полученная с использованием жидкой водородной пузырьковой камеры. На фотографии и на фигуре справа видны многочисленные процессы рождения и уничтожения элементарных частиц. Отдельные моменты изображенного сложного процесса объяснены в тексте. (Эта фотография была получена авторами от Брукхейвенской национальной лаборатории, в которой она была сделана в 1964 г.)

Полная теория адронных процессов и процессов со слабыми взаимодействиями, включая рождение и уничтожение частиц, выходит за рамки данной книги. Однако читателю необходимо знать хотя бы язык, используемый в этой теории для описания указанных процессов. Такой особый язык действительно разработан и употребляется всеми, работающими в физике элементарных частиц. Речь идет о *фейнмановских диаграммах*. Мы расскажем сейчас о самой сути их и заранее предупреждаем читателя, что в этих диаграммах содержится нечто большее и что их можно использовать с гораздо большим математическим смыслом, чем об этом можно судить по нашему беглому их описанию. Фейнмановские диаграммы для двух процессов из тех,

¹⁾ Теорему о том, что нерелятивистская квантовая механика не может описывать нестабильные элементарные частицы, доказал Баргман. Это доказательство можно найти в приложении 7 к книге Кемпфера [1]. Приложение это (в русском переводе) называется «Если бы Галилей знал квантовую механику».

которые зафиксированы на фотографии фиг. 1.4, представлены на фиг. 1.5. Диаграмма слева описывает распад Λ^0 -частицы на протон и отрицательный пион, а справа — столкновение отрицательного каона с протоном, приводящее к рождению нейтрального и положительного каонов и Ω^- -частицы.



Фиг. 1.5. Фейнмановские диаграммы. *a* — распад $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$; *б* — реакция $K^-p \rightarrow K^0K^+\Omega^-$.

На обеих диаграммах взаимодействия изображены кружочками; это означает, что точный механизм взаимодействия предстоит еще исследовать. В последующих главах данной книги мы часто будем использовать фейнмановские диаграммы, причем по мере надобности будем давать разъяснения отдельных моментов их теории.

§ 4. ЛИТЕРАТУРА

Специальная теория относительности излагается во многих книгах и руководствах, и каждый преподаватель и читатель, конечно, имеют свою любимую книгу. Хорошее первоначальное введение можно найти в *Фейнмановских лекциях*, т. 1, гл. 15—17, или в книге *Смита* [2]. Подробное и полное изложение дано в книге *Джексона*, гл. 11, 12. Материал, изложенный в этих двух главах, является основным для всех приложений специальной теории относительности в субатомной физике. Подробное изложение предмета с особым упором на приложения в субатомной физике дано также в книге *Сарда* [3]. Увлекательной и необычной является книга *Тейлора и Уилера* [4].

Книги по *квантовой механике* уже были перечислены в общей библиографии (стр. 12). Однако здесь укажем на дополнительную литературу по фейнмановским диаграммам. К сожалению, нет таких руководств, по которым теорию фейнмановских диаграмм можно было бы изучить без труда. Сравнительно легко можно понять суть дела по книгам [5—7].

ЗАДАЧИ

1.1. Постарайтесь использовать всю доступную вам информацию для получения значений величин, характеризующих силу каждого из четырех фундаментальных взаимодействий. Попробуйте обосновать, почему именно эти, а не другие числа указаны вами как правильные.

1.2. Оцените характерные радиусы каждого из четырех фундаментальных взаимодействий.

1.3. Укажите несколько важных процессов, для которых существенно электромагнитное взаимодействие.

1.4. Для каких космологических и астрофизических явлений существенно слабое взаимодействие?

1.5. Известно, что мюон (как бы тяжелый электрон с массой около $100 \text{ МэВ}/c^2$) обладает радиусом меньше 0,1 фм. Рассчитайте минимально возможную плотность мюона. Где она лежит на шкале фиг. 1.3? Что вас удивляет в этой грубой оценке?

1.6. Проверьте формулу (1.8).

1.7. Проверьте формулу (1.9).

1.8. Рассмотрите цион с кинетической энергией 200 МэВ. Определите его импульс (в единицах $\text{МэВ}/c$).

1.9. Предположим, что вам удалось наблюдать протон с импульсом $5 \text{ МэВ}/c$. Вычислите его кинетическую энергию (в единицах МэВ).

1.10. Положим, что для некоторого экспе-

риента вам необходимы каоны с кинетической энергией 1 ГэВ. Они могут быть выделены из пучка с помощью магнитного поля. Какой импульс должен выделять магнит?

1.11. Укажите какие-нибудь два примера, показывающие, что специальная теория относительности действительно нужна в субатомной физике.

1.12. Какое расстояние в вакууме пройдет пучок мюонов с кинетической энергией

- 1 МэВ,
- 100 ГэВ,

прежде чем интенсивность пучка уменьшится до половины начального значения?

1.13. Ответьте на вопрос задачи 1.12 в случае заряженных и в случае нейтральных пионов.

1.14. Как вы думаете, в каких субатомных процессах могут проявиться эффекты квантовомеханической интерференции?

1.15. Допустив, что сильные и слабые взаимодействия приблизительно постоянны на расстояниях, больших 1 ферми, найдите примерные относительные величины сил взаимодействий

$$F_{\text{адр}} : F_{\text{эл.маг}} : F_{\text{слаб}} : F_{\text{грав}}$$

для двух протонов, разделенных расстоянием, равным 1 ферми. Пользуйтесь любой информацией или аргументацией, имеющейся в вашем распоряжении, для получения искомых отношений.

Цитированная литература

1. *Kaempffer F.*, Concepts in Quantum Mechanics, Academic Press, New York, 1965.
(Имеется перевод: Ф. Кемпфер, Основные положения квантовой механики, «Мир», М., 1967.)
2. *Smith J. H.*, Introduction to Special Relativity, Benjamin, Reading, Mass., 1967.
3. *Sard D.*, Relativistic Mechanics, Benjamin, Reading, Mass., 1970.
4. *Taylor E. F.*, *Wheeler J. A.*, Spacetime Physics, W. H. Freeman, San Francisco, 1963, 1966. (Имеется перевод: Е. Тейлор, Дж. Уилер, Физика пространства и времени, «Мир», М., 1968.)
5. *Feynman R. P.*, Theory of Fundamental Processes, Benjamin, Reading, Mass., 1962.
6. *Mandl F.*, Introduction to Quantum Field Theory, Wiley-Interscience, New York, 1959.
7. *Ziman J. M.*, Elements of Advanced Quantum Theory, Cambridge University Press, Cambridge, 1969. (Имеется перевод: Дж. Займан, Современная квантовая теория, «Мир», М., 1971.)

ЧАСТЬ |

СРЕДСТВА ЭКСПЕРИМЕНТА

Как бывает грустно, когда вы оказываетесь в таком положении, что лишены самых необходимых средств в условиях острой нужды в них. Ситуация может быть простой. Например, вы находитесь в пустыне, на вашем ботинке порвался шнурок, а у вас нет ни ножа, ни веревочки; или вы находитесь в Долине Смерти, в радиаторе вашей машины проходилась трубка, а у вас нет изоляционной ленты, чтобы заделать течь. В упомянутых случаях вам, по крайней мере, известно, что вы забыли взять с собой и в чем вы сейчас остро нуждаетесь. Сталкиваясь с таинственными явлениями в субатомной физике, мы также испытываем нужду в определенных средствах и орудиях, но зачастую не знаем, что нам на самом деле нужно. Конечно, мы многому научились за последние 75 лет. Были найдены и созданы превосходные средства ведения эксперимента. Для получения пучков элементарных частиц мы имеем теперь ускорители, для наблюдения этих частиц и изучения законов их взаимодействия мы имеем в своем распоряжении прекрасные детекторы, для получения количественных данных в экспериментах мы располагаем точными измерительными приборами. Последующие три главы данной книги содержат краткое описание некоторых важнейших орудий и средств физического эксперимента в субатомной физике.

2

УСКОРИТЕЛИ

§ 1. ПОЧЕМУ ИМЕННО УСКОРИТЕЛИ?

Ускорители стоят очень дорого. Для чего же они нужны? Почему они столь необходимы для исследований в субатомной физике? На все эти вопросы читатель получит ответы позже по мере знакомства с отдельными разделами нашей книги. Пока же мы просто расскажем о самом главном.

Ускорители позволяют получать пучки заряженных частиц с энергиями от нескольких МэВ до нескольких сотен ГэВ. Интенсивность пучков достигает 10^{16} частиц в секунду, причем эти пучки можно сфокусировать на мишени площадью всего лишь в несколько квадратных миллиметров. В качестве «первичных снарядов» чаще всего используются протоны и электроны.

Только с помощью ускорителей мы способны решать такие задачи, как получение новых частиц или новых состояний экспериментально уже открытых частиц, а также исследовать детально структуру субатомных объектов. Возьмите частицы и ядра. В природе существует совсем немного стабильных частиц — протон, электрон, нейтрino и фотон. В веществе нашей Земли имеется весьма ограниченный набор возможных атомных ядер, причем они практически всегда находятся в основных состояниях. Чтобы выйти за узкие рамки тех объектов, которые попадают к нам в руки на Земле естественным путем, следует возбуждать новые состояния частиц и ядер искусственно. Для получения какого-либо нового такого состояния, обладающего массой m , необходима, по меньшей мере, энергия $E = mc^2$. Вообще говоря, требуется даже значительно большая энергия, как мы объясним это читателю ниже. Пока не найден еще предел значений масс частиц, находящихся в возбужденных новых состояниях, и нам не известно, существует ли он вообще. Чтобы ответить на этот вопрос, требуется иметь более мощные ускорители высоких энергий.

Высокие энергии нужны не только для получения новых состояний; они необходимы также и для выяснения деталей структуры уже открытых суб-

атомных объектов. Легко видеть, что энергия частиц, используемых для исследования все более мелких деталей ядер и частиц, должна возрастать. Действительно, дебройлевская длина волны частицы с импульсом p равна

$$\lambda = \frac{\hbar}{p}, \quad (2.1)$$

где \hbar — постоянная Планка. В большинстве формул в этой книге будет использоваться *приведенная* дебройлевская длина волны

$$\tilde{\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar}{p}, \quad (2.2)$$

где \hbar перечеркнутое, или дираковское \hbar , равно

$$\hbar = \frac{\hbar}{2\pi} = 6,5820 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{с}. \quad (2.3)$$

Далее, как известно из оптики, чтобы различать структурные детали объекта с линейными размерами порядка d , должны использоваться длины волн, сравнимые с d или меньше d :

$$\tilde{\lambda} \leq d. \quad (2.4)$$

Иначе говоря, требуются частицы с импульсом

$$p \geq \frac{\hbar}{d}. \quad (2.5)$$

Чем мельче детали объектов, которые мы хотим рассмотреть, тем, следовательно, выше должны быть значения импульсов, а потому и энергий. В качестве примера возьмем объект размером порядка $d = 1 \text{ фм}$, а в качестве «инструмента» используем протон. Ниже мы убедимся, что в данном случае применимо нерелятивистское приближение. Таким образом, минимальная кинетическая энергия протона должна равняться

$$E_{\text{кин}} = \frac{p^2}{2m_p} = \frac{\hbar^2}{2m_p d^2}; \quad (2.6)$$

здесь мы использовали неравенство (2.5). В формулу (2.6) можно прямо подставить значения постоянных \hbar и m_p , взятые из табл. П.1 приложения. Однако мы воспользуемся данным примером, чтобы показать, как рассчитывать $E_{\text{кин}}$ и другие подобные величины более окольным, но тем не менее и более удобным путем. Прежде всего представим по возможности все величины, входящие в формулу, в виде безразмерных отношений. Величина $E_{\text{кин}}$ имеет размерность энергии. Такую же размерность имеет энергия покоя протона $m_p c^2 = 938 \text{ МэВ}$. Следовательно, мы можем написать безразмерное отношение

$$\frac{E_{\text{кин}}}{m_p c^2} = \frac{1}{2d^2} \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)^2.$$

Величина в скобках, как видно сразу из табл. П.1 в приложении,— не что иное, как комптоновская длина волны протона:

$$\lambda_p = \frac{\hbar}{m_p c} = 0,210 \text{ фм} \quad (2.7)$$

Таким образом, для кинетической энергии протона непосредственно имеем следующий результат:

$$\frac{E_{\text{кин}}}{m_p c^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_p}{d} \right)^2 = 0,02, \quad (2.8)$$

согласно которому кинетическая энергия протонов, используемых для рассматривания деталей с линейными размерами порядка 1 фм, должна составлять около 20 МэВ. Поскольку эта кинетическая энергия во много раз меньше энергии покоя одного нуклона, то нерелятивистское приближение, которым мы пользовались, вполне оправдано. Природа не предоставляет нам интенсивные пучки протонов с такой высокой энергией, и их приходится получать искусственно — на ускорителях. (В космических лучах, правда, имеются частицы и с гораздо более высокими энергиями, но интенсивность пучков этих частиц столь мала, что с их помощью можно решать в ходе систематических исследований лишь весьма ограниченный круг задач.)

Самый простой способ получения пучков частиц с высокой энергией — ускорение их в электрическом поле. Сила, действующая на частицу с зарядом q в электрическом поле \mathcal{E} , определяется формулой

$$\mathbf{F} = q\mathcal{E}. \quad (2.9)$$

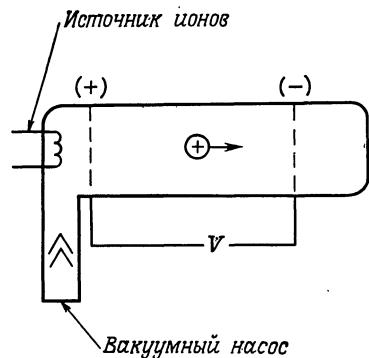
В простейшем ускорителе имеются две сетки с наложенной на них разностью потенциалов V , расположенные на расстоянии d (фиг. 2.1). Следовательно, средняя напряженность поля равна $|\mathcal{E}| = V/d$, а приобретаемая частицей энергия

$$E = Fd = qV. \quad (2.10)$$

Разумеется, обе сетки должны быть расположены в вакууме, иначе ускоряющие частицы сталкивались бы с молекулами воздуха и непрерывно теряли почти всю приобретенную энергию. Именно поэтому на фиг. 2.1 мы видим вакуумный насос. Кроме того, указан источник ионов — он создает заряженные частицы. Указанные элементы — источник частиц, ускоряющее устройство, вакуумный насос — составные части любого ускорителя.

Можно ли получить с помощью простейшего ускорителя, схематически показанного на фиг. 2.1, пучки частиц с энергией 20 МэВ? Каждый, кто имел дело с высоковольтными устройствами, прекрасно знает, что практически построить такой прибор очень трудно. Уже при напряжениях в несколько киловольт может произойти пробой, и необходимы определенные усилия, чтобы превысить даже 100 кВ. И действительно, потребовались значительная

изобретательность и упорная работа для создания электростатических генераторов (см. фиг. 2.2), которые способны давать ускоренные частицы с энергиями порядка 10 МэВ. На электростатических генераторах, как бы мы их ни усовершенствовали, невозможно получать частицы с энергиями, большими указанной по порядку величины. Потребовалась новая идея: как ускорять частицы, и она возникла — это многократное воздействие данной разностью потенциалов на одну и ту же ускоряемую частицу. (И так случалось



Фиг. 2.1. Схема устройства простейшего ускорителя

много раз при развитии ускорительной техники вплоть до создания современных гигантских машин: казалось, что как будто уже достигнута максимальная энергия ускорения частиц. Однако каждая из „непреодолимых“ трудностей всякий раз устраивалась путем нового остроумного решения.)

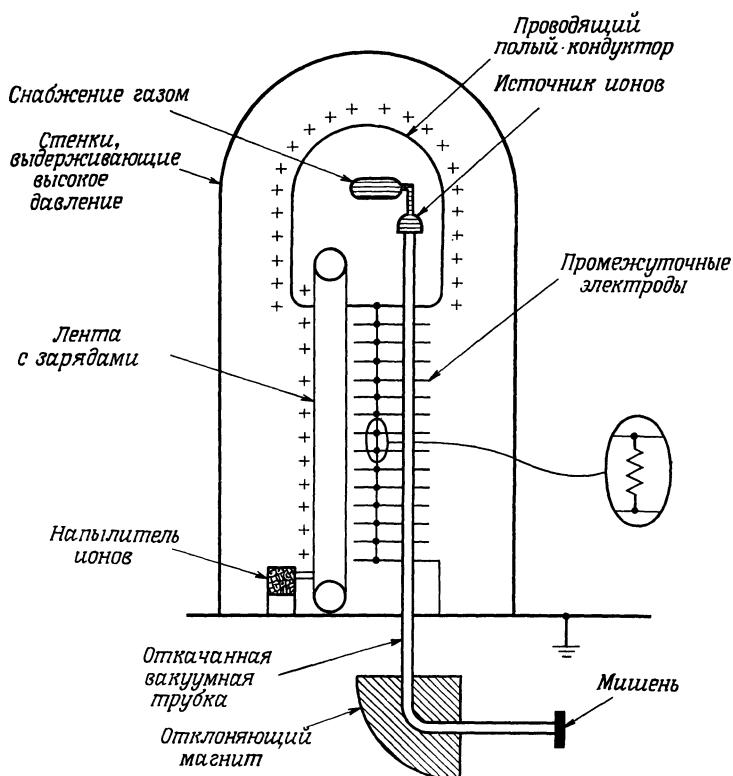
Далее речь пойдет только о трех типах ускорителей: электростатическом генераторе, линейном ускорителе и синхротроне.

§ 2. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ (ГЕНЕРАТОРЫ ВАН ДЕ ГРААФА)

Трудно получить достаточно высокое напряжение непосредственно, например используя трансформаторы и выпрямители. В генераторе Ван де Граафа [1, 2] трудность эта обойдена транспортировкой заряда Q к проводящему полому кондуктору C ; получающаяся разность потенциалов оказывается равной

$$V = \frac{Q}{C}, \quad (2.11)$$

и именно она используется для ускорения ионов. Основные элементы генератора Ван де Граафа показаны на фиг. 2.2. Положительные заряды наносятся на ленту из изоляционного материала с помощью зарядового устройства, работающего при напряжении 20—30 кВ. Лента приводится в движение



Фиг. 2.2. Схема устройства генератора Ван де Граафа.

мотором, и заряды переносятся к кондуктору, снимаются там рядом коронирующих игл и поступают непосредственно на его поверхность. Положительные ионы — протоны, дейтроны и т. п. — подаются специальным источником ионов и ускоряются в вакуумной трубке. Пучок частиц, выходящий из этой трубки, обычно направляется на мишень при помощи отклоняющего магнита. Если вся система работает при обычном атмосферном давлении, то может быть достигнуто напряжение порядка нескольких МэВ, прежде чем искусственно созданная молния не разрядит кондуктор. Если система находится в резервуаре, наполненном инертным газом, например азотом или углекислым газом, под давлением 15 атм, то можно получить напряжения вплоть до 12 МэВ.

Максимальное напряжение можно увеличить вдвое, используя тандемный ускоритель Ван де Граафа (см. фото 1); схематически он показан на фиг. 2.3.

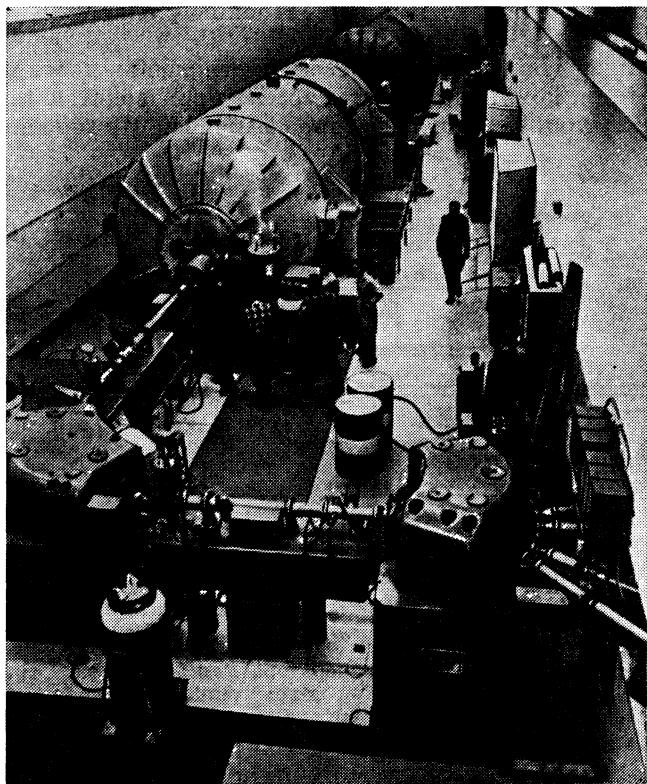
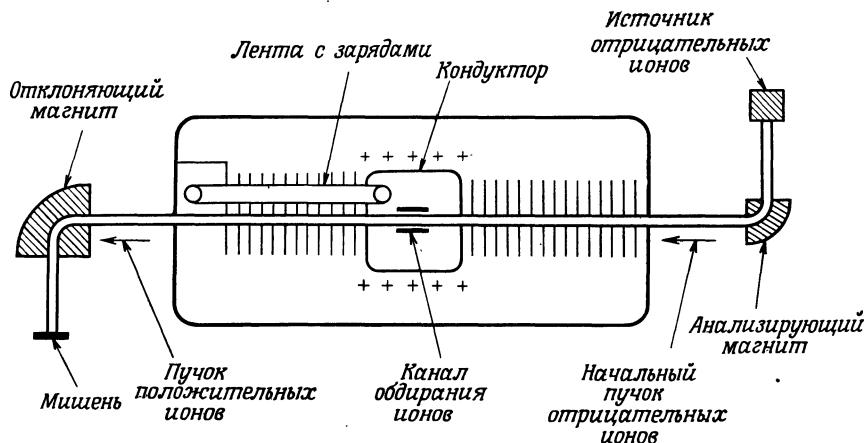


Фото 1. Тандемный ускоритель Ван де Граафа Вашингтонского университета в Сиэттле, штат Вашингтон, США. (Фотография предоставлена авторам Вашингтонским университетом.) После того как пучок выходит из ускорителя, он поступает в специальное транспортное устройство. (Сначала четырехполюсный магнит на выходе из ускорителя фокусирует пучок. Затем пучок разворачивают на 90° и ваконец расщепляют на несколько отдельных пучков, которые поступают в различные экспериментальные устройства.)

Здесь кондуктор расположен посередине длинного резервуара высокого давления. На одном конце резервуара находится источник отрицательных ионов, создающий, например, ионы H^- . Эти ионы ускоряются электростатическим полем в направлении кондуктора, где они «обдираются», т. е. каждый из них лишается пары электронов, при прохождении сквозь фольгу или канал, содержащий газ. Полученные положительные ионы теперь летят в направлении мишени и снова набирают энергию. Таким образом, полная энергия

ускорения увеличивается в 2 раза по сравнению с одноступенчатым ускорителем Ван де Граафа.

Различные генераторы Ван де Граафа (в отношении достигаемых энергий ускорения частиц и коммерческой стоимости) производятся теперь промышленно; они получили широкое распространение. Интенсивность их пуч-



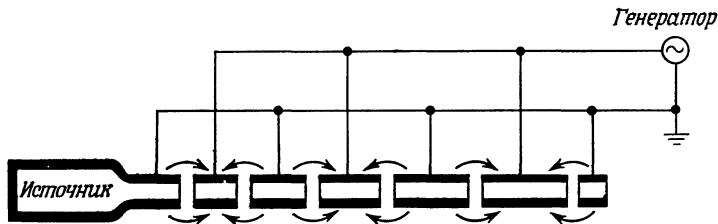
Фиг. 2.3. Схема устройства tandemного генератора Ван де Граафа. Отрицательные ионы сначала ускоряются, притягиваясь к положительно заряженному полому кондуктору. После этого с них обдираются электроны и получившиеся положительные ионы дальше ускоряют к мишени тем же электрическим полем.

ков довольно высока — до 100 мкА,— причем пучки могут быть непрерывными и хорошо коллимированными, а энергию на выходе можно хорошо стабилизировать (с точностью ± 10 кэВ). Эти ускорители являются надежными «рабочими лошадками» при исследовании структуры атомных ядер. Однако их максимально достижимая энергия ускорения в настоящее время не превышает примерно 30—40 МэВ для протонов, и поэтому такие ускорители нельзя применять при исследовании структуры и взаимодействий элементарных частиц.

§ 3. ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

Чтобы достичнуть очень высоких энергий, частицу необходимо подвергнуть многократному ускорению. Наиболее простой по замыслу системой для этого является линейный ускоритель [3, 4], схематически изображенный на фиг. 2.4 (см. также фото 2). Ряд цилиндрических трубок присоединяется

к генератору высокой частоты, причем так, чтобы в любой данный момент времени следующие друг за другом трубы имели противоположную полярность. Пучок частиц впрыскивается вдоль оси цилиндров. Внутри каждого цилиндра электрическое поле всегда равно нулю; в промежутках между трубками, т. е. в зазорах, поле меняется с частотой генератора. Рассмотрим



Фиг. 2.4. Схема устройства линейного ускорителя с рядом цилиндрических полостей. Стрелками в зазорах между полостями указано направление электрического поля в некоторый момент времени.

теперь частицу с зарядом e , которая проходит первый зазор в момент максимума ускоряющего поля. Длина L следующего цилиндра должна быть выбрана так, чтобы частица оказывалась в следующем зазоре как раз в тот момент, когда поле изменит знак. Она, таким образом, опять испытает воздействие максимального ускоряющего поля и после этого будет обладать энергией $2eV_0$. Чтобы такой трюк удался, длина L должна точно равняться $\frac{1}{2}vT$, где v — скорость частицы, а T — период осцилляций поля. Поскольку скорость частицы увеличивается при прохождении каждого очередного зазора, длины цилиндров должны также соответственно возрастать. В линейных ускорителях электронов скорость электронов приближается к скорости света c , и поэтому L стремится в пределе к $\frac{1}{2}cT$. Описанное устройство с цилиндрами не единственно возможное. Для ускорения частиц можно использовать электромагнитные волны, распространяющиеся внутри цилиндрических полостей. В обоих видах линейных ускорителей требуется иметь в распоряжении радиочастотные генераторы довольно значительной мощности, и поэтому, прежде чем линейные ускорители стали действительно строить, пришлось решить ряд невероятно трудных технических проблем. В настоящее время построен Стенфордский электронный линейный ускоритель трехкилометровой длины, дающий электроны с энергией более 20 ГэВ. В Лос-Аламосе (фото 3) строится протонный линейный ускоритель на 800 МэВ, который позволит получать пучки интенсивностью 1 мА — это так называемая «мезонная фабрика».

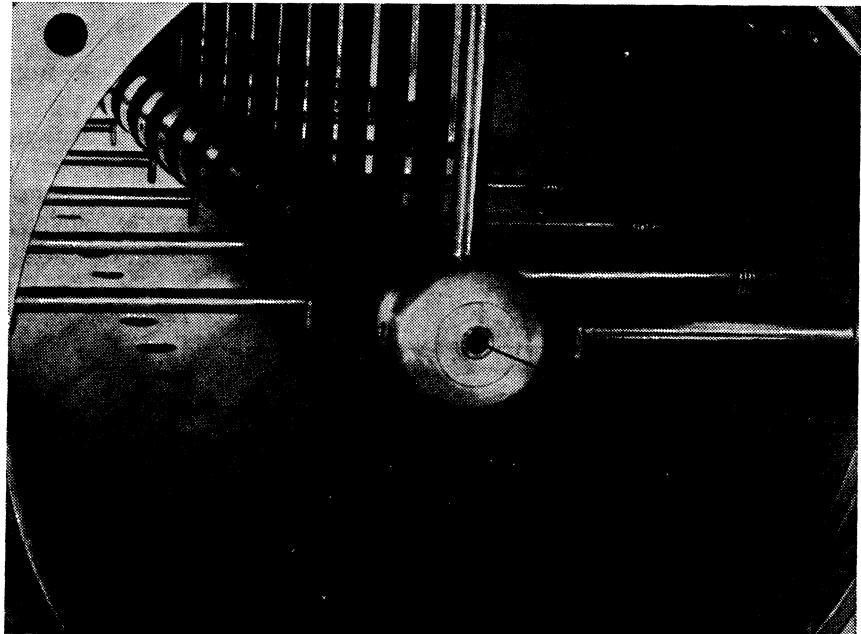


Фото 2. Линейный ускоритель протонов в Лос-Аламосе на ранней стадии его создания.
(Фотография предоставлена авторам Лос-Аламосской научной лабораторией.)
Устройство его во всем существенном такое, как показано на фиг. 2.4. Хорошо
видны цилиндрические полости.

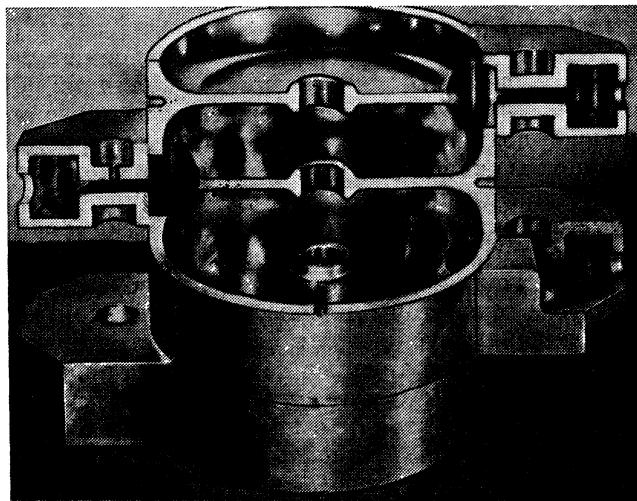
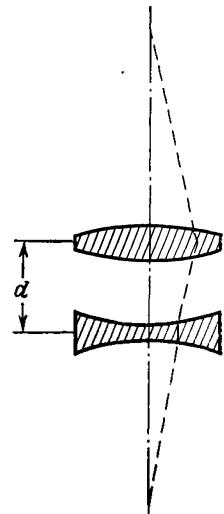


Фото 3. Одна из ускоряющих цилиндрических полостей (с ускоряющим полем частотой
800 МГц) ускорителя в Лос-Аламосе. (Фотография предоставлена авторам Лос-
Аламосской научной лабораторией.) Показан разрез цилиндрической полости.

§ 4. ОПТИКА ПУЧКОВ ЧАСТИЦ

При описании линейных ускорителей мы намеренно отвлеклись от многих связанных с ними проблем. Мы не собираемся и здесь их обсуждать. Однако один вопрос обязательно возникает у каждого, кто только представит себе ускоритель длиной в несколько километров: каким образом пучок частиц



Фиг. 2.5. Комбинация из фокусирующей и дефокусирующей тонких линз с одинаковыми фокусными расстояниями всегда фокусирует.

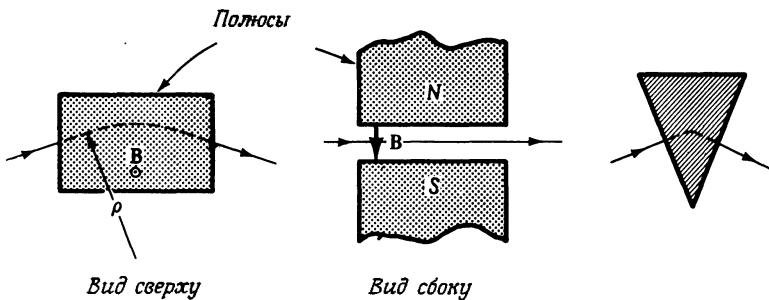
остается хорошо сколлинированным? Пучок от карманного фонаря, например, заметным образом расходится, хотя его и можно выпрямить линзами. Существуют ли линзы для пучков заряженных частиц? Да, они, действительно есть, и мы здесь немного расскажем о них, используя аналогию с обычными оптическими линзами.

В оптике световых пучков путь монохроматического светового луча, проходящего через систему тонких линз или призм, найти легко, используя законы геометрической оптики¹⁾. Рассмотрим, например, простую комбинацию из двух тонких линз — выпуклой и вогнутой, — находящихся на расстоянии d друг от друга и имеющих одинаковые фокусные расстояния f (фиг. 2.5). Такая комбинация линз *всегда* является фокусирующей с результирующим фокусным расстоянием

$$f_{\text{комбин}} = \frac{f^2}{d}. \quad (2.12)$$

¹⁾ См., например, книгу Юнга [5] или любой другой курс общей физики.

Для управления пучками заряженных частиц в ускорителях можно было бы,казалось, воспользоваться и электрическими, и магнитными линзами. Напряженность электрического поля, необходимая для эффективной фокусировки частиц высокой энергии в электрических линзах, оказывается, однако, неприемлемо большой, и поэтому применяются лишь магнитные линзы.



Фиг. 2.6. Прямоугольный двухполюсный магнит. Его оптическим аналогом является призма, изображенная на фигуре справа.

Отклонение монохроматического (моноэнергетического) пучка на требуемый угол либо выделение пучка с определенным импульсом осуществляется *двуихполюсным магнитом*, как это показано на фиг. 2.6. Радиус кривизны ρ траектории пучка можно рассчитать, воспользовавшись *формулой для силы Лоренца*¹⁾ F , испытываемой частицей с зарядом q и скоростью v в электрическом поле E и магнитном поле B :

$$\mathbf{F} = q \left\{ E + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right\}. \quad (2.13)$$

Эта сила нормальна к траектории частицы. Но по закону Ньютона $\mathbf{F} = dp/dt$, и в соответствии с формулой (1.7) нормальную к траектории компоненту силы можно представить в виде

$$F_n = \frac{pv}{\rho}. \quad (2.14)$$

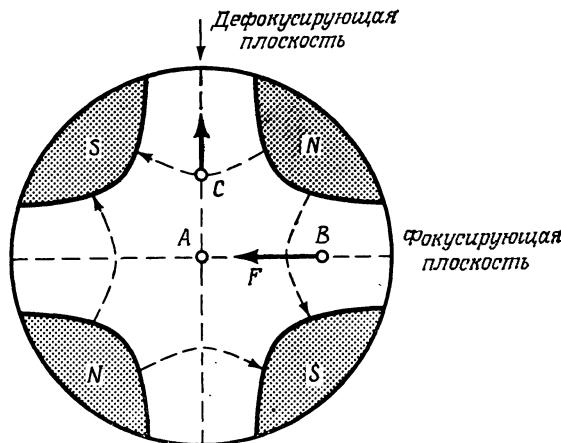
Отсюда и из формулы (2.13) для радиуса кривизны ρ получаем

$$\rho = \frac{pc}{|q|B}. \quad (2.15)^2)$$

¹⁾ См. Джексон, формула (6.87).

²⁾ Величины, входящие в формулу (2.15), выражены в гауссовых единицах, т. е. магнитное поле в гауссах, напряжение — в ставольтах (1 ставольт = 300 В). Чтобы вычислить ρ для частицы с единичным зарядом ($|q| = e$), выразим pc в электронвольтах;

При попытке сфокусировать пучок возникают различные трудности. Из фиг. 2.6 очевидно, что обычный двухполюсный магнит может изменить траекторию частицы, оставляя ее только в одной определенной плоскости, и поэтому фокусировку пучка с его помощью можно осуществить лишь в этой



Фиг. 2.7. Поперечное сечение четырехполюсного магнита. Из трех положительно заряженных частиц A , B и C , летящих в магнитном поле магнита параллельно его центральной оси симметрии, частица A не отклоняется полем, частица B отклоняется к центру, а частица C — от центра.

плоскости. Никаких магнитных линз со свойствами, аналогичными свойствам оптических фокусирующих линз, создать не удавалось. Этот факт многие годы смущал физиков. Но вот в 1950 г. решение в конце концов нашел Христофилюс, а в 1952 г. независимо Курант, Ливингстон и Снайдер [6]. Чтобы объяснить их основную идею так называемой *жесткой фокусировки*, достаточно взглянуть на фиг. 2.5. Если в оптической системе чередовать фокусирующие и *дефокусирующие* элементы, обладающие одинаковыми фокусными расстояниями, то в результате получим эффект фокусировки. В транспортных системах для пучков жесткая фокусировка наиболее часто достигается путем применения *четырехполюсных магнитов*. Поперечное сечение такого магнита показано на фиг. 2.7. Этот магнит имеет четыре полюса, причем поле

тогда формула (2.15) даст

$$B \text{ (Гс)} \times \rho \text{ (см)} = \frac{V}{300}. \quad (2.15a)$$

Например, для электрона с кинетической энергией 1 МэВ, согласно формуле (1.2), $pc = (E_{\text{кин}}^2 + 2E_{\text{кин}}mc^2)^{1/2} = 1,42 \cdot 10^8 \text{ эВ}$, тогда $V = 1,42 \cdot 10^8 \text{ В}$ и $B\rho = 4,7 \cdot 10^3 \text{ Гс} \cdot \text{см}$. Можно выразить величины в формуле (2.15) в единицах МКС, т. е. поле B измерять в теслах ($1 \text{ Тс} = 10^4 \text{ Вб/м}^2 = 10^4 \text{ Гс}$).

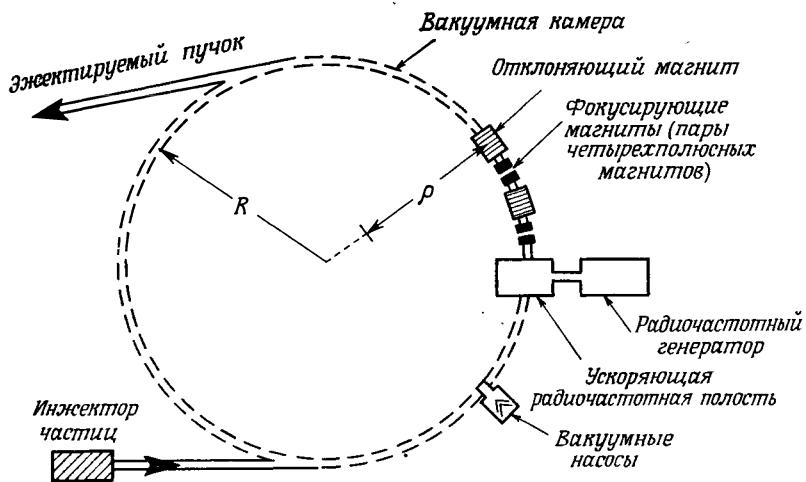
в центральной точке равно нулю, а в направлении от центра к краям возрастает. Чтобы пояснить, как действует четырехполюсный магнит, рассмотрим три положительно заряженные частицы, летящие вдоль центральной оси магнита и проходящие через точки его поперечного сечения, обозначенные *A*, *B* и *C*. Частица *A* проходит через центр и не отклоняется магнитами. На частицы *B* и *C* действует лоренцева сила, которая, согласно формуле (2.13), отклоняет частицу *B* к центру, а частицу *C* от центра. Таким образом, магнит ведет себя как фокусирующее устройство в отношении одной плоскости и дефокусирующее — в отношении другой. Комбинация двух расположенных один за другим четырехполюсных магнитов будет фокусировать пучок в двух плоскостях, если второй магнит повернуть вокруг центральной оси на 90° по отношению к первому магниту. Такие *пары четырехполюсных магнитов* являются существенными элементами всех современных ускорителей частиц и устройств, транспортирующих пучки к мишням. Применение подобных фокусирующих устройств позволяет выводить пучки на многие километры от ускорителя без существенных потерь их интенсивности.

§ 5. СИНХРОТРОНЫ

Почему нам нужны ускорители других типов? Ведь линейные ускорители могут, очевидно, давать пучки частиц любой энергии. Многое определяется экономическими соображениями. Поскольку Стэнфордский линейный ускоритель на 20 ГэВ уже имеет длину 3 км, ускоритель на 500 ГэВ должен был бы быть длиной около 75 км. Постройка такой машины и снабжение ее энергией связаны с огромными трудностями. Поэтому определенно имеет смысл заставить частицы многократно пробегать один и тот же меньший путь, т. е. строить круговые ускорители. Первый ускоритель с круговой траекторией частиц, *циклотрон*, предложил построить и построил Лоуренс в 1930 г. [7, 8]. Циклотроны и теперь имеют колossalное значение для развития субатомной физики. Несколько весьма современных и усовершенствованных циклотронов вступят в строй в ближайшие несколько лет. Тем не менее мы не будем здесь рассказывать о циклотронах, так как собираемся заняться их «двоюродными братьями» — *синхротронами*, которые во многом с ними сходны, но дают пучки более высоких энергий.

Идею синхротрона независимо предложили Макмиллан и Векслер в 1945 г. [9, 10]. Его основные элементы показаны на фиг. 2.8. Инжектор впрыскивает частицы с начальной энергией E_i в ускорительное кольцо. Двухполюсные магниты удерживают частицы на круговой траектории с радиусом кривизны r , а система четырехполюсных магнитов поддерживает коллимированность пучка частиц, ускоряемых последовательно расположенными радиочастотными ускоряющими полостями, работающими на частоте ω . Реальная траектория частиц состоит из прямых участков, проходящих внутри ускоряющих резонансных полостей, внутри фокусирующих и других элементов, и из уча-

стков круговых траекторий, расположенных внутри магнитов, удерживающих частицы. Поэтому радиус ускорительного кольца R оказывается большим радиуса кривизны r .



Фиг. 2.8. Основные элементы синхротрона. Изображено только два повторяющихся элемента.

Рассмотрим далее, что происходит с частицами с энергией E_i и импульсом p_i сразу после их инъекции [энергия и импульс частиц связаны формулой (1.2)]. Предположим, что радиочастотные ускорительные устройства еще не включены. Тогда частицы будут двигаться по кольцу со скоростью v , делая полный оборот за время T , которое, согласно формуле (1.8), определяется выражением

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi R E_i}{p_i c^2}. \quad (2.16)$$

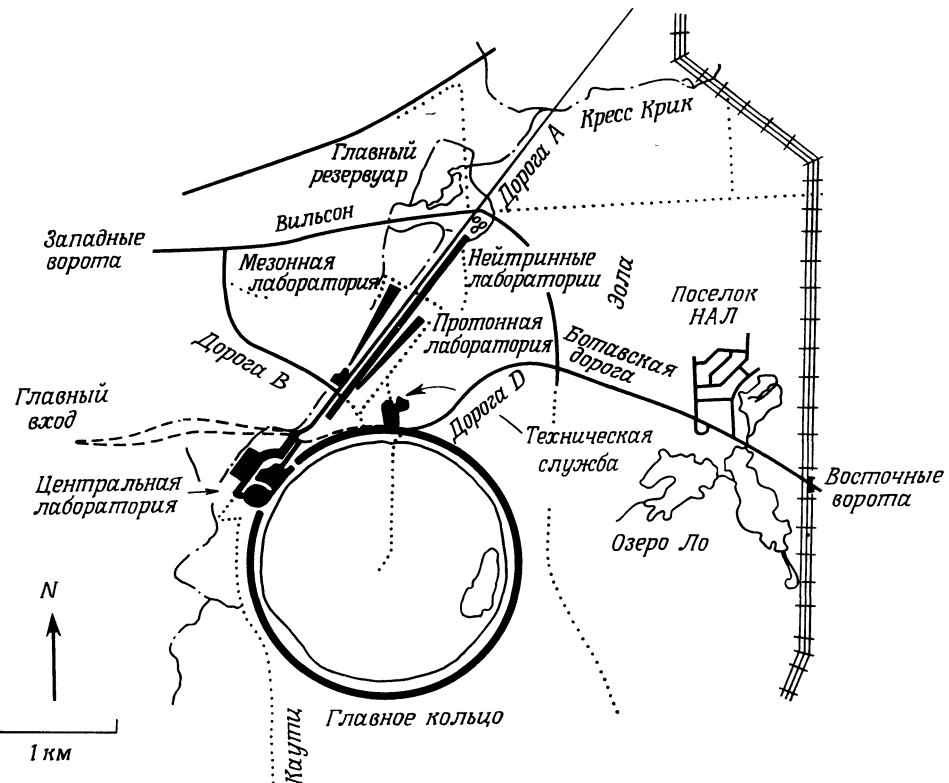
Соответствующая круговая частота равна

$$\Omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{p_i c^2}{R E_i}, \quad (2.17)$$

а магнитное поле, необходимое для удержания частиц на траектории, определяется из формулы (2.15):

$$B = \frac{p_i c}{|q| \rho}. \quad (2.18)$$

Ситуация меняется, как только включаются радиочастотные ускорительные устройства. Прежде всего радиочастота ω должна быть больше круговой



Фиг. 2.9. План места расположения Национальной ускорительной лаборатории в Батавии, штат Иллинойс. (Предоставлен авторам Национальной ускорительной лабораторией.)

частоты частицы Ω (в k раз), чтобы «подталкивать» частицу в нужные моменты времени. Далее из формулы (2.17) мы видим, что частота приложенного радиочастотного поля должна возрастать с ростом энергии ускоряемой частицы вплоть до достижения такого режима, когда частицы можно уже считать полностью релятивистскими, т. е. когда $pc = E$. Магнитное поле также должно возрастать :

$$\omega = k\Omega = \frac{kc}{R} \frac{pc}{E} \rightarrow \frac{kc}{R}; \quad B = \frac{pc}{|q| \rho}. \quad (2.19)$$

Если эти два условия выполняются, то частицы действительно ускоряются. Весь процесс ускорения выглядит следующим образом. В момент $t=0$ инжек-

тируется сгусток частиц с энергией E_i . Затем магнитное поле и радиочастоту непрерывно увеличивают от их начальных значений B_i и ω_i до конечных значений B_f и ω_f , причем так, чтобы в каждый момент выполнялись оба соотношения (2.19). Энергия частиц возрастает в течение этого процесса от первоначальной энергии инъектирования E_i до конечной энергии E_f . Время, требующееся для доведения энергии частиц до конечного значения, зависит от размеров установки. Для очень больших ускорительных машин это время порядка 1с.

Соотношения (2.19) раскрывают еще одну характерную особенность больших синхротронных ускорителей. Частицы в них нельзя ускорять сразу с помощью одного лишь синхротрона до полной энергии. Диапазон изменения радиочастоты и магнитного поля был бы тогда слишком велик. Поэтому частицы приходится предварительно ускорять на малых машинах и затем инъектировать в большие синхротронные ускорители. Рассмотрим, например, синхротрон в Батавии на 300 ГэВ (фиг. 2.9). Он работает следующим образом. Электростатический генератор Кокрофта и Уолтона дает пучок протонов с энергией 750 кэВ. Затем линейный ускоритель поднимает их энергию до 200 МэВ и они поступают в *бустерный синхротрон*, доводящий энергию частиц до 8 ГэВ, после чего подключается наконец большая ускорительная машина. Огромные размеры всей этой установки видны из фиг. 2.9.

Синхротроны могут применяться для ускорения и протонов, и электронов. Электронные синхротроны имеют одно общее свойство с другими кольцевыми электронными ускорителями: они являются интенсивными источниками коротковолнового так называемого *синхротронного излучения*. Происхождение синхротронного излучения хорошо объясняет классическая электродинамика. Из уравнений Maxwella следует, что любая подвергнутая ускорению электрически заряженная частица излучает электромагнитные волны. Частица, которая вынуждена двигаться по круговой орбите, все время должна иметь ускорение к центру и, следовательно, излучать электромагнитные волны. Мощность излучения частицы с зарядом e , движущейся со скоростью $v = \beta c$ по круговой орбите радиусом R , дается формулой¹⁾

$$P = \frac{2e^2c}{3R^2} \frac{\beta^4}{(1-\beta^2)^2}. \quad (2.20)$$

Скорость релятивистской частицы близка к c ; при $\beta \approx 1$ формулы (1.6), (1.9) и (2.20) дают

$$P \approx \frac{2e^2c}{3R^2} \gamma^4 = \frac{2e^2c}{3R^2} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4. \quad (2.21)$$

¹⁾ См. Джексон, формулы (14.31) и (11.76).

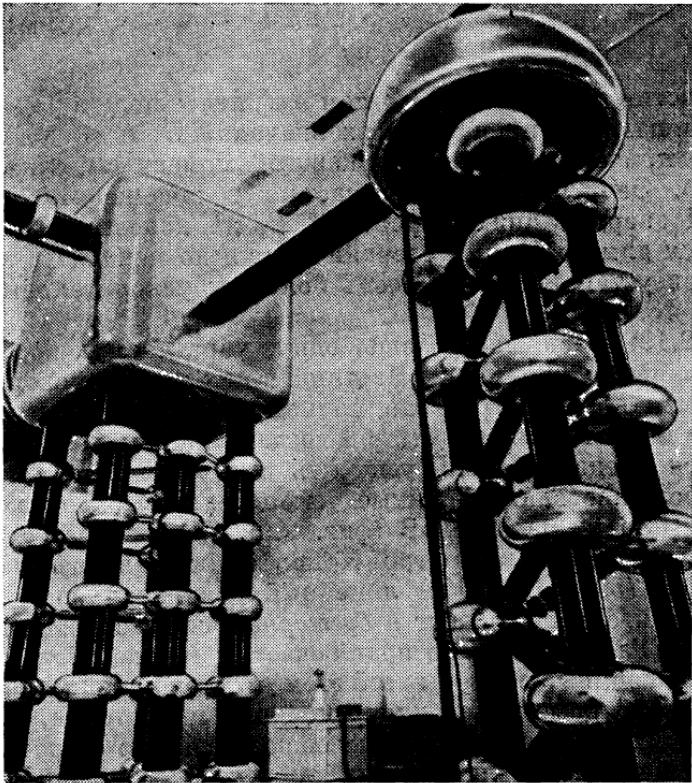


Фото 4.

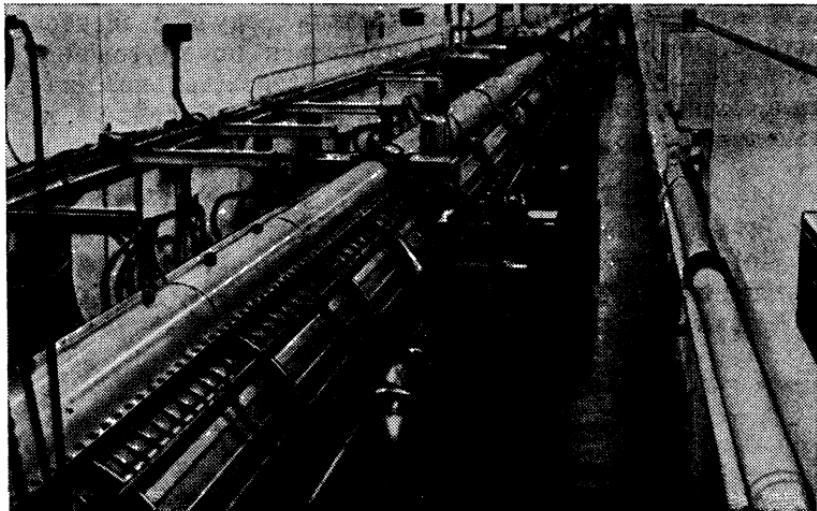


Фото 5

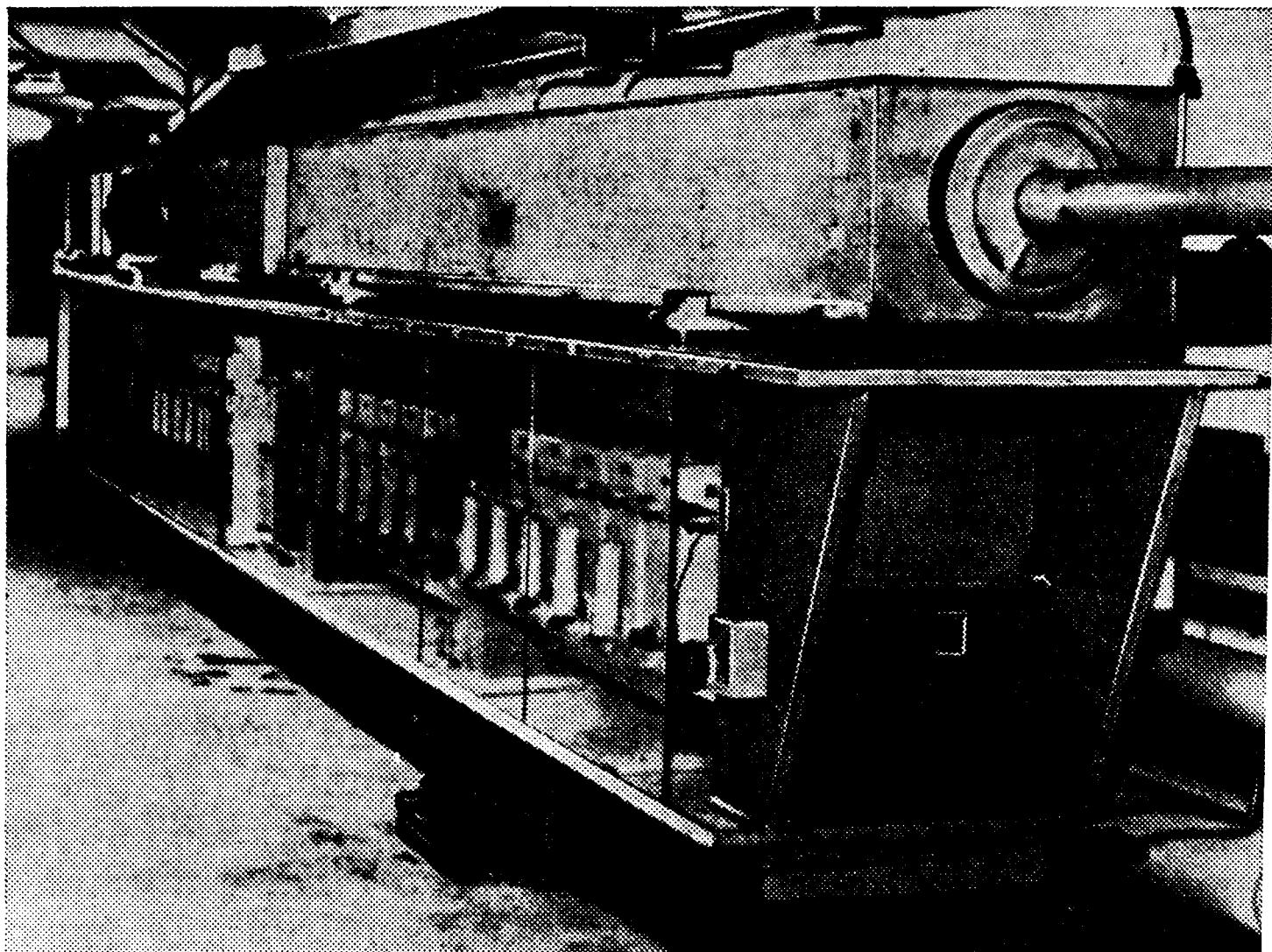


Фото 6.

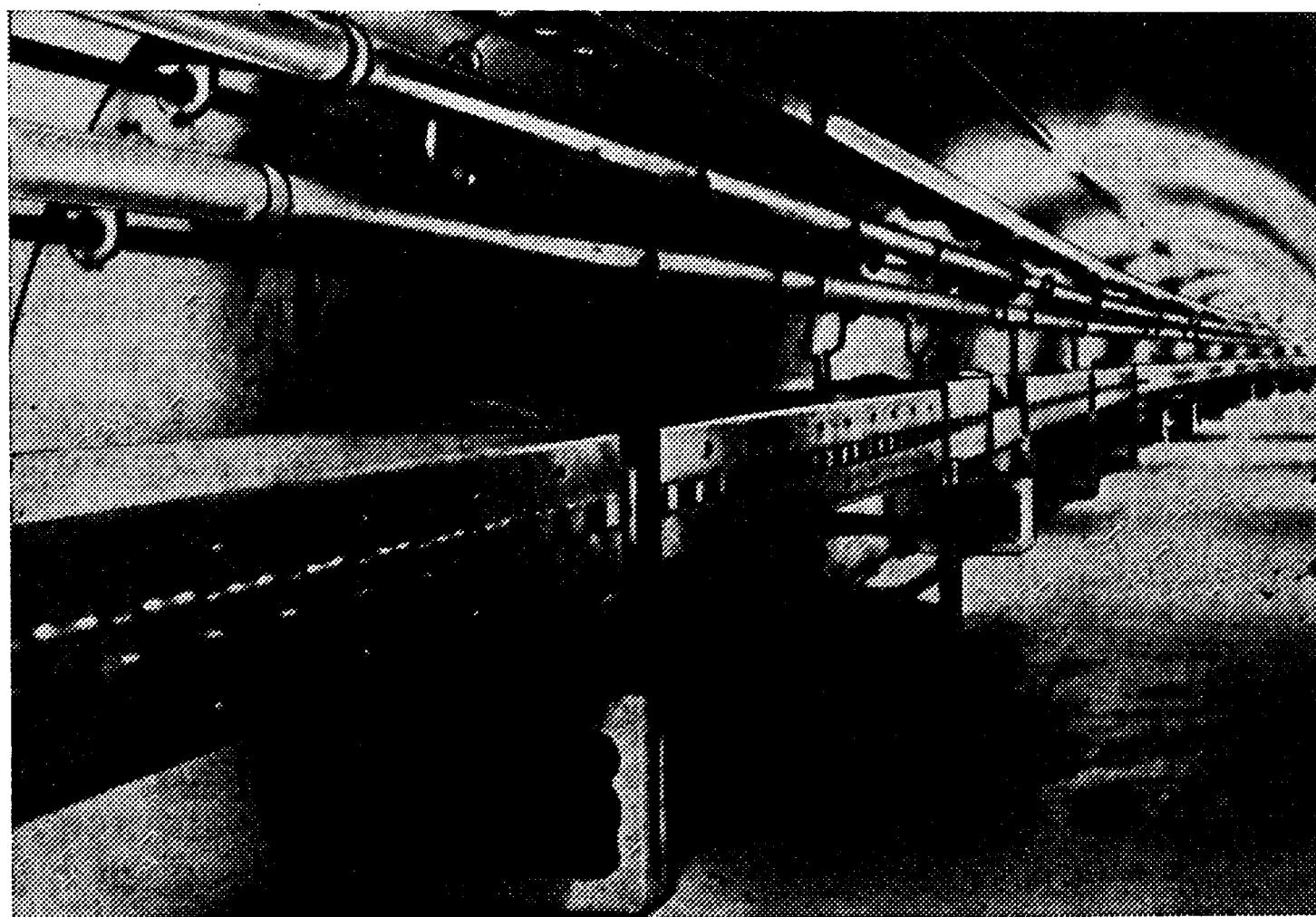


Фото 7.

Фото 4—7. На фотографиях показаны основные элементы протонного синхротрона на 300 ГэВ Национальной ускорительной лаборатории в Батавии (США). (Фотографии предоставлены авторам Национальной ускорительной лабораторией.) Протоны ускоряются до энергии 750 кэВ электростатическим ускорителем Кокрофта — Уолтона; затем линейный ускоритель доводит их энергию до 200 МэВ, после чего протоны инжектируются в бустерный синхротрон. Этот синхротрон повышает энергию протонов до примерно 8 ГэВ; конечная энергия достигается на главном ускорительном кольце.

Время T одного оборота частицы по круговой орбите определяется формулой (2.16), а энергия, теряемая за один оборот, равна

$$-\delta E = PT \approx \frac{4\pi e^2}{3R} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4. \quad (2.22)$$

Из этой формулы сразу становится очевидно различие между протонным и электронным синхротронными ускорителями. Для одних и тех же значений радиуса орбиты и полных энергий E отношение энергетических потерь в обоих ускорителях составляет

$$\frac{\delta E(e^-)}{\delta E(p)} = \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^4 \approx 10^{13}. \quad (2.23)$$

Таким образом, энергетические потери обязательно надо принимать во внимание при проектировании электронных синхротронов (фото 4–7). Правда, излучение, испускаемое электронным синхротроном, можно использовать для проведения исследований в физике твердого тела, и потери, невыгодные для физики высоких энергий, оказываются выгодными для физики твердого тела [11].

§ 6. ЛАБОРАТОРНАЯ СИСТЕМА ОТСЧЕТА И СИСТЕМА ОТСЧЕТА ЦЕНТРА МАСС

Попытка достичь более высоких энергий на обычных ускорителях немногого напоминает попытку человека заработать побольше денег. Хотя человек и старается побольше заработать, он все равно не получает всего, что заработал. В последнем случае налоговый инспектор увеличит налог, а в первом случае все большая доля полной энергии соударения будет идти на увеличение движения центра масс, а *не на возбуждение внутренних степеней свободы*. Чтобы понять, почему так происходит, расскажем о лабораторной системе отсчета и о системе отсчета центра масс, или центра импульсов. Рассмотрим следующую реакцию двух частиц:

$$a + b \rightarrow c + d, \quad (2.24)$$

причем a назовем «снарядом», а b — «мишенью». В *лабораторной системе отсчета* (лаб) мишень поконится, а снаряд налетает на нее с энергией $E_b^{\text{лаб}}$ и импульсом $p_b^{\text{лаб}}$. После столкновения, как правило, движутся обе частицы, перешедшие в конечные состояния c и d . В *системе центра масс* (ц. м.), или, более точно, в *системе центра импульсов*, обе частицы до столкновения сближаются с одинаковыми по величине, но противоположно направленными импульсами. Таким образом, две рассматриваемые системы отсчета определяются следующими соотношениями:

$$\text{Лабораторная система: } p_b^{\text{лаб}} = 0, E_b^{\text{лаб}} = m_b c^2, \quad (2.25)$$

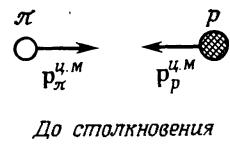
$$\text{Система центра масс: } p_a^{\text{ц.м.}} + p_b^{\text{ц.м.}} = 0. \quad (2.26)$$

Рождение новой частицы или возбуждение внутренних степеней свободы происходит за счет энергии относительного движения сталкивающихся частиц. Равномерное движение центра масс всей системы не имеет отношения к делу. Таким образом, важно знать энергии и импульсы только в системе центра масс.

Простой пример позволяет хорошо представить, сколько энергии в лабораторной системе отсчета оказывается бесполезной. Новая частица может, например, родиться в результате бомбардировки протонов пионами:

$$\pi p \rightarrow \pi N^*,$$

где N^* — некоторая тяжелая частица с большой массой ($m_{N^*} > m_p \gg m_\pi$). В системе ц. м. пион и протон налетают друг на друга с противоположными импульсами; полный импульс системы пион плюс протон в начальном, а следовательно, и в конечном состояниях равен нулю. Очевидно, частица N^*



Фиг. 2.10. Рождение новой частицы N^* при столкновении
 $\pi p \rightarrow \pi N^*$ в системе отсчета ц. м.

После столкновения

с самой большой массой может родиться только в таком столкновении, когда пион и эта частица в конечном состоянии будут покояться, так как тогда никакой энергии на их относительное движение не тратится. Подобное столкновение, рассматриваемое в системе ц. м., изображено на фиг. 2.10. Полная энергия получающейся системы пион плюс частица N^* равна

$$W^{\text{п.м.}} = (m_\pi + m_{N^*}) c^2 \approx m_{N^*} c^2. \quad (2.27)$$

Полная энергия сталкивающихся частиц при столкновении сохраняется, и поэтому

$$W^{\text{п.м.}} = E_\pi^{\text{п.м.}} + E_p^{\text{п.м.}}. \quad (2.28)$$

Энергию пиона $E_\pi^{\text{лаб}}$, которая необходима для рождения новой частицы N^* , можно подсчитать, используя формулы преобразований Лоренца. Мы здесь, однако, поступим иначе, чтобы пояснить читателю понятие *релятивистского инварианта*. Рассмотрим систему из i частиц с энергиями E_i и импульсами p_i . Повторяя слово в слово вывод, который в специальной теории относитель-

ности приводит к формуле (1.2), можно получить следующую формулу:

$$\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i p_i\right)^2 c^2 = M^2 c^4. \quad (2.29)$$

Входящая в правую часть (2.29) масса M называется *полной массой* или *инвариантной массой* системы частиц; она, по определению, равна сумме масс покоя частиц только в том случае, если все они покоятся в их общей системе ц. м. Формула (2.29) выражает важный факт — лоренц-инвариантность рассматриваемой системы частиц. Правая часть формулы (2.29) является постоянной и должна, следовательно, оставаться таковой во *всех* системах отсчета. Отсюда непосредственно вытекает, что и левая часть формулы (2.29) также является релятивистским инвариантом (иногда используют название *релятивистский скаляр*), который имеет одно и то же значение во всех системах отсчета. Используем теперь факт релятивистской инвариантности формулы (2.29) в связи с реакцией столкновения (2.24) и выразим энергию и импульсы частиц, участвующих в реакции, в системе отсчета ц. м. и в лабораторной системе отсчета:

$$(E_a^{\text{п.м}} + E_b^{\text{п.м}})^2 - (p_a^{\text{п.м}} + p_b^{\text{п.м}})^2 c^2 = (E_a^{\text{лаб}} + E_b^{\text{лаб}})^2 - (p_a^{\text{лаб}} + p_b^{\text{лаб}})^2 c^2. \quad (2.30)$$

Отсюда, принимая во внимание соотношения (2.25) и (2.26), получаем

$$\begin{aligned} W^2 &= (E_a^{\text{п.м}} + E_b^{\text{п.м}})^2 = (E_a^{\text{лаб}} + m_b c^2)^2 - (p_a^{\text{лаб}} c)^2 = \\ &= 2E_a^{\text{лаб}} m_b c^2 + (m_a^2 + m_b^2) c^4. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Формула (2.31) связывает квадрат полной энергии в системе отсчета ц. м. W^2 с энергией в лабораторной системе отсчета. При $E_a^{\text{лаб}} \gg m_a c^2$ и $E_a^{\text{лаб}} \gg m_b c^2$ энергия W определяется формулой

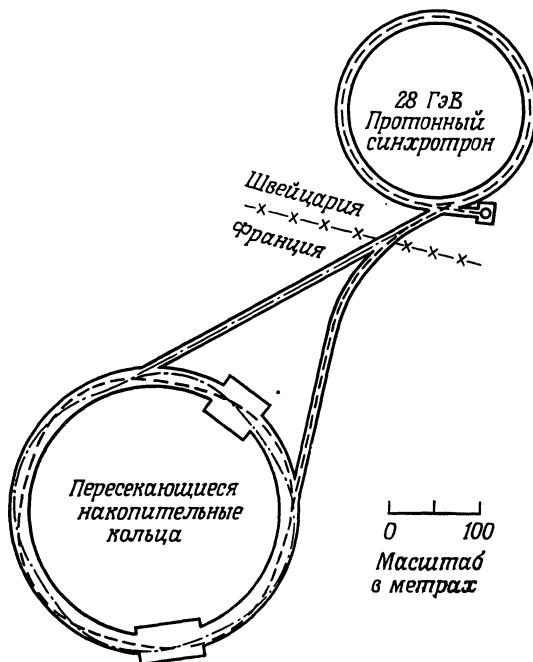
$$W \approx [2E_a^{\text{лаб}} m_b c^2]^{1/2}. \quad (2.32)$$

Для рождения новых частиц и для исследования внутренней структуры уже известных частиц ценность представляет только энергия, имеющаяся в нашем распоряжении в системе ц. м. Формула (2.32) показывает, что энергия W возрастает лишь как корень квадратный из энергии в лабораторной системе в области *высоких* энергий.

§ 7. ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ

Цена, которую приходится платить за то, что мы работаем в лабораторной системе отсчета, высока, о чем явно свидетельствует формула (2.32). Если энергия ускоряемых на ускорителе частиц возрастает в 100 раз, эффективный выигрыш в полезной для нас энергии увеличивается всего лишь в 10 раз. В 1956 г. Керст и его коллеги, а также О'Нейл именно поэтому предложили использовать метод встречных пучков для достижения очень высоких полез-

ных энергий [12, 13]. Если два протонных пучка с энергией 21,6 ГэВ пустить навстречу друг другу, то это оказывается эквивалентным ускорителю на энергию 1000 ГэВ. Главным техническим препятствием в методе встречных пучков является их малая интенсивность: оба пучка должны быть гораздо более интенсивными, чем пучки, имеющиеся в обычных ускорителях, для того,



Фиг. 2.11. Протонный синхротрон на 28 ГэВ и пересекающиеся накопительные кольца в ЦЕРНе [14].

чтобы произошло достаточное число столкновений частиц в области, где пучки встречаются. За последние несколько лет эта проблема получения пучков большой интенсивности была решена благодаря развитию метода жесткой фокусировки и прогрессу в вакуумной технике. В настоящее время в разных странах уже работает несколько ускорителей на встречных пучках. Протонные накопительные кольца, показанные на фиг. 2.11, построены в ЦЕРНе и являются наиболее крупными из действующих. Они работают следующим образом. Протоны ускоряются в протонном синхротроне на 28 ГэВ, а затем их сгустки выводятся по касательной к их круговой траектории в синхротроне и направляются в систему, в которой отклоняю-

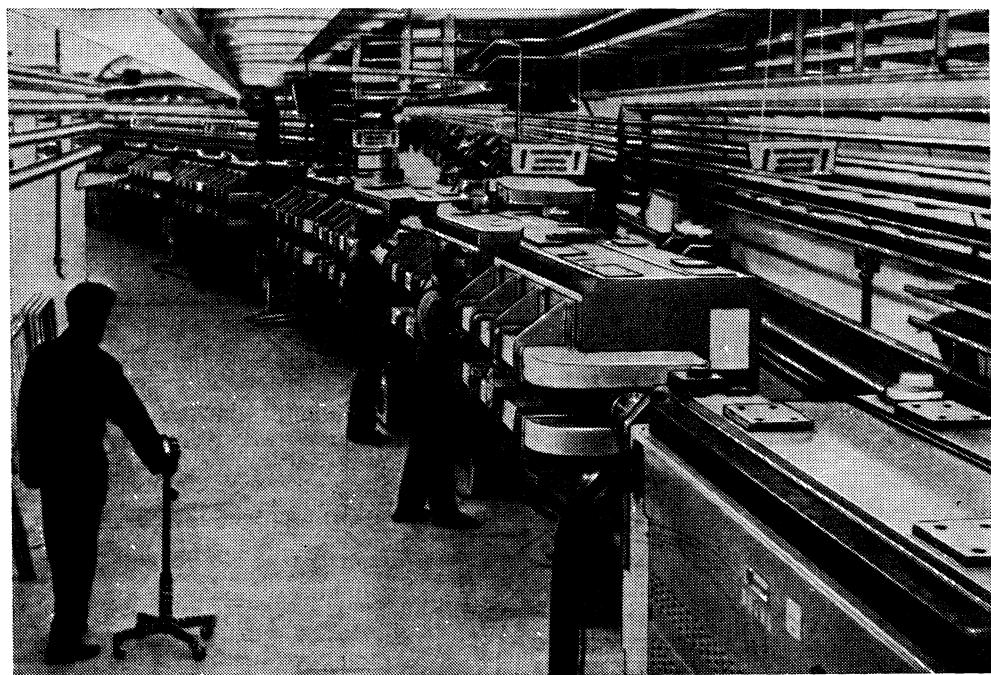


Фото 8. Протонный синхротрон в ЦЕРНе и часть линии пересекающихся накопительных колец. (Фотография ЦЕРНа.) Накопительные кольца видны на фотографии слева. Протоны в накопительном кольце движутся в направлении от нас вперед (см. фиг. 2.11).

щий магнит разделяет последовательно идущие сгустки частиц и направляет их по двум разным каналам. Из каждого канала сгустки протонов инжектируются в свое накопительное кольцо. Оба накопительных кольца почти полностью совмещены. Они имеют радиочастотные ускоряющие резонаторы, которые повышают энергию каждого сгустка частиц на величину, как раз достаточную, чтобы перевести его с инжектируемой орбиты на орбиту в накопительном кольце. Так сгустки один за другим инжектируются в накопительное кольцо и накапливаются в нем. Каждое накопительное кольцо способно удержать около 400 сгустков, т. е. создать протонный ток около 20 А. Взаимодействие двух приготовленных таким образом пучков частиц с энергией 28 ГэВ происходит в тех местах, где накопительные кольца пересекаются (фото 8, 9). Максимальная полная энергия столкновения в системе ц. м. составляет 56 ГэВ, что соответствует энергии ускорения примерно 1700 ГэВ в обычном ускорителе.

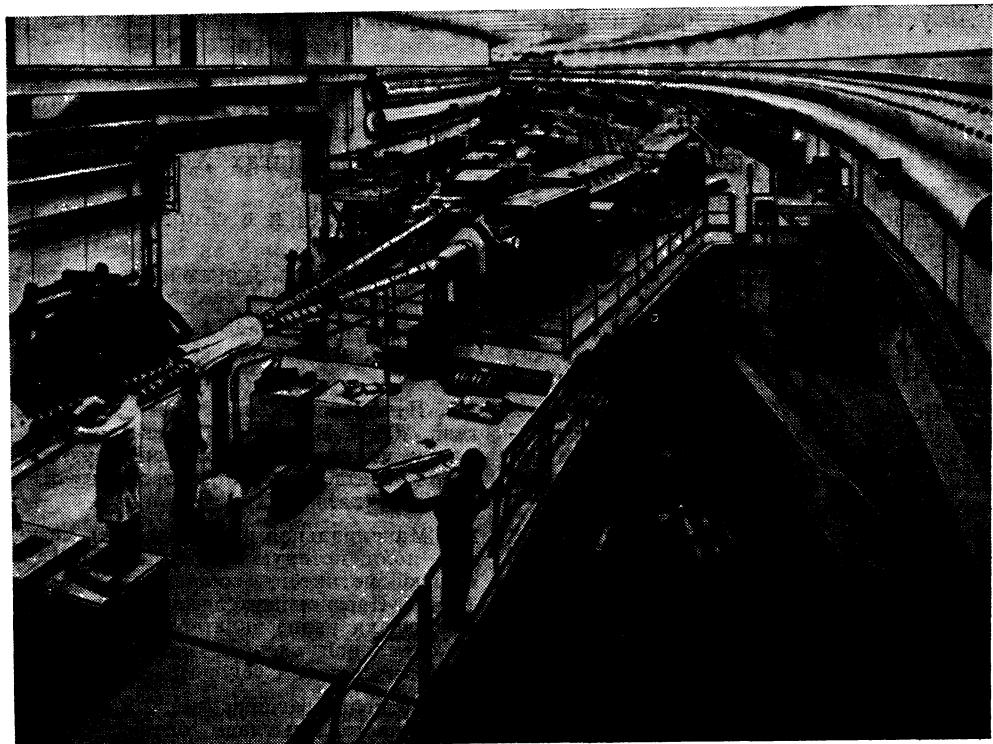


Фото 9. Вид места пересечения колец перед установкой экспериментального оборудования. Справа внизу видна одна из пучковых линий, идущая от протонного синхротрона. (Фотография ЦЕРНа.)

§ 8. ЛИТЕРАТУРА

Увлекательно и хорошо написана про ускорители книга Вильсона и Литтауэра [15].

Книга Персико, Феррари и Сегре [16] дает на более высоком уровне подробное и ясное описание принципов действия различных ускорителей элементарных частиц.

Значительно более подробные сведения об ускорителях с приведением кратких исторических данных, связанных с развитием каждого типа ускорителей, можно найти в книге Ливингстона и Блеветта [17].

Книга под редакцией Ниеля [18] о Стэнфордском двухмиллионном ускорителе представляет собой сборник статей, подробно описывающих этот линей-

ный ускоритель электронов на 20 ГэВ. Ускорители с круговой орбитой хорошо описаны в книге Ливингуда [19].

Обзор новых достижений в создании ускорителей дан в статье Блеветта [20].

Релятивистская кинематика элементарных частиц, которой выше мы коснулись очень кратко, детально описывается в книгах Хаджедорна [21] и Байклинга и Каджанти [22].

Оптика пучков излагается в книге Стеффена [23] и в сборнике [24] под редакцией Септьера (два тома).

Библиографию литературы по ускорителям читатель может найти в статье Блеветта [25].

ЗАДАЧИ

2.1. Необходимо спроектировать электронный ускоритель для исследования структуры с линейными размерами порядка 1 ферми. Какая нужна кинетическая энергия электронов?

2.2. Оцените (по порядку величины) емкость типичного кондуктора генератора Ван де Граафа относительно земли. Считайте, что кондуктор должен иметь относительно земли напряжение 1 МВ. Подсчитайте его заряд. Какое потребуется время, чтобы достичь на кондукторе это напряжение, если лентой переносится ток в 0,1 мА?

2.3. Рассмотрите протонный линейный ускоритель, работающий на частоте $f = 200$ МГц. Какова должна быть длина цилиндрической трубы, по которой летят протоны, до той точки, где энергия протонов составляет

a) 1 МэВ?

b) 100 МэВ?

Какова приблизительно наименьшая энергия, с которой могут инжектироваться протоны, и чем определяется ее величина? Почему частота на лос-аламосском линейном протонном ускорителе изменяется в пределах от 200 до 800 МГц при энергии протонов примерно 200 МэВ?

2.4. Пучок протонов с кинетической энергией 10 МэВ проходит расстояние 2 м в поле двухполюсного магнита. Пучок необходимо отклонить на 10° . Рассчитайте необходимую для этого напряженность поля.

2.5. Пучок протонов с кинетической энергией 200 ГэВ проходит расстояние 2 м в поле напряженностью 20 кЭ двухполюсного магнита. Рассчитайте величину отклонения пучка.

2.6. Максимальная напряженность магнитного поля, которую можно получить с помощью магнитов, составляет примерно 20 кЭ. Предположите, что протяженность ускорителя равна π радиусу экватора Земли. Какой максимальной энергии могут достигнуть протоны на таком ускорителе?

2.7. Воспользовавшись фиг. 2.9 и данными из § 5 настоящей главы, оцените диапазон изменения частоты и напряженности магнитного поля в главном кольце ускорителя в Батавии за один оборот частицы.

2.8. Проверьте формулу (2.29).

2.9. Предположите, что протоны, получаемые на гипотетическом ускорителе, описанном в задаче 2.6, взаимодействуют с покоящимися в лаборатории протонами. Вычислите полную энергию W столкновения протонов (в ГэВ) в системе ц.м. Сравните эту энергию с соответствующей энергией, получаемой при использовании встречных пучков, считая, что каждый пучок имеет самое большее энергии E_0 . Как велика должна быть энергия E_0 , чтобы получилась такая же полная энергия W в системе ц.м.?

2.10.

а. Проверьте формулу (2.20).

б. Подсчитайте энергетические потери за

один оборот частицы для электронного ускорителя на 10 ГэВ, имеющего радиус $R = 100$ м.

в. Повторите такой расчет для $R = 1$ км.

2.11. Опишите типичный источник ионов. Какие в нем происходят физические процессы? Как устроен этот источник?

2.12. Чем отличается циклотрон от синхротрона? Чем ограничена максимальная энергия, достигаемая на циклотроне? Почему при ускорении частиц до больших энергий преимущество отдают синхротронам?

2.13. Что такое фазовая устойчивость? Какое она имеет значение для линейных ускорителей и синхротронов?

2.14. Что такое рабочий цикл ускорителя? Опишите рабочий цикл генератора Ван де Граафа, линейного ускорителя и синхротрона. Попытайтесь представить себе структуру пучка, т. е. рассмотрите, как зависит интенсивность выводимого пучка от времени для всех этих трех типов ускорителей.

2.15. Как пучок выводится из синхротрона?

2.16. Может ли и почему явление сверхпроводимости оказаться существенным для физики ускорителей?

2.17. Почему разорительно строить сверхмощные электронные синхротроны или сверхмощные линейные ускорители протонов?

2.18. В различных лабораториях строят

современные циклотронные ускорители, например в Университете штата Индиана или в Швейцарском институте ядерных исследований. Скажите, что нового в конструкции этих двух ускорителей и чем они отличаются от классических старых циклотронов?

2.19. Как направлено и как поляризовано синхротронное излучение? Почему его полезно использовать в исследованиях в области физики твердого тела?

2.20. Сравните величины отношений энергий (кинетических или полных) в системе отсчета центра масс и в лабораторной системе отсчета в случае

- нерелятивистских энергий,
- ультрарелятивистских энергий.

2.21. Считайте, что в ускорителе с пересекающимися накопительными кольцами типа ускорителя в ЦЕРНе ток пучка равен 10^{-1} А (в каждом кольце), причем встречные пучки пусть фокусируются в области (где они пересекаются) длиной 10 см и площадью 1 см^2 . Сравните число столкновений в 1 с, получаемое с помощью этого ускорителя, с числом столкновений, получаемым с помощью ускорителя в Батавии. Считайте, что ток пучка в последнем ускорителе равен 10^{-7} А и что пучок падает на жидкокристаллическую мишень длиной 10 см и площадью 1 см^2 . Считайте, что в обоих ускорителях пучки имеют одинаковые диаметры и что эффективные сечения столкновения одинаковы.

Цитированная литература

1. Van de Graaff R. J., Phys. Rev., 38, 1919A (1931).
2. Van de Graaff R. J., Trump J. G., Buechner W. W., Rep. Progr. Phys., 11, 1 (1948).
3. Wideröe R., Arch. Electrotech., 21, 387 (1928).
4. Sloan D. H., Lawrence E. O., Phys. Rev., 38, 2021 (1931).
5. Young H. D., Fundamentals of Optics and Modern Physics, McGraw-Hill, New York, 1968.
6. Courant E. D., Livingston M. S., Snyder H. S., Phys. Rev., 88, 1190 (1952).
7. Lawrence E. O., Edlefson N. E., Science, 72, 376 (1930).
8. Lawrence E. O., Livingston M. S., Phys. Rev., 40, 19 (1932).
9. McMillan E. M., Phys. Rev., 68, 143 (1945).
10. Бекслер В., Journ. Phys. (USSR), 9, 153 (1945).
11. Godwin R. P., Springer Tracts Mod. Phys., 51, 1 (1969).
12. Kerst D. W. et al., Phys. Rev., 102, 590 (1956).
13. O'Neill G. K., Phys. Rev., 102, 1418 (1956).
14. CERN Courier, 6, 127 (1966).

15. Wilson R. R., Littauer R., Accelerators, Machines of Nuclear Physics, Anchor Books, Doubleday, Garden City, N. Y., 1960.
16. Persico E., Ferrari E., Segre S. E., Principles of Particle Accelerators, Benjamin, Reading, Mass., 1968.
17. Livingston M. S., Blewett J. P., Particle Accelerators, McGraw-Hill, New York, 1962.
18. The Stanford Two-Mile Accelerator, ed. R. B. Neal, Benjamin, Reading, Mass., 1968.
19. Livingood J. J., Principles of Cyclic Particle Accelerators, Van Nostrand Reinhold, New York, 1961.
20. Blewett J. P., Adv. Electr. Phys., 29, 233 (1970).
21. Hagedorn R., Relativistic Kinematics, Benjamin, Reading, Mass., 1963.
22. Byckling E., Kajantie K., Particle Kinematics, J. Wiley, New York, 1973.
23. Steffen K. G., High Energy Beam Optics, Wiley-Interscience, New York, 1965.
24. Focusing of Charged Particles, ed. A. Septier, Academic Press, New York, 1967.
25. Blewett J. P., Research Letter PA-1 on Particle Accelerators, Amer. Journ. Phys., 34, 9 (1966).

3

ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

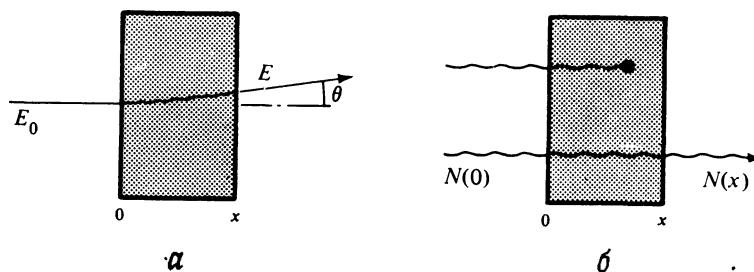
В повседневной жизни мы имеем совершенно ясное представление о том, может ли данный объект пройти сквозь другой объект. Мы не пытаемся пройти через закрытую стальную дверь, но, если путь преграждает лишь драпировка, это нас не останавливает. Мы не боимся пройти по лугу, поросшему высокой травой, но по возможности избегаем кактусовых зарослей. Если мы не знаем соответствующих правил и законов, то могут возникнуть определенные трудности; например, движение автомашины по правой стороне дороги в Англии или Японии может привести к несчастью. Аналогично знание законов прохождения излучения через вещество существенно помогает проводить и анализировать конкретные эксперименты. Современный уровень знаний в этой области, конечно, был достигнут не без сюрпризов и происшествий. Ученые вначале при исследованиях рентгеновских лучей калечили свои руки и тело; немало физиков, работавших с первыми циклотронами, получили серьезное заболевание глаз — катаракту. Прошли долгие годы, прежде чем ученым удалось экспериментально зарегистрировать чрезвычайно слабое взаимодействие нейтрино с веществом, так как нейтрино способно без заметного рассеяния пройти сквозь слой вещества толщиной в световой год. Можно вспомнить еще историю с пучком частиц теперь уже старого брукхейвенского «космопротона»; пучок этот был совершенно случайно зафиксирован в нескольких километрах от ускорителя: он спокойно прошел с одного конца острова Лонг-Айлэнд на другой.

Процессы прохождения заряженных частиц и фотонов через вещество подчиняются законам не субатомной, а атомной физики. Правда, заряженные частицы и фотоны могут взаимодействовать с атомными ядрами. Однако основные потери энергии и основные эффекты рассеяния определяются взаимодействием с атомными электронами. Поэтому в данной главе мы не будем

особенно углубляясь в детали и останавливаться на теоретических обоснованиях описываемых фактов. Мы постараемся просто сообщить основные понятия и дать полезные формулы.

§ 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Рассмотрим хорошо коллимированный моноэнергетический пучок частиц, проходящий через слой вещества. Свойства пучка после прохождения через вещество определяются физической природой частиц и толщиной слоя вещества.

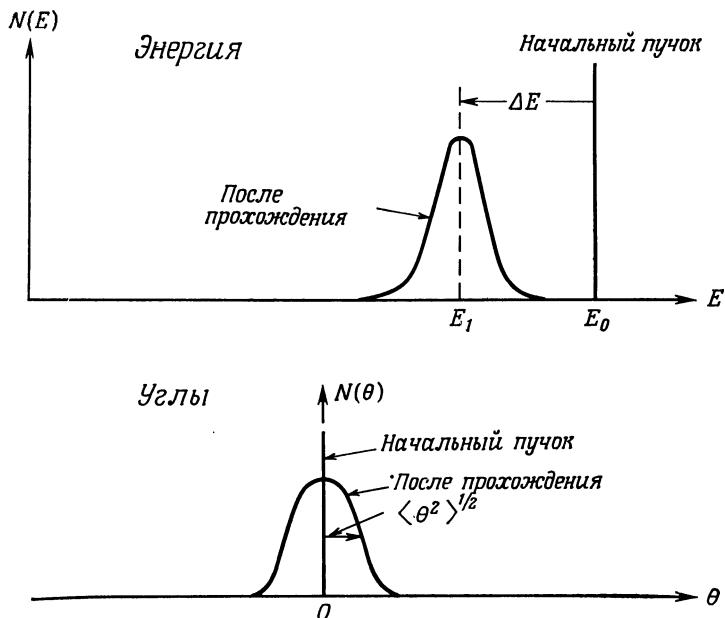


Фиг. 3.1. Прохождение хорошо коллимированного пучка через слой вещества. *а* — каждая частица испытывает много столкновений; *б* — частица проходит через слой, не взаимодействуя с ним, или же поглощается данным слоем вещества.

Начнем с того, что рассмотрим два предельных случая; каждый из них весьма интересен. В первом случае, который проиллюстрирован на фиг. 3.1, *а*, частица испытывает много взаимодействий; при каждом взаимодействии она теряет незначительное количество первоначальной энергии и рассеивается на очень малый угол. Во втором случае, представленном на фиг. 3.1, *б*, частица либо проходит через слой без взаимодействия с ним, либо поглощается в веществе слоя, испытав «смертельное» столкновение. Первый случай имеет место, например, при прохождении тяжелых заряженных частиц через вещество, а второй соответствует поведению фотонов. (Электроны относятся к промежуточному случаю.) Рассмотрим оба случая более детально.

Много слабо отклоняющих взаимодействий. Каждое взаимодействие приводит к потере энергии и небольшому отклонению траектории частицы. Потери и отклонения складываются как случайные величины. После прохождения пучка через слой поглощающего вещества его энергия уменьшается, он перестает быть моноэнергетическим и становится расходящимся. Характеристики пучка до и после прохождения через слой вещества показаны на фиг. 3.2. Число частиц, еще входящих в состав пучка, можно зарегистрировать как функцию толщины *x* поглощающего слоя. Вплоть до некоторой определенной толщины поглощающего слоя вещества через него проникают

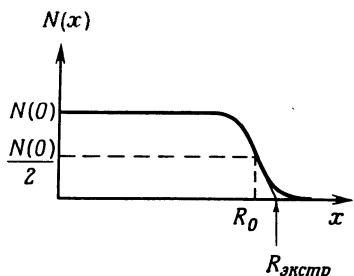
практически все частицы пучка. При большей толщине поглощающего слоя вещества отдельные частицы застревают; на толщине R_0 , называемой *средней*



Фиг. 3.2. Распределения по энергиям и углам частиц в пучке тяжелых заряженных частиц до и после прохождения ими поглощающего слоя.

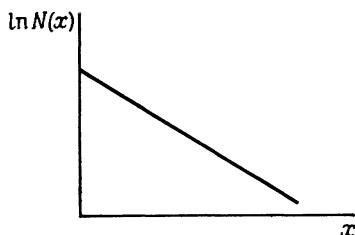
длиной пробега, останавливается ровно половина частиц пучка; наконец, при достаточно большой толщине из слоя не выходит ни одна частица. Зави-

Фиг. 3.3. Длина пробега тяжелых заряженных частиц. $N(x)$ — число частиц пучка, прошедших через слой поглощающего вещества толщиной x ; R_0 — средняя длина пробега; $R_{\text{экстр}}$ — экстраполированная длина пробега.



симость числа прошедших через слой частиц от толщины его иллюстрируется на фиг. 3.3. Флуктуации в средней длине пробега называются *разбросом*.

Взаимодействия типа «все или ничего». Если взаимодействие приводит только к поглощению частицы слоем вещества, то характеристики пучка, прошедшего через слой вещества, получаются иными, нежели в только что



Фиг. 3.4. Число прошедших частиц $N(x)$ убывает экспоненциально с увеличением толщины поглощающего слоя x , когда происходит взаимодействие типа «все или ничего».

рассмотренном случае. Если прошедшие частицы не испытали никакого взаимодействия с веществом, прошедший пучок имеет ту же энергию и то же угловое расхождение, как и падающий. Для каждого элементарного слоя толщиной dx число частиц, испытавших взаимодействие, пропорционально числу падающих частиц; при этом постоянная пропорциональности μ носит название *коэффициента поглощения*:

$$dN = -N(x) \mu dx.$$

Интегрируя это уравнение, приходим к формуле

$$N(x) = N(0) e^{-\mu x}. \quad (3.1)$$

Число частиц, прошедших через данный слой вещества, убывает экспоненциально с увеличением толщины слоя, как это показано на фиг. 3.4. Здесь нельзя указать какую-то определенную *длину пробега* для частицы в веществе, но можно определить среднее расстояние, проходимое частицей в веществе до взаимодействия с ним. Это среднее расстояние называется *средней длиной свободного пробега* и равняется $1/\mu$.

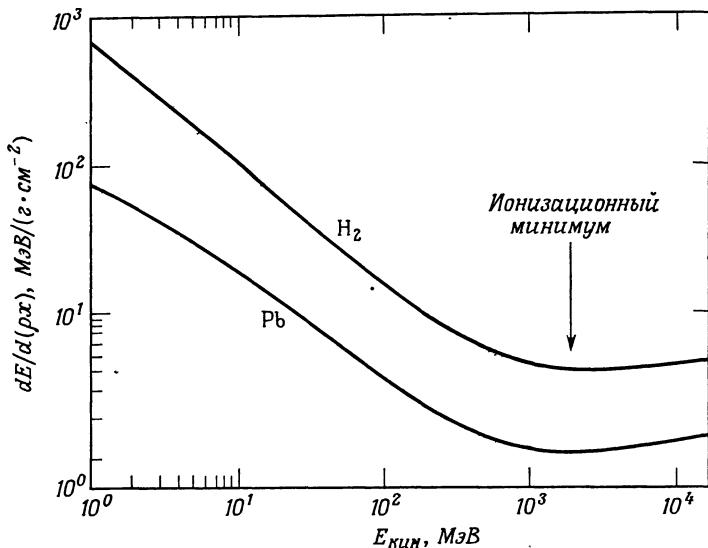
§ 2. ТЯЖЕЛЫЕ ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ

Тяжелые заряженные частицы теряют свою энергию в основном в результате кулоновского взаимодействия при столкновениях со связанными атомными электронами. При этом электроны могут перескакивать на более высокие дискретные уровни (при возбуждении), а могут и отрываться от атома (при ионизации). Если пролетающая через вещество частица обладает энергией, большей энергии связи электрона в атоме, то преобладают процессы ионизации. Скорость, с которой энергия тяжелой частицы теряется при столкновениях с электронами вещества, была вычислена в классической теории Бором и в квантовой теории — Бете и Блохом [1—3]. Окончательную

формулу так и называют «формулой Бете — Блоха»:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2 e^4}{m_e v^2} \left\{ \ln \frac{2m_e v^2}{I[1-(v/c)^2]} - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right\}. \quad (3.2)$$

Здесь — dE — энергия, теряемая частицей на длине dx ; n — число электронов в 1 см³ тормозящего вещества; m_e — масса электрона; Ze и v — соответственно заряд и скорость тяжелой заряженной частицы; I — средний потенциал возбуждения атомов тормозящего вещества. [Формула (3.2) приближенная, однако здесь это приближение вполне достаточно.]



Фиг. 3.5. Зависимость удельных потерь энергии $dE/d(\rho x)$ протонов в водороде и свинце от их кинетической энергии.

При анализе реальных экспериментов толщину поглотителя не измеряют в единицах длины, а характеризуют величиной ρx , где ρ — плотность вещества поглотителя; величина ρx обычно выражается в г/см², и ее можно получить непосредственно на эксперименте — путем определения массы поглотителя и площади поперечного сечения мишени и деления одной величины на другую. В таблицах и графиках обычно приводят значения так называемых *удельных потерь энергии*:

$$\frac{dE}{d(\rho x)} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}.$$

На фиг. 3.5 показана зависимость удельных потерь энергии протонов в водороде и свинце от начальной кинетической энергии протонов $E_{\text{кин}}$.

Хорошо виден общий характер указанной зависимости, справедливой для любых тяжелых заряженных частиц, проходящих через вещество [она описывается формулой (3.2)]. Удельные потери энергии пропорциональны числу электронов поглотителя и квадрату заряда частицы, испытывающей торможение. При некоторой энергии, которая для протонов составляет примерно 1 ГэВ, наблюдается *ионизационный минимум*. Ниже этого минимума удельные потери энергии $dE/d(\rho x)$ пропорциональны $1/v^2$. Следовательно, по мере торможения нерелятивистской частицы в веществе она теряет все больше и больше энергии. Надо иметь в виду, однако, что зависимость (3.2) нарушается, как только скорость тяжелой частицы становится сравнимой или меньшей скорости электронов в атомах. При столь малых скоростях энергетические потери, оказывается, уменьшаются снова и около значения 1 МэВ кривые, изображенные на фиг. 3.5, загибаются книзу. За ионизационным минимумом потери $dE/d(\rho x)$ медленно возрастают. Полезно помнить, что энергетические потери при указанном минимуме и при энергиях еще по меньшей мере двумя десятками МэВ выше остаются примерно одинаковыми для любого вещества и составляют

$$-\frac{dE}{d(\rho x)} \text{ (минимум)} \approx 2 \text{ МэВ/г} \cdot \text{см}^{-2} \quad . \quad (3.3)$$

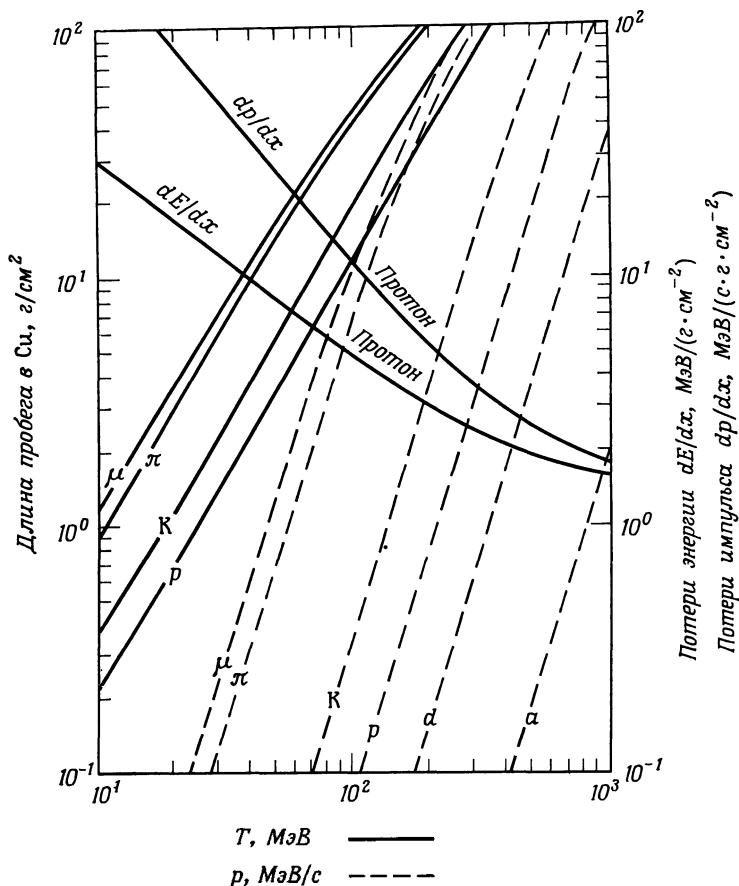
Формула (3.2) говорит также о том, что удельные потери энергии не зависят от массы проходящей через вещество частицы (при условии, что эта частица значительно тяжелее электрона), но существенно зависят от заряда и скорости частицы. Кривые на фиг. 3.5, таким образом, справедливы не только для протонов, но и для других тяжелых заряженных частиц при соответствующем изменении масштаба энергии.

Выражение для длины *пробега* частицы в данном веществе можно получить, проинтегрировав формулу (3.2):

$$R = \int_{T_0}^0 \frac{dT}{(dT/dx)}. \quad (3.4)$$

Здесь T — кинетическая энергия тяжелой заряженной частицы, а T_0 — ее начальное значение. Полезную информацию о пробегах и удельных потерях энергии можно извлечь из фиг. 3.6.

На фиг. 3.2 представлены две величины, о которых мы ничего не сказали: распределение частиц по энергиям и распределение частиц по углам. Они важны в экспериментах, но не столь существенны при нашем первом знакомстве с субатомным миром. Поэтому мы не будем о них рассказывать, а отошлем читателя, интересующегося подробностями, к литературе, указанной в § 5 в конце данной главы.



Фиг. 3.6. Удельные потери энергии и длина пробега тяжелых заряженных частиц в меди [4].

§ 3. ФОТОНЫ

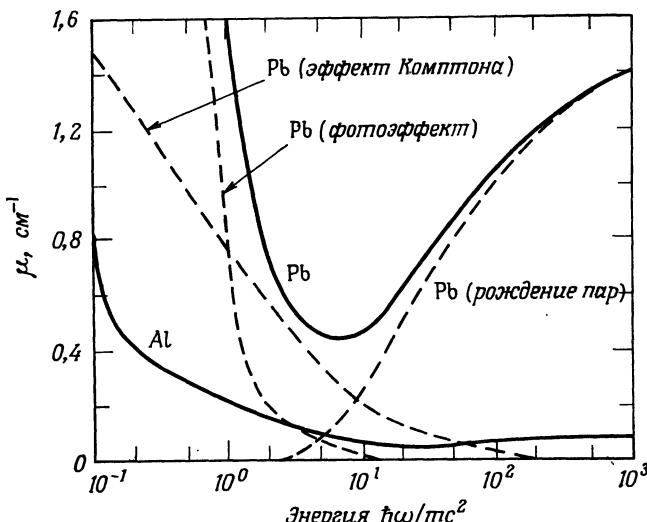
Имеются три основных процесса взаимодействия фотонов с веществом:

1. Фотоэлектрический эффект.
2. Эффект Комптона.
3. Рождение электрон-позитронных пар.

Полная теория этих трех эффектов довольно сложна и требует знакомства с квантовой электродинамикой. Самые основные факты, однако, понять нетрудно.

При фотоэлектрическом эффекте фотон поглощается атомом, после чего атом испускает электрон с одной из своих оболочек. При эффекте Комптона фотон рассеивается атомным электроном. При рождении электрон-позитронной пары фотон превращается в электрон-позитронную пару.

Последний процесс невозможен в пустом пространстве, поскольку при распаде одного фотона на две частицы, обладающие массой, энергия и импульс этой системы одновременно сохраняться не могут. Рождение пар



Фиг. 3.7. Зависимость полного коэффициента поглощения γ -лучей в свинце и алюминии от энергии (сплошные кривые). Поглощение за счет фотоэффекта в алюминии пре-небрежимо мало при рассматриваемых энергиях. Пунктирные линии — отдельные вклады, вносимые в полный коэффициент поглощения фотоэффектом, комптоновским рассеянием, рождением пар для Pb. Энергия по оси абсцисс дана в логарифмическом масштабе; $\hbar\omega/mc^2 = 1$ соответствует энергии 511 кэВ [5].

из фотонов происходит в присутствии кулоновского поля атомного ядра, участие которого в процессе рождения обеспечивает сохранение энергии и импульса.

Эффекты 1—3 зависят по-разному от энергий фотонов. При низких энергиях (ниже нескольких кэВ) доминирует фотоэффект, комптон-эффект слаб, а рождение пар вообще энергетически запрещено. Начиная с энергии $2m_e c^2$, рождение пар становится возможным, и вскоре оно превращается в доминирующий процесс.

В двух из вышеупомянутых трех эффектов — при фотоэффекте и рождении пар — фотон, участвующий во взаимодействии с веществом, уничтож-

жается. При комптоновском рассеянии фотон не уничтожается. Он лишь теряет часть своей энергии. Отметим, что предельный случай взаимодействия типа «все или ничего», описанный в настоящей главе и изображенный на фиг. 3.1, б, представляет собой неплохое приближение для поглощения фотонов в веществе. Интенсивность пучка фотонов должна экспоненциально уменьшаться согласно формуле (3.1). Коэффициент поглощения μ можно представить в виде суммы трех членов:

$$\mu = \mu_{\text{Ф.э}} + \mu_{\text{к.э}} + \mu_{\text{р.п.}} \quad (3.5)$$

причем каждый член можно точно вычислить. Кривые зависимости от энергии трех коэффициентов поглощения и полного коэффициента поглощения показаны на фиг. 3.7. Энергию фотона $\hbar\omega$ принято выражать в единицах $m_e c^2 = 0,511 \text{ МэВ}$.

§ 4. ЭЛЕКТРОНЫ

Механизм потерь энергии электронами, проходящими через вещество, отличается от механизма потерь энергии тяжелыми заряженными частицами по ряду причин. Наиболее сильно отличаются величины потерь энергии на излучение; эти потери несущественны для тяжелых частиц и являются доминирующими для электронов высоких энергий. Сама физическая природа потерь на излучение разграничивает две энергетические области. При энергиях электрона, значительно меньших *критический энергии* $E_{\text{кр}}$, определяемой приблизительно формулой

$$E_{\text{кр}} \approx \frac{600 \text{ МэВ}}{Z}, \quad (3.6)$$

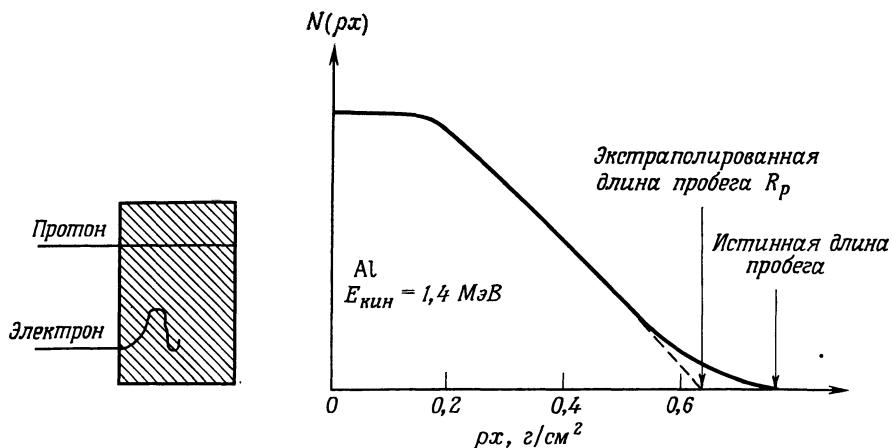
доминируют потери на процессы возбуждения и ионизации связанных электронов атомов поглощающего вещества (Z — зарядовое число тормозящих атомов). При энергиях выше критической преобладают потери на излучение. Эти две области энергий мы рассмотрим раздельно.

Ионизационная область ($E < E_{\text{кр}}$). В этой области энергетические потери для электрона и для протона (при одинаковых скоростях) почти равны, и можно использовать с небольшими поправками формулу (3.2). Однако поведение электронов весьма существенно отличается от поведения протонов, что проиллюстрировано на фиг. 3.8. Траектория тяжелой частицы — прямая, а зависимость $N(x)$ от x для нее показана на фиг. 3.3. Электрон же (в силу того, что он обладает малой массой) испытывает много актов рассеяния и при этом часто рассеивается на значительный угол. Зависимость числа $N(x)$ прошедших через поглотитель электронов от толщины x слоя поглотителя показана на фиг. 3.8. Экстраполированная длина пробега R_p определяется именно так, как это проиллюстрировано на фиг. 3.8. Между энергиями 0,6 и 12 МэВ экстраполированная длина пробега в алюминии

хорошо описывается линейным соотношением

$$R_p (\text{г}/\text{см}^2) = 0,526 E_{\text{кин}} (\text{МэВ}) - 0,094. \quad (3.7)$$

Радиационная область ($E > E_{kp}$). Заряженная частица, пролетающая около ядра с зарядом Ze , испытывает кулоновское притяжение или отталкивание и отклоняется (фиг. 3.9, а). Такой процесс называется *кулоновским*



Фиг. 3.8. Прохождение протонов и электронов, обладающих одной и той же полной длиной пробега, через поглотитель. Справа проведена зависимость $N(x)$ от x для электронов.

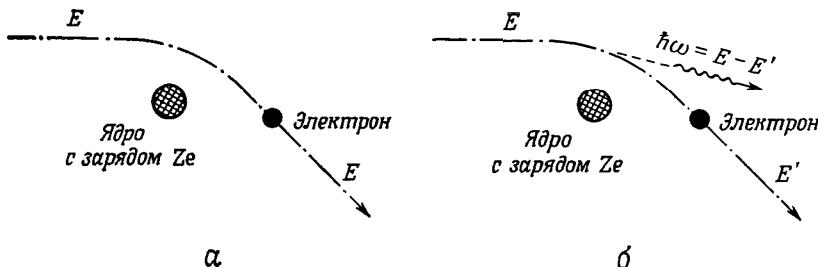
рассеянием. При отклонении частица ускоряется (или замедляется). Как мы уже говорили в § 5 гл. 2, ускоренно движущаяся заряженная частица излучает. В случае электронов в синхротроне излучение это называют *синхротронным излучением*; в случае рассеяния заряженных частиц в кулоновском поле ядер оно называется *тормозным излучением* (фиг. 3.9, б). Формулы (2.21) и (2.22) показывают, что при одинаковых величинах ускорения уносимая испускаемыми фотонами энергия пропорциональна отношению $(E/mc^2)^4$. Таким образом, тормозное излучение является важным механизмом потери энергии электронами, но механизм этот совершенно несуществен для более тяжелых частиц, таких, как мюоны, пионы и протоны.

Формула (2.21) получена в рамках классической электродинамики. Тормозное излучение, однако, следует рассматривать квантовомеханически. Это рассмотрение провели в свое время Бете и Гайтлер. Полученные ими основные результаты следующие [6]. Число фотонов с энергиями между $\hbar\omega$ и $\hbar(\omega + d\omega)$, испущенных электроном с энергией E , движущимся в поле

ядра с зарядом Ze , пропорционально Z^2/ω :

$$N(\omega) d\omega \sim Z^2 \frac{d\omega}{\omega}. \quad (3.8)$$

Из-за испускания этих фотонов электрон теряет энергию, причем расстояние, на котором его энергия уменьшается в e раз, называется радиационной дли-



Фиг. 3.9. Кулоновское рассеяние. *а* — упругое рассеяние; *б* — ускоренно движущийся электрон излучает и передает энергию испускаемым фотонам (тормозное излучение).

ной и обычно обозначается через X_0 . Потери энергии на излучение при больших энергиях электрона можно выразить в виде

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} \approx \frac{E}{X_0} \text{ или } E = E_0 e^{-x/X_0}. \quad (3.9)$$

Радиационную длину выражают либо в $\text{г}/\text{см}^2$, либо в см; некоторые значения X_0 и критической энергии $E_{\text{кр}}$ приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

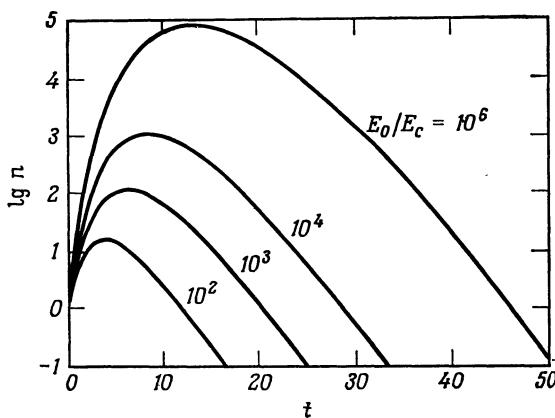
Значения критической энергии $E_{\text{кр}}$ и радиационной длины X_0 для различных веществ

| Вещество | Z | Плотность, $\text{г}/\text{см}^3$ | Критическая энергия, МэВ | Радиационная длина | |
|-------------------------|----|-----------------------------------|--------------------------|------------------------|--------|
| | | | | $\text{г}/\text{см}^2$ | см |
| H_2 (жидкость) | 1 | 0,071 | 340 | 62,8 | 887 |
| He (жидкость) | 2 | 0,125 | 220 | 93,1 | 745 |
| C | 6 | 1,5 | 103 | 43,3 | 28 |
| Al | 13 | 2,70 | 47 | 24,3 | 9,00 |
| Fe | 26 | 7,87 | 24 | 13,9 | 1,77 |
| Pb | 82 | 11,35 | 6,9 | 6,4 | 0,56 |
| Воздух | | 0,0012 | 83 | 37,2 | 30,870 |
| Вода | | 1 | 93 | 36,4 | 36,4 |

Согласно формуле (3.9), высокоэнергетические электроны теряют свою энергию по экспоненциальному закону и, пройдя около семи радиационных длий, обладают всего лишь 10^{-3} своей начальной энергии. Однако при изучении прохождения электронов через вещество было бы заблуждением обращать внимание только на первичные электроны. Многие из испущенных при тормозном излучении фотонов обладают энергией большей 1 МэВ, т. е. способны порождать электрон-позитронные пары (см. § 3 настоящей главы). Фактически длина среднего свободного пробега, или среднее расстояние X_p , проходимое фотоном до рождения им пары, тоже связано с упомянутой выше радиационной длиной:

$$X_p = \left(\frac{9}{7}\right) X_0. \quad (3.10)$$

Таким образом, электроны с высокой энергией создают в результате последовательных актов испускания фотонов (которые рождают затем электронно-позитронные пары и т. д.) так называемые *каскадные ливни*. (Разумеется,



Фиг. 3.10. Зависимость числа электронов n , участвующих в ливне, от толщины слоя t , измеренной в радиационных длинах [7].

каскадный ливень можно инициировать также и фотоном.) Полная теория каскадных ливней весьма сложна, и в реальных расчетах нельзя обойтись без современных электронных вычислительных машин. На фиг. 3.10 показана зависимость числа электронов n в таком ливне от толщины поглотителя. Энергия E_0 падающего электрона отнесена к критической энергии E_c ; толщина пройденного поглощающего слоя выражена в радиационных длинах X_0 . На фиг. 3.10 ясно видно развитие и затухание ливня. Вначале число электронов весьма быстро возрастает. По мере того как каскад прогрессирует,

средняя энергия, приходящаяся на электрон (или на протон), становится все меньше. Наконец, эта энергия будет столь малой, что фотоны уже не в состоянии рождать пары, и ливень прекращается.

§ 5. ЛИТЕРАТУРА

Основные идеи, лежащие в основе расчета энергетических потерь при прохождении заряженных частиц через вещество, можно почерпнуть из книг Бора [8] и Ферми [9].

Полная теория прохождения излучения через вещество (с таблицами, графиками, с подробной библиографией) описана в обзорной статье Бете и Ашкина [10] (в ней дается стандартное изложение обсуждаемых вопросов, и большое количество последующих работ основываются на ней), а также в статьях Штернхаймера [11], Кнопа и Паула [12] и Дависсона [13].

Более поздние работы перечислены и снабжены комментариями в статье Троуера [14].

Графики, таблицы и различные полезные формулы, относящиеся к вопросам, связанным с прохождением излучения через вещество, можно найти в справочнике [15].

ЗАДАЧИ

3.1. Ускоритель дает пучок протонов с кинетической энергией 100 МэВ. Для данного эксперимента требуется энергия протонов 50 МэВ. Подсчитайте толщину поглотителя (в см и в g/cm^2) из

- а) углерода,
- б) свинца,

необходимую для снижения энергии пучка от 100 до 50 МэВ. Какой поглотитель предпочтительнее и почему?

3.2. В пучке мюонов с кинетической энергией 100 МэВ надо установить счетчик. Ни один мюон не должен проникнуть в счетчик. Сколько меди потребуется для остановки всех мюонов пучка?

3.3. Мы утверждаем, что при прохождении заряженных частиц через вещество преобладают атомные, а не ядерные взаимодействия. Когда это утверждение перестает быть справедливым? Иными словами, когда становятся доминирующими ядерные взаимодействия?

3.4. На выходе ускорителя в Батавии требуется остановить пучок частиц для предотвращения неконтролируемого излуче-

ния частиц. Какая масса m твердого грунта требуется для полной остановки пучка протонов с энергией 200 ГэВ, если иметь в виду только электромагнитные взаимодействия? Почему реальная используемая длина поглотителя на ускорителе в Батавии меньше полученной вами величины?

3.5. Мюоны космических лучей регистрируются даже в шахтах более километровой глубины. Какова минимальная начальная энергия этих мюонов? Почему подземные приборы не регистрируют ни протонов, ни пионов космического происхождения?

3.6. Найдите и разберите простейший вывод формулы (3.2).

3.7. Покажите, что длина среднего свободного пробега частицы, поглощение которой происходит по закону (3.1), равна $1/\mu$.

3.8. Пучок протонов с кинетической энергией 800 МэВ и силой тока 1 мА проходит через медный кубик объемом 1 cm^3 . Оцените максимальную энергию, теряемую в 1 с пучком в меди. Предполагая, что этот кубик

теплоизолирован, вычислите, насколько повысится его температура за 1 с.

3.9. Сравните энергетические потери нерелятивистских частиц π^+ , K^+ , d , ${}^3\text{He}^{2+}$, ${}^4\text{He}^{2+} \equiv \alpha$ с потерями протонов той же энергии в том же материале.

3.10. В некотором эксперименте α -частицы с энергией 20 МэВ впускаются через медную фольгу толщиной 1 мм в камеру, где изучается их рассеяние.

а. Пользуясь формулой (3.2), найдите энергию протонного пучка, который теряет такую же энергию, как и пучок α -частиц.
б. Подсчитайте величину энергетических потерь.

3.11. Используя формулу (3.2) и фиг. 3.5, вычертите кривую зависимости степени ионизации от расстояния вдоль траектории тяжелой заряженной частицы в веществе (кривую Брэгга). Что произойдет при самых малых энергиях, т. е. к концу пути частицы в веществе? [Поведение при достаточно малых энергиях не описывается формулой (3.2) и не похоже на изображенное на фиг. 3.5 — вам придется воспользоваться литературой, приведенной в конце настоящей главы.]

3.12. При помощи формулы (3.2) получите числовые значения энергетических потерь протонов с энергией 20 МэВ в алюминии (потенциал ионизации алюминия равен 150 эВ).

3.13. Радиоактивный источник испускает γ -лучи с энергией 1,1 МэВ. Интенсивность этих γ -лучей должна быть снижена в 10^4 раз путем поглощения в стенах медного контейнера. Насколько толстыми (в см) должны быть стеки контейнера?

3.14. Ядро ${}^{57}\text{Fe}$ дает γ -лучи с энергией 14 кэВ. Такой источник помешан в металлическую цилиндрическую оболочку. Желательно, чтобы 99 % γ -лучей пропускалось через цилиндрическую оболочку. Насколько тонкими должны быть стеки этой оболочки, если их сделать из
а) алюминия?
б) свинца?

3.15. Некоторый источник испускает γ -лучи с энергией 14 и 6 кэВ. Гамма-лучи с энергией 6 кэВ в 10 раз более интенсивны, чем лучи с энергией 14 кэВ. Подберите

поглощающее вещество, которое уменьшит интенсивность лучей с энергией 6 кэВ в 10^8 раз, но почти не уменьшит интенсивность лучей с энергией 14 кэВ. Как вы произвели выбор? Насколько все же может уменьшиться интенсивность лучей с энергией 14 кэВ?

3.16. Три процесса, рассмотренные в § 3 настоящей главы, не являются единственными процессами взаимодействия фотонов с веществом. Укажите и кратко опишите другие типы взаимодействий фотонов с веществом.

3.17. Радиоактивный источник дает для пучка γ -лучей. Интенсивность обоих пучков одинакова, но энергии разные — 85 и 90 кэВ. Подсчитайте интенсивность обоих γ -лучей после прохождения через свинцовый поглотитель толщиной 1 мм. Найдите простое объяснение вашему результату.

3.18. Электроны с кинетической энергией 1 МэВ должны быть остановлены в алюминиевом поглотителе. Какова должна быть толщина (в см) такого поглотителя?

3.19. Какова энергия электрона, который имеет приблизительно ту же длину полного (истинного) пробега, что и протон с энергией 10 МэВ?

3.20. Электрон с энергией 10^3 ГэВ пронизывает поверхность океана. Опишите его дальнейшую судьбу. Каково максимальное число электронов, участвующих в получаемом каскадном ливне? На какой глубине (в м) интенсивность ливня достигает максимума?

3.21. Электрон с энергией 10 ГэВ от Стэнфордского линейного ускорителя проходит через алюминиевую пластину толщиной 1 см. Сколько энергии он при этом теряет?

3.22. Покажите, что рождение пары без наличия ядра, воспринимающего часть импульса, высвобождающегося при такой реакции, невозможно.

3.23. Покажите, что максимальная энергия, которую можно сообщить электрону при одном столкновении с частицей с кинетической энергией T и массой M ($M \gg m_e$), составляет $(4m_e/M)T$.

Цитированная литература

1. Bohr N., Phil Mag., 25, 10 (1913).
2. Bethe H. A., Ann. Phys., 5, 325 (1930).
3. Bloch F., Ann. Phys., 16, 285 (1933).
4. Roos M. et al., Phys. Lett., 33B, 18 (1970).
5. Heitler W., The Quantum Theory of Radiation, The Clarendon Press, Oxford, 1936, p. 216. (Имеется перевод: В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, ИЛ, 1956.)
6. Bethe H. A., Heitler W., Proc. Roy. Soc., A 146, 83 (1934).
7. Rossi B., Greisen K., Rev. Mod. Phys., 13, 240 (1941).
8. Bohr N., Penetration of Atomic Particles through Matter, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-Fys. Medd., XVIII, No. 8, 1948. (Имеется перевод: Н. Бор, Прохождение атомных частиц через вещество, ИЛ, 1950.)
9. Fermi E., Nuclear Physics, Notes compiled by J. Orear, A. H. Rosenfeld, R. A. Schluter, University of Chicago Press, Chicago, 1950. (Имеется перевод: Э. Ферми, Ядерная физика, ИЛ, 1951.)
10. Bethe H. A., Ashkin J., в книге: Experimental Nuclear Physics, Vol. 1, ed. E. Segrè, Wiley, New York, 1953.
11. Sternheimer R. M., в книге: Methods of Experimental Physics, Vol. 5: Nuclear Physics, eds. L. C. L. Yuan and C. S. Wu, Academic Press, New York, 1961.
12. Knop G., Paul W., в книге: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, ed. K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam, 1965.
13. Davission C. M., в книге: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, ed. K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam, 1965.
14. Trouw W. P., Resourse Letter PD-1 on Particle Detectors, Amer. Journ. Phys., 38, 795 (1970).
15. American Institute of Physics Handbook, 3rd ed., McGraw-Hill, New York, 1972, sect. 8.

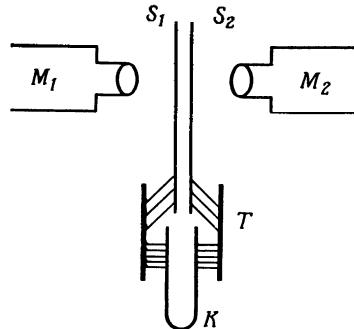
4

ДЕТЕКТОРЫ

Как поступил бы физик, если бы его попросили изучить привидения и телепатию? Скорее всего, следующим образом: 1) он ознакомился бы с литературой по данному вопросу и 2) постарался бы сконструировать детекторы для наблюдения привидений и регистрации телепатических сигналов. Первый его шаг представляет сомнительную ценность, поскольку литературные источники часто могут увести от истины совсем в другую сторону. Второй же шаг может оказаться существенным. Без использования детекторов, которые позволяют физику придать *количественный* характер его наблюдениям, его сообщения об открытии привидений были бы отклонены редакцией научного журнала, скажем *Physical Review Letters*. Для экспериментальной субатомной физики детекторы также важны, и история прогресса науки в этой области есть в значительной мере история создания все более и более замысловатых детекторов. Даже без ускорителей, используя лишь редкие частицы космических лучей, физики смогли исследовать многое, изготавливая более чувствительные и крупногабаритные детекторы. В последующих параграфах данной главы будут описаны четыре различных типа детекторов. Конечно, выбор их довольно произведен и множество превосходных и островерхумных методов регистрации элементарных частиц выпадет из нашего поля зрения. Однако, как только мы усвоим идеи, лежащие в основе работы типичных детектирующих приборов, это позволит нам легко понять, как действуют другие, аналогичные приборы, не рассмотренные нами здесь. Небольшой параграф будет посвящен *электронике и электронным устройствам*, поскольку они входят как неотъемлемая часть в любую детектирующую систему.

§ 1. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

Первый сцинтилляционный счетчик, называемый *спинтарископом*, был сконструирован в 1903 г. сэром Уильямом Круксом. Он состоял из экрана, покрытого слоем ZnS, и микроскопа. Когда α -частицы ударялись об экран, можно было наблюдать световые вспышки. В 1910 г. Гейгер и Марсден провели первый эксперимент, в котором регистрировалось совпадение вспышек. Как показано на фиг. 4.1, они использовали два экрана S_1 и S_2 и двух наблюдателей с микроскопами M_1 и M_2 . Когда радиоактивный газ, заполняющий



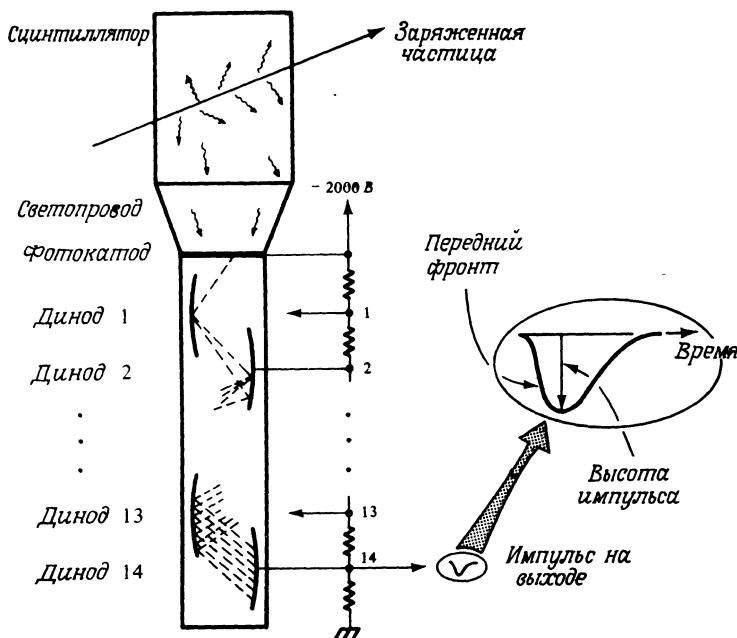
Фиг. 4.1. Эксперимент на совпадение, проводимый без специальных устройств [1].

пространство между двумя экранами, испускал две α -частицы одновременно, т. е. в течение достаточно «малого» интервала времени, причем каждая частица ударялась только об один экран, тогда каждый наблюдатель видел вспышку и сообщал другому громко о моменте ее регистрации.

Человеческий глаз, однако, реагирует недостаточно быстро и малонадежен. Поэтому сцинтилляционные счетчики многие годы не были в почете. Вторая жизнь их началась в 1944 г., когда глаз человека заменили фотоумножителем. Схема устройства современного сцинтилляционного счетчика изображена на фиг. 4.2. Сцинтиллятор присоединен к одному или нескольким фотоумножителям посредством светопроводов. Частица, проходя через сцинтиллятор, производит возбуждение атомов его вещества. Возбужденные атомы испускают фотоны. Эти фотоны передаются по специально спрофилированному светопроводу к фотокатоду фотоумножителя. Там фотонны выбивают электроны, которые ускоряются электрическим полем и фокусируются на первый динод. Каждый первичный электрон, ударяющий в этот динод, высвобождает от 2 до 5 вторичных электронов. Эти вторичные электроны поступают на второй динод, выбивают третичные электроны и т. д. В этих устройствах применяют до 14 умножительных ступеней и достигают усиления до 10^9 , что позволяет получить от немногих падающих фотонов вполне измеримый сигнал на выходе из умножителя. Форма регистрируемого импульса схематически изображена отдельно на фиг. 4.2. Высота этого импульса про-

порциональна полной энергии, отдаваемой частицей, влетевшей в сцинтилятор.

Широкое применение получили две разновидности сцинтилляционных счетчиков: иодистонатриевые и пластиковые. Кристаллы иода натрия обычно используются с присадками малых количеств таллия, и поэтому для них используют химическую формулу $\text{NaI}(\text{Tl})$. Атомы Tl служат люминисцент-

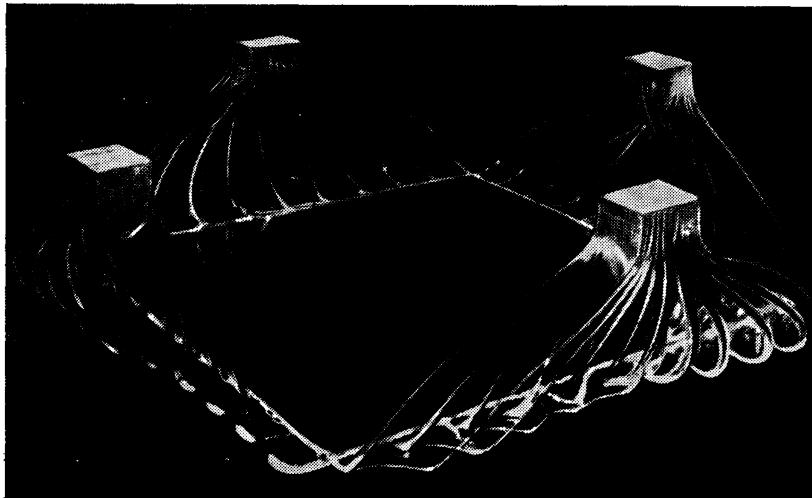


Фиг. 4.2. Устройство сцинтилляционного счетчика. Частица, пролетающая через сцинтиллятор, порождает фотоны, которые по светопроводу направляются на фотомножитель.

ными центрами. Чувствительность этих неорганических кристаллов при регистрации γ -лучей очень высока, однако отдельная вспышка затухает слишком медленно — около 0,25 мкс. Кроме того, соединение $\text{NaI}(\text{Tl})$ является гигроскопичным и большие кристаллы его весьма дороги. Пластиковые же сцинтилляционные счетчики, например полистириновые с добавками терфенила, являются довольно дешевыми; эти вещества можно получать в виде больших пленок и придавать им любую форму. Такой сцинтилляционный счетчик в блоке со светопроводами можно принять за произведение искусства (фиг. 4.3). Время затухания вспышки в пластиковых сцинтилляционных

счетчиках составляет всего лишь несколько наносекунд, но их чувствительность при регистрации фотонов низкая. Поэтому они используются главным образом для регистрации заряженных частиц.

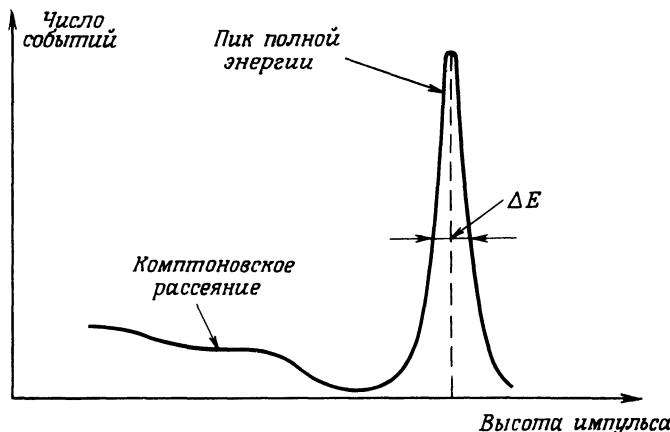
Теперь несколько замечаний о физическом механизме процесса регистрации γ -лучей с помощью кристаллов NaI(Tl). В случае γ -лучей с энергией менее 1 МэВ следует принимать во внимание только фотоэффект и эффект Комптона. При фотоэффекте возникают электроны с энергией $E_e = E_\gamma - E_b$,



Фиг. 4.3. Светопроводы, транспортирующие фотоны от сцинтилляторов к фотоумножителям. (Фотография предоставлена авторам Отделом ядерной химии в Новой Англии.)

где E_b — энергия связи электрона до его вырывания из атома вещества, поглотившего фотон. Данные электроны, как правило, полностью поглощаются кристаллом счетчика. Энергия, отдаваемая при этом кристаллу, уносится большим числом фотонов, которые и регистрируются фотоумножителем. В свою очередь эти фотоны создают в фотоумножителе импульс, пропорциональный начальной энергии электрона E_e и имеющий некоторую ширину ΔE . Такой пик от фотоэффекта, или пик полной энергии, изображен на фиг. 4.4. Энергия, приобретаемая электроном при эффекте Комптона, зависит от угла рассеяния электрона. Поэтому эффект Комптона приводит к некоторому спектральному распределению, показанному на фиг. 4.4. Ширина пика полной энергии, измеряемая на половине его высоты, зависит от числа световых квантов, рождаемых первичным γ -квантами; довольно типичными значениями $\Delta E/E_\gamma$ являются значения порядка 20% при $E_\gamma =$

$= 100$ кэВ и примерно 6—8% при $E_\gamma = 1$ МэВ. При энергиях выше 1 МэВ первичный γ -квант способен рождать электрон-позитронные пары, причем электроны поглощаются, а позитроны распадаются на два фотона с энергией 0,51 МэВ каждый, которые могут вылететь из кристалла. Таким образом, получаемая кристаллом энергия может составлять E_γ , если фотоны остаются в кристалле, $E_\gamma - m_e c^2$, если выходит один фотон, и $E_\gamma - 2m_e c^2$, если кристалл покидают оба фотона, возникшие в результате аннигиляции позитрона.



Фиг. 4.4. Сцинтилляционный спектр для кристалла NaI(Tl).

Разрешение по энергии регистрируемых частиц в счетчике, определяемое отношением $\Delta E/E$, заслуживает дополнительного рассмотрения. Достаточно ли разрешение около 10% для исследования γ -квантов, испускаемых ядрами? В некоторых случаях достаточно. Но чаще, однако, γ -кванты обладают близкими энергиями, и различить их с помощью сцинтилляционного счетчика невозможно. Прежде чем перейти к описанию счетчика с хорошим разрешением, нам необходимо разобраться в источниках погрешностей при регистрациях энергии сцинтилляционным счетчиком. Цепь событий, происходящих в счетчике, следующая: первичный γ -квант рождает фотоэлектрон примерно с такой же энергией $E_e \approx E_\gamma$. Фотоэлектрон, участвуя в процессах возбуждения и ионизации, рождает n_{1q} световых квантов, каждый с энергией $E_{1q} \approx 3$ эВ ($\lambda \approx 400$ нм). (Для ясности мы называем первичный фотон γ -квантом, а оптический фотон — световым квантром.) Число световых квантов определяется формулой

$$n_{1q} \approx \frac{E_\gamma}{E_{1q}} \varepsilon_{\text{свет}},$$

где $\epsilon_{\text{свет}}$ — коэффициент эффективности превращения энергии возбуждения в энергию световых квантов. Из полного числа световых квантов n_{1q} на катод фотоумножителя попадает лишь часть, равная $\epsilon_{\text{столк}}$. Каждый световой квант, падающий на фотокатод, с вероятностью $\epsilon_{\text{катод}}$ выбывает из него электрон. Число электронов n_e , получаемых на входе фотоумножителя, составляет, таким образом,

$$n_e = \frac{E_\gamma}{E_{1q}} \epsilon_{\text{свет}} \epsilon_{\text{столк}} \epsilon_{\text{катод}}. \quad (4.1)$$

Типичными значениями коэффициентов эффективности являются следующие:

$$\epsilon_{\text{свет}} \approx 0,1, \quad \epsilon_{\text{столк}} \approx 0,4, \quad \epsilon_{\text{катод}} \approx 0,2,$$

так что число электронов, высвобождаемых из фотокатода после поглощения γ -кванта с энергией 1 МэВ, составляет $n_e \approx 3 \cdot 10^4$. (Значение $\epsilon_{\text{свет}} \approx 0,1$ характерно для кристалла NaI(Tl); значение $\epsilon_{\text{свет}}$ для пластикового сцинтиляционного счетчика равно примерно 0,03.) Поскольку все процессы, описываемые формулой (4.1), статистические, число электронов n_e подвержено флюктуациям, которыми и объясняется в основном экспериментально наблюдаемая ширина линии излучения. Дополнительное уширение обусловлено процессом усиления в фотоумножителе, поскольку этот процесс также статистический. Для более полного объяснения явления уширения линии мы сделаем отступление и расскажем о самых основных понятиях математической статистики.

§ 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ СТАТИСТИКА

Случайные процессы играют важную роль в субатомной физике. Все основные особенности их легко понять из рассмотрения задачи о поведении коллектива радиоактивных атомов, каждый из которых распадается независимо от любого другого. Здесь мы рассмотрим эквивалентную задачу — задачу из предыдущего параграфа — рождение электронов на фотокатоде в фотоумножителе. Эта задача иллюстрируется на фиг. 4.5. Каждый падающий фотон выбывает из фотокатода n фотоэлектронов. Мы можем повторить измерение числа выбиваемых электронов N раз, где N — очень большое число. В отдельном измерении i из этих N идентичных измерений мы будем регистрировать некоторое число электронов n_i ($i = 1, \dots, N$). Среднее измеренное число выбитых из фотокатода электронов определяется формулой

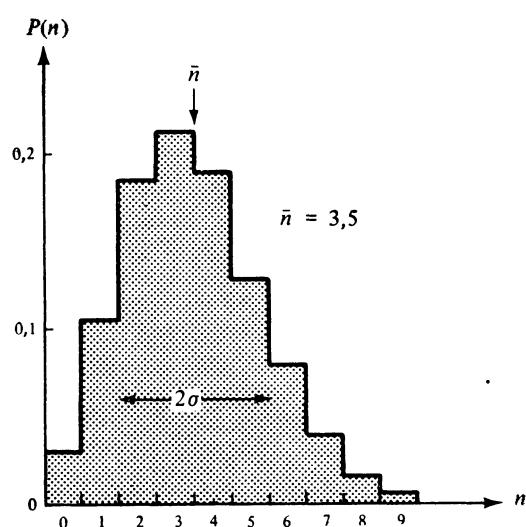
$$\bar{n} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i. \quad (4.2)$$

Теперь можно задать следующий интересный вопрос. Как распределяются вокруг \bar{n} различные значения n_i ? Иными словами, какова вероят-

нность $P(n)$ найти значение n при данном отдельном измерении, если среднее значение равно \bar{n} ? Для большей определенности давайте рассмотрим такой случай, когда среднее число выбиваемых электронов мало, скажем $\bar{n} = 3,5$. Какова будет тогда вероятность регистрации, скажем, значения $n = 2$?



Фиг. 4.5. Рождение фотозелектронов представляет собой случайный процесс.



Фиг. 4.6. Гистограмма распределения Пуассона для $\bar{n} = 3,5$. Обратите внимание, что распределение несимметрично по отношению к \bar{n} .

Подобными задачами математики занимаются уже давно, и решение их хорошо известно¹⁾. Вероятность $P(n)$ наблюдения значения n дается формулой *распределения Пуассона*

$$P(n) = \frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}} \quad (4.3)$$

в которой \bar{n} — среднее, определяемое (4.2). Сумма вероятностей по всем возможным значениям n равна 1:

$$\sum_{n=0}^{\infty} P(n) = 1.$$

¹⁾ Вывод формулы распределения Пуассона можно найти, например, в книге Юнга [2], формула (8.5). Великолепное собрание отрывков из оригинальных работ по математической статистике содержится во 2-м и 3-м томах книги Ньюмена [3].

Формула (4.3) позволяет ответить на поставленный выше вопрос. В частности, если $n = 3,5$ и $n = 2$, то из формулы (4.3) получаем $P(2) = 0,185$. Вероятности всех других значений n в рассматриваемом случае мы также можем легко вычислить по формуле (4.3). Соответствующая гистограмма показана на фиг. 4.6. Как видно из нее, такое распределение обладает весьма значительной шириной, т. е. имеется, в частности, довольно большая вероятность того, что измеренное значение может быть равно 0 или 9. Если мы проведем только одно измерение и найдем, например, $n = 7$, то отсюда абсолютно никакой информации о величине среднего значения мы, к сожалению, еще не сможем извлечь.

Из фиг. 4.6, кроме того, следует, что совершенно недостаточно измерить и знать только среднее значение \bar{n} . Необходимо измерить также и ширину распределения, которую обычно характеризуют при помощи либо дисперсии σ^2 :

$$\sigma^2 = \sum_{n=0}^{\infty} (\bar{n} - n)^2 P(n), \quad (4.4)$$

либо корня квадратного из дисперсии, называемого *среднеквадратичным отклонением*. Для распределения Пуассона (4.3) легко вычислить и дисперсию, и среднеквадратичное отклонение. Они равны

$$\sigma^2 = \bar{n}, \quad \sigma = \sqrt{\bar{n}}. \quad (4.5)$$

Результаты измерений величины, подверженной статистическому разбросу, принято представлять в следующем виде:

$$\text{Результат} = \bar{n} \pm \sigma. \quad (4.6)$$

Для малых значений \bar{n} , как можно заметить на фиг. 4.6, распределение не является симметричным около значения \bar{n} . Это следует принимать во внимание, когда мы записываем результаты наших измерений просто формулой (4.6).

Пока мы обсудили распределение Пуассона при *малых* значениях \bar{n} . В эксперименте оно проявляется, например, при рассмотрении работы первого динода фотоумножителя, из которого каждый падающий электрон выбивает 2—5 вторичных электронов. Данные в таком случае выглядят в виде гистограммы, подобной представленной на фиг. 4.6. Во многих случаях, однако, среднее значение \bar{n} может быть *весьма большим*. Например, в случае сцинтилляционного счетчика, рассмотренного в предыдущем параграфе, число фотоэлектронов на выходе из фотоумножителя составляет в среднем $\bar{n} = 3 \cdot 10^3$. В случае $\bar{n} \gg 1$ формула (4.3) слишком громоздка, чтобы по ней

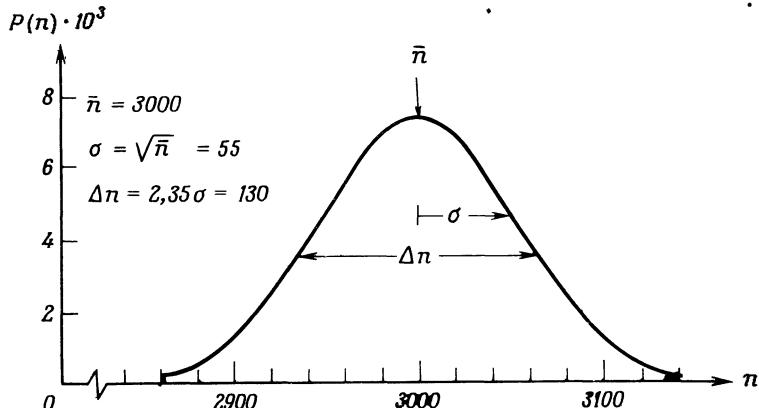
непосредственно проводить расчеты. Однако n можно считать непрерывной переменной в случае больших \bar{n} , тогда формулу (4.3) приближенно можно представить в виде

$$P(n) = \frac{1}{(2\pi\bar{n})^{1/2}} e^{-(\bar{n}-n)^2/2\bar{n}}. \quad (4.7)$$

Формулу (4.7) использовать для вычислений гораздо легче, чем распределение Пуассона (4.3); кроме того, поведение $P(n)$ определяется теперь в основном множителем $(\bar{n} - n)^2$ в показателе экспоненты. В частности, вблизи максимума распределения n можно везде заменить на \bar{n} , кроме множителя $(\bar{n} - n)^2$, т. е.

$$P(n) = \frac{1}{(2\pi\bar{n})^{1/2}} e^{-(\bar{n}-n)^2/2\bar{n}}. \quad (4.8)$$

Такое распределение вероятностей уже симметрично около \bar{n} . Оно носит название *нормального распределения* или *распределения Гаусса*. Дисперсия



Фиг. 4.7. Распределение Пуассона при $\bar{n} \gg 1$, когда оно переходит в нормальное распределение.

и среднеквадратичное отклонение для распределения (4.8) по-прежнему определяются формулами (4.5). Предельный случай, когда распределение Пуассона можно заменить на нормальное, проиллюстрирован на фиг. 4.7, на которой показано поведение функции $P(n)$ для $n = 3 \cdot 10^3$, т. е. числа выходящих из фотоумножителя электронов. Среднеквадратичное отклонение здесь равно $(3 \cdot 10^3)^{1/2} = 55$, т. е. относительный разброс числа электронов

составляет $\sigma/\bar{n} \approx 2\%$. Для сравнения этого значения с относительным разбросом по энергиям электронов, выходящих из фотоумножителя, т. е. с величиной $\Delta E/E_\gamma$, учтем, что ΔE — полная ширина распределения по энергиям на половине максимума (FWHM)¹⁾. Из формул (4.5) и (4.8) непосредственно следует, что Δn — полная ширина распределения по числу электронов на половине максимума — связана со среднеквадратичным отклонением соотношением

$$\Delta n = 2,35\sigma. \quad (4.9)$$

При $\Delta E/E_\gamma = \Delta n/\bar{n}$ ожидаемое разрешение по энергии составит примерно 5%. Поскольку это теоретическое разрешение еще нужно подправить на другие ошибки, например возникающие в процессе фотоумножения, то получается разрешение, которое удовлетворительно согласуется с экспериментально определяемой величиной разрешения фотоумножителя, равной 6–8%.

§ 3. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

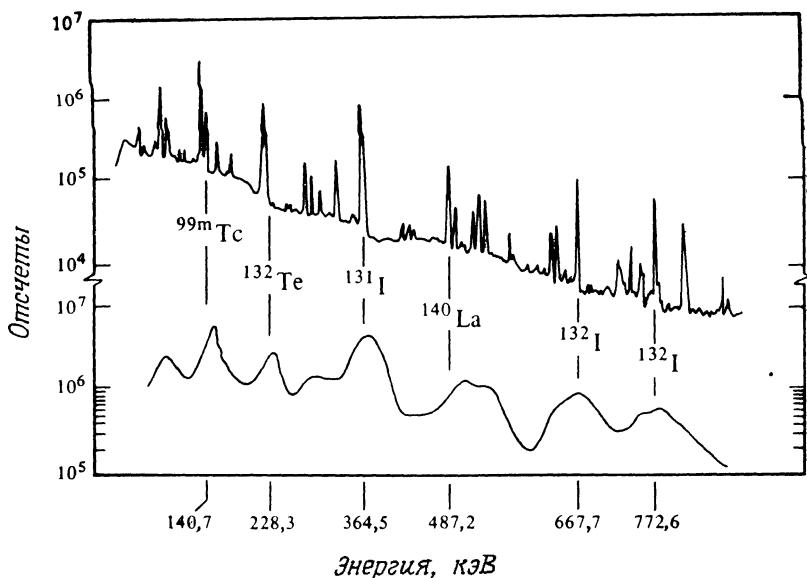
Сцинтиляционные счетчики произвели целую революцию в детектировании ядерных излучений и безраздельно господствовали с 1944 г. до конца 50-х годов. Они и сейчас еще очень нужны для многих экспериментов, но в ряде областей их вытеснили полупроводниковые детекторы. Прежде чем рассказывать, что они собой представляют, сопоставим (фиг. 4.8) один сложный γ -спектр, зарегистрированный с помощью полупроводникового и с помощью сцинтиляционного детекторов. Из фиг. 4.8 ясно видно преимущество полупроводникового счетчика, позволяющего получить большее разрешение по энергии. Как же достигается в полупроводниковом счетчике такое разрешение? Ведь для сцинтиляционного счетчика наличие коэффициентов эффективности в формуле (4.1) сильно снижает число регистрируемых электронов в фотоумножителе, причем трудно даже представить себе, как можно было бы поднять значение каждого из указанных коэффициентов эффективности до значения, близкого к единице. Необходим совсем другой подход, и один из них действительно используется в полупроводниковом детекторе.

Идея, лежащая в основе работы полупроводникового счетчика, довольно стара и уже использовалась ранее в ионизационных камерах: заряженная частица, например электрон, движущаяся сквозь газ или твердое тело, рождает ионные пары, число которых определяется формулой

$$n_{\text{ион}} = \frac{E_e}{W}, \quad (4.10)$$

¹⁾ FWHM — the full width at half maximum.

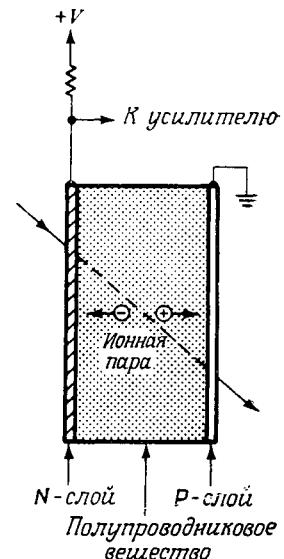
где W — энергия, необходимая для образования одной ионной пары. Если возникшие ионы разделяются электрическим полем и если можно собрать и измерить общий электрический заряд ионов одного знака, то, зная его, можно найти по формуле (4.10) энергию начального электрона. Этот принцип регистрации заряженной частицы используется в газонаполненных



Фиг. 4.8. Сложный γ -спектр, испускаемый при делении ядер, снятый с помощью германиевого детектора (верхняя кривая) и сцинтилляционного детектора (нижняя кривая) [4].

ионизационных камерах, но там возникают два затруднения: 1) плотность газа настолько низкая, что энергия, отдаваемая входящей частицей, мала; 2) энергия, необходимая для рождения ионной пары ($W = 42$ эВ для Не, 22 эВ для Хе и 34 эВ для воздуха), велика. Оба затруднения устраняются в полупроводниковом счетчике, схема устройства которого показана на фиг. 4.9. Если заряженная частица проходит через полупроводник, то она рождает в нем ионные пары. Энергия W , необходимая для рождения одной пары, составляет при этом 2,9 эВ для германия и 3,5 эВ для кремния. Столь низкие значения потенциалов ионизации обусловлены тем, что ионизация связана не с перескоем электрона с атомного уровня в непрерывный спектр,

а с перескоком электрона из валентной зоны в зону проводимости¹⁾). Приложенное электрическое поле оттягивает отрицательные заряды к поверхности, заряженной положительно, а положительные заряды к поверхности, заряженной отрицательно. В результате возникает импульс тока, который поступает на усилитель, обладающий очень низким уровнем шумов. При комнатной температуре тепловое возбуждение может приводить к нежелательным



Фиг. 4.9. Устройство идеального полупроводникового детектора, полностью собирающего образовавшиеся ионы, с поверхностными слоями, сильно легированными донорными и акцепторными примесями.

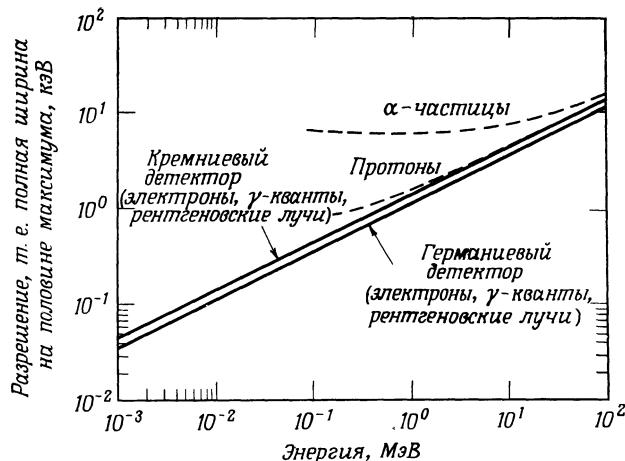
импульсам тока в приборе, и поэтому полупроводниковые детекторы нередко охлаждают до температуры жидкого азота.

Низкими значениями W и способностью собирать все ионы объясняется высокая разрешающая способность полупроводниковых детекторов, проиллюстрированная особенно наглядно на фиг. 4.8. На фиг. 4.10 дана зависимость величины разрешения по энергии от энергии регистрируемой частицы для германиевого и кремниевого детекторов.

Полупроводниковые детекторы имеют гораздо более высокую плотность вещества, чем газонаполненные ионизационные камеры, но их нельзя сделать такой же большой величины, как сцинтилляционные счетчики. Большинством считаются полупроводниковые счетчики, имеющие объем, доходящий до 100 см^3 ; можно надеяться, что улучшенная технология позволит создать

¹⁾ Познакомиться с зонной структурой полупроводников можно по книге Юнга [5], § 11.6, или по Фейнмановским лекциям, том III, гл. 14.

полупроводниковые детекторы объемами до 1000 см^3 . Сцинтилляционные счетчики могут иметь размеры на несколько порядков большие, причем их



Фиг. 4.10. Зависимость разрешения по энергии от энергии регистрируемой частицы для полупроводниковых детекторов [4]. Шумы усилителя во внимание не приняты.

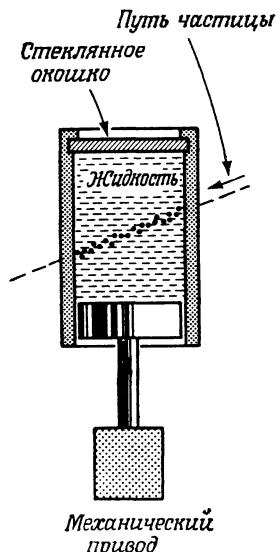
не требуется охлаждать до низких температур. Для данного конкретного применения, разумеется, следует подбирать наиболее подходящий и удобный вид счетчика.

§ 4. ПУЗЫРЬКОВЫЕ КАМЕРЫ

Счетчики обоих типов, рассмотренные нами выше, предназначены для регистрации факта прохождения частицы через счетчик или факта остановки частицы в нем. Они позволяют получить информацию только об энергии, выделившейся в счетчике, и ничего не могут сообщить большего. Если, например, две частицы проходят через детектор в один и тот же момент времени, то детекторы описанного нами типа не смогут установить этого факта. Они зарегистрируют только полную выделившуюся в детекторе энергию. Разумеется, мы можем расположить друг подле друга в некотором порядке несколько таких детекторов и тем самым получить более детальную информацию, но даже и в этом случае система детекторов даст нам ответы только на те вопросы, которые мы перед ней заранее поставим. Как правило, она не позволит открыть ни одного неожиданного явления. Ясно, таким образом, что кроме сцинтилляционных и полупроводниковых счетчиков нам нужны детекторы, которые регистрировали бы любые процессы и по возможностям беспристраст-

но. Одним из таких детекторов является пузырьковая камера. Со времени ее изобретения Глэзером в 1952 г. она играет самую выдающуюся роль в выяснении свойств субатомных частиц [6].

Физическое явление, разыгрывающееся в пузырьковой камере, лучше всего описать словами самого Глэзера [7]: «Пузырьковая камера представляет собой сосуд, заполненный прозрачной жидкостью, которая настолько



Фиг. 4.11. Схема устройства пузырьковой камеры.

перегрета, что ионизующая частица, пролетающая через нее, заставляет эту жидкость мгновенно вскипать и тем самым приводит к образованию цепочки пузырьков вдоль своего пути». Перегретая жидкость — это жидкость при таких значениях температуры и давления, при которых давление в ней ниже равновесного давления ее паров при тех же условиях. Такая жидкость неустойчива, и поэтому прохождение даже одиночной заряженной частицы через нее инициирует процесс рождения пузырьков пара в ней. Для достижения перегретого состояния жидкость в камере (фиг. 4.11) поддерживается сначала при равновесном давлении, а затем давление резко снижается путем выдвижения поршня. На несколько миллисекунд камера становится чувствительной, после чего процесс проводят в обратном порядке: поршень вдвигают, и давление в камере снова делается равновесным. Время, в течение которого камера чувствительна, синхронизируют со временем входления в камеру частиц от ускорителя. Пузырьки освещают электронной фотовспышкой и получают их изображение на стереофотографии.

Первые пузырьковые камеры Глэзера содержали всего лишь несколько кубических сантиметров жидкости. Развитие их, однако, шло довольно быстрыми темпами: менее чем за 20 лет объем пузырьковых камер возрос в миллионы раз. Современные пузырьковые камеры — это настоящие монстры стоимостью в миллионы долларов (фото 10). Для их эффективной работы

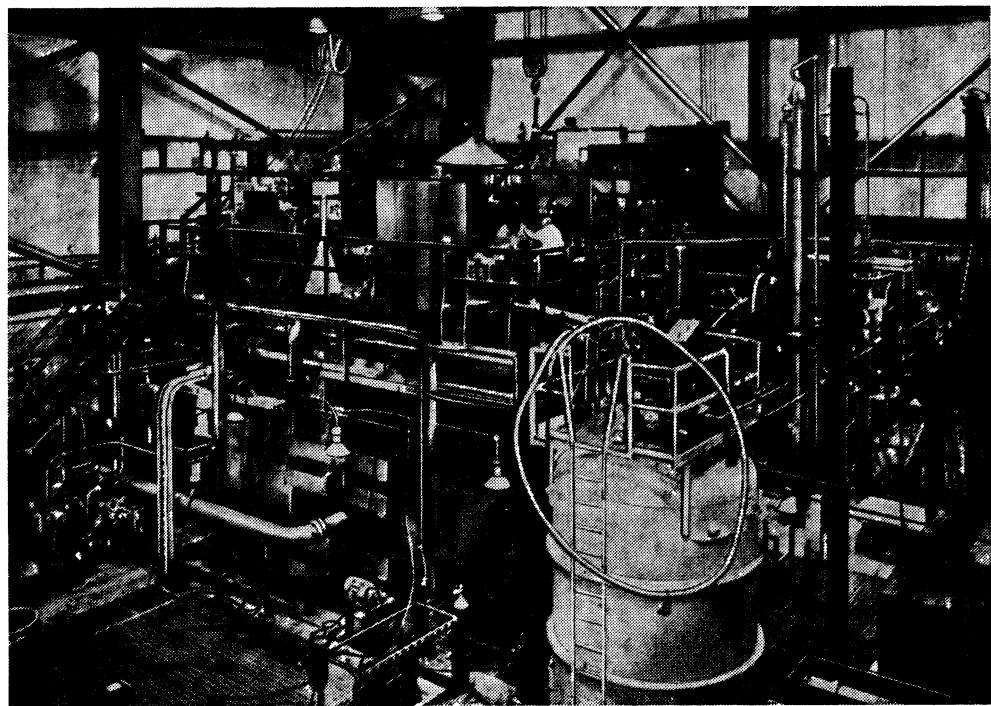
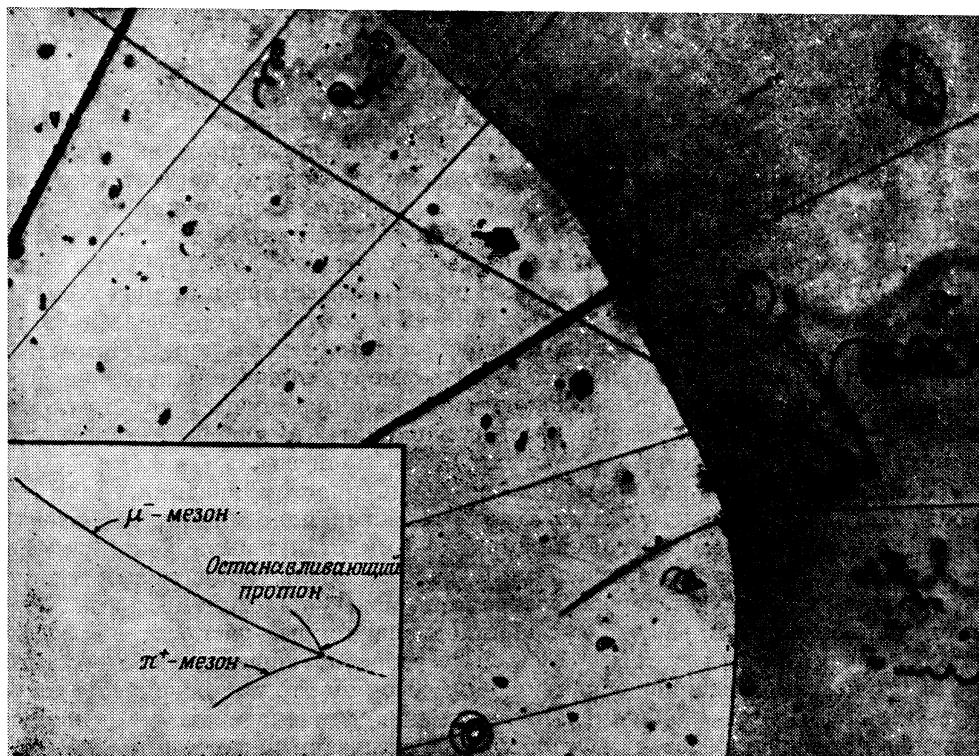


Фото 10. Пузырьковая камера. (Фотография предоставлена авторам Аргонской национальной лаборатории.) Несмотря на то что первоначально пузырьковые камеры были маленькие и простые, современные их варианты огромны и сложны.

требуется снабжать их огромными магнитами, способными искривлять траектории исследуемых заряженных частиц. Перегретая жидкость, используемая в пузырьковых камерах, — чаще всего жидкий водород. Он весьма взрывоопасен, если контактирует с кислородом, и, несмотря на строгие правила техники безопасности, аварии все же случаются. Пузырьковые камеры дают около 35 миллионов фотографий в год, расшифровка которых является исключительно трудоемким делом.

Два примера могут послужить прекрасной и впечатляющей иллюстрацией тех событий, которые уже удалось наблюдать с помощью пузырьковой камеры. На фиг. 4.14 показано рождение и распад частицы Ω^- , самой замечатель-



Фиг. 4.12. Взаимодействие нейтрино, зарегистрированное в водородной пузырьковой камере в Аргоннской национальной лаборатории. (Фотография предоставлена авторам Аргоннской национальной лабораторией.) Нейтрино пришло справа, как это показано на вставке, и прореагировало с протоном атома водорода. Образовались положительный пион, протон и мюон.

ной частицы, о которой мы еще будем рассказывать. На фиг. 4.12 приведена фотография первого зарегистрированного взаимодействия нейтрино, наблюдавшегося в чистом водороде 13 ноября 1970 г. при помощи 3,6-метровой водородной пузырьковой камеры Аргоннской национальной лаборатории

(США). Эта камера является самой большой из существующих в мире и вмещает 20 000 л водорода. Сверхпроводящий магнит создает в объеме камеры, равном 25 м³, поле около 18 кГс.

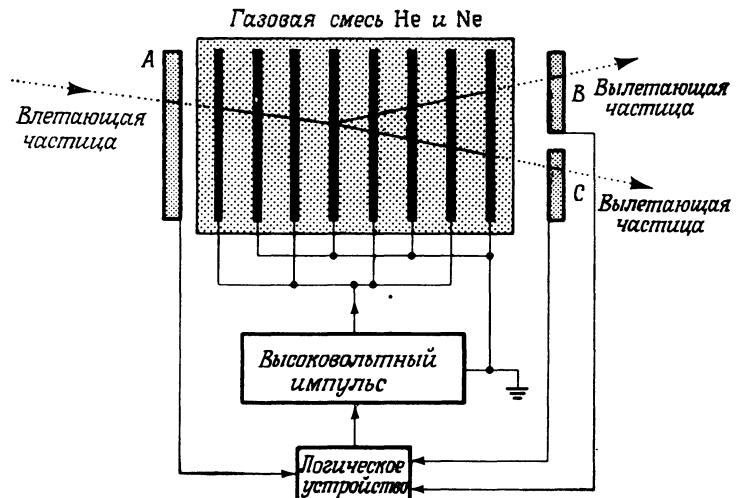
§ 5. ИСКРОВЫЕ КАМЕРЫ

Пузырьковые камеры являются прекрасными детекторами, но у них есть один недостаток: их нельзя включать, когда вздумается, для наблюдения интересующих нас процессов. Их можно сравнить с устанавливаемыми в банках фотокамерами, которые фотографируют каждого посетителя. Чтобы получить снимок грабителя, приходится проявлять и просматривать множество фотографий. Ясно, что намного более эффективно установить фотокамеру в банке так, чтобы она была все время наготове и делала снимок только при поступлении сигнала тревоги, например, от кассира или магнитометра, обнаружившего оружие у посетителя. Пузырьковую камеру нельзя быстро включить, поскольку жидкость в ней должна находиться в перегретом состоянии до того, как частица пройдет через камеру, иначе жидкость не будет вскипать. *Искровые* камеры обладают многими преимуществами пузырьковых, и, кроме того, их можно быстро запускать в любой интересующий момент при помощи самого регистрируемого процесса.

Искровые камеры основываются на очень простом явлении. Если разность напряжений между двумя металлическими пластинами, расположенным друг от друга на расстоянии порядка 1 см, станет выше некоторой критической, то начнется электрический разряд. Если ионизующая частица в этот момент пролетает через пространство между пластинами, то она образует ионные пары и разряд приобретает вид искры, распространяющейся вдоль траектории частицы. Поскольку образовавшиеся ионы остаются на своих местах в течение нескольких микросекунд, то напряжение на искровую камеру можно приложить *после* прохождения частицы через камеру: искровая камера представляет собой автоматически запускаемый детектор.

Устройство простейшей искровой камеры показано на фиг. 4.13. С помощью такой камеры можно изучать, например, реакцию пролетающей через камеру заряженной частицы с находящимся в камере атомным ядром при условии, что в продуктах реакции получаются по крайней мере две заряженные частицы. Этот регистрируемый процесс можно назвать процессом типа «на входе одна заряженная частица, на выходе — две заряженные частицы». Три сцинтилляционных счетчика *A*, *B* и *C* на фиг. 4.13 регистрируют практически одновременно три заряженных частицы. Когда это случается, тогда блок логического устройства дает сигнал, вызывающий скачок напряжения, и в результате на пластины камеры поступает высоковольтный импульс (10—20 кВ) спустя не более чем 50 нс. Возникающие в результате электрического разряда искровые каналы фотографируются на стереофотографию.

Стандартное устройство с искровой камерой в качестве его основного элемента типа рассмотренного нами здесь применяется во многих экспериментах, причем искровые камеры можно сконструировать для решения множества разнообразных задач. Тонкие пластины в искровой камере используются только в тех случаях, когда желательно знать направление движения заряженных частиц; толстые свинцовые пластины применяются либо при исследовании γ -лучей, либо в том случае, когда хотят отличить электроны от мюонов. Электроны дают в свинцовых пластинах ливни, и их можно идентифицировать именно по этому признаку. Очень маленькие искровые камеры



Фиг. 4.13. Схема устройства искровой камеры. Искровая камера состоит из ряда параллельных металлических пластин, помещенных в газовую смесь гелия с неоном. Когда логическое устройство решает, что в камере произошло нужное событие, на чередующиеся пластины посыпается импульс высокого напряжения, в результате чего образуются искры, очерчивающие траектории частиц.

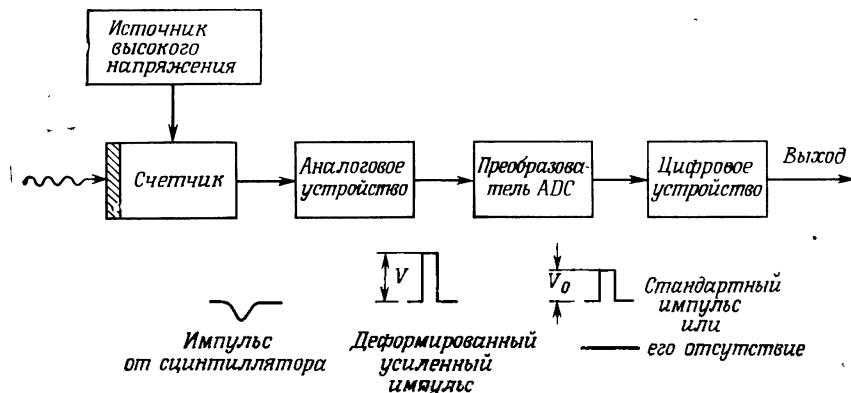
успешно применяются при решении различных задач ядерной физики; камеры гигантского размера используют при детектировании нейтрино.

Оптические искровые камеры и пузырьковые камеры обладают одним общим недостатком: данные производимых в них экспериментов приходится извлекать из изображений треков, или траекторий частиц, на фотографиях. Это неудобно, и поэтому используют искровые камеры с электронной регистрацией. В этих камерах пластины заменены проводами, образующими координатную сетку. Искры возбуждают импульсы в проводах, и эти импульсы фиксируются электромагнитными методами, например небольшими ферритовыми сердечниками, от которых информация непосредственно поступает в электронную вычислительную машину.

§ 6. ЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ СЧЕТЧИКОВ ЧАСТИЦ

Для первого сцинтилляционного счетчика и даже для первого устройства по регистрации совпадений (фиг. 4.1) электронника не была нужна; хватало человеческого глаза и человеческого мозга; для регистрации требовался просто карандаш и бумага. Почти все современные детекторы, однако, в качестве составных элементов содержат электронные устройства. Типичным примером является электронная схема, предназначенная для совместной работы с сцинтилляционным счетчиком (фиг. 4.14).

Регулируемый источник питания поддерживает напряжение на фотоумножителе. Выходной сигнал фотоумножителя формируется и усиливается



Фиг. 4.14. Схема расположения основных блоков электронного устройства, обслуживающего счетчик элементарных частиц.

в блоке **аналогового устройства**. Амплитуда V получаемого импульса пропорциональна амплитуде первичного импульса. В блоке **преобразователя ADC¹⁾** информация преобразуется в сигналы, удобные для цифрового выражения. В простейшем случае регистрируются только те импульсы, которые имеют амплитуду между V_0 и $V_0 + \Delta V$. Если импульс принадлежит этому интервалу, то из блока преобразователя выходит стандартный сигнал; если же импульс не из этого интервала, то из блока преобразователя никакого сигнала не поступает. **Цифровое устройство** реагирует только на стандартные сигналы. Оно может, например, просто служить счетчиком импульсов, производя один отсчет на каждые 10 (или 10^n , где n — целое число) входных стандартных сигналов. Выходной сигнал в таком случае представляет собой число, которое отвечает (в единицах 10^n) числу поступивших в цифровое устройство входных сигналов, соответствующих определенному энергетическому интервалу.

¹⁾ *ADC* — the analog-to-digital converter.

Это лишь один из многочисленных возможных примеров. Собрать в лаборатории электронную схему, предназначенную для совместной работы с детектором, очень просто, поскольку составные блоки ее стандартные и их можно купить. Физик только выбирает и состыковывает нужные компоненты¹⁾. Мы не будем здесь подробно рассказывать об устройстве отдельных блоков, ограничимся лишь двумя замечаниями о работе преобразователя *ADC* и о автоматизированной обработке экспериментальных данных. В нашем примере преобразователь являлся одноканальным анализатором. Сигнал на выходе из него появлялся в том и только в том случае, когда сигнал на входе обладал амплитудой, лежащей в заданных пределах. Ясно, что такая методика обработки эксперимента неэкономна, ибо информация относительно всех прочих импульсов попросту отбрасывается. Обычно преобразователь так и не работает. На самом деле в нем ни один из интересующих нас аналоговых импульсов не подавляется. На выходе из аналогового блока они определенным образом кодируются, т. е. с каждым аналоговым импульсом связывается свой цифровой сигнал. Цифровой сигнал может, например, быть числом, пропорциональным амплитуде импульса, выходящего из аналогового блока и поступающего на преобразователь. Обычно числа выражаются в двоичном коде.

Второе замечание касается организации процесса обработки экспериментальных данных. В разобранном примере обработка данных является простым процессом: выходной сигнал сцинтиллятора связан со счетным устройством, суммирующим отдельные отсчеты за данное время. Если различные импульсы, идущие от аналогового блока, преобразованы в цифры, процесс обработки данных усложняется. Прямой метод состоит в использовании многих счетчиков и многих счетных устройств. Но такой способ не эффективен, и поэтому идут по пути применения многоканальных анализаторов, с помощью которых цифровая информация запасается в двумерной памяти. Импульсы данной амплитуды, т. е. соответствующие данному цифровому сигналу, всегда фиксируются в одном и том же участке запоминающего устройства, после чего происходит считывание записанного с экрана осциллографа или с магнитной ленты. Универсальные устройства по обработке экспериментальных данных представляют собой быстродействующие цифровые электронные вычислительные машины.

§ 7. ЛОГИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА

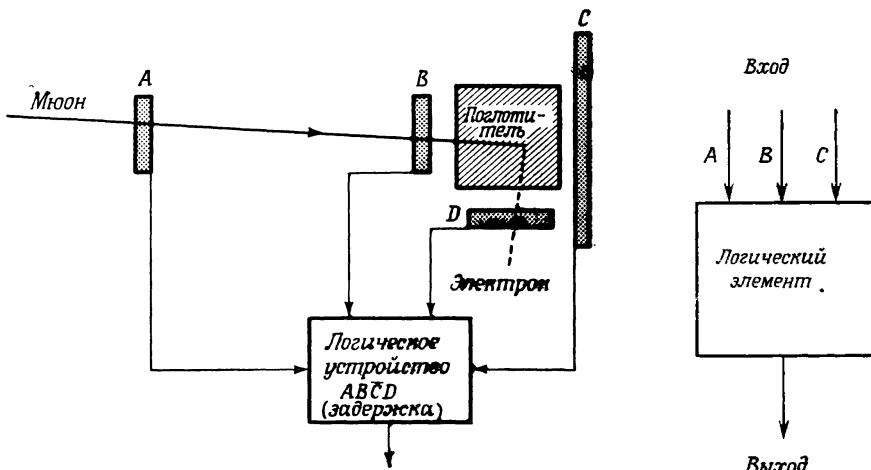
В предыдущем параграфе были рассмотрены электронные устройства, связанные с отдельным детектором. Электронные устройства делают, однако, значительно больше, нежели просто обрабатывают экспериментальные данные,

¹⁾ Разумеется, он должен еще найти необходимые финансовые средства. Чтобы получить последние, подготавливают подробные предложения, в которых дают наброски своих исследовательских идей, обоснование их важности и прогноз возможностей получения новой информации. После этого физик рассыпает свои предложения в различные учреждения и ... ждет.

выдаваемые одним счетчиком. Простой пример логического электронного устройства показан на фиг. 4.15. Оно предназначено для регистрации процесса торможения мюона в веществе. Мюоны, полученные на ускорителе, проходят через два счетчика A и B и попадают в поглотитель, где они замедляются и в итоге распадаются на электрон и два нейтрино:

$$\mu \rightarrow e\bar{v}\bar{v}.$$

В § 3 гл. 1 мы уже упоминали, что среднее время жизни мюона в состоянии покоя равно 2,2 мкс. Специфическая задача, решению которой посвящен



Фиг. 4.15. Логическое электронное устройство, обслуживающее счетчик элементарных частиц.

Фиг. 4.16. Элемент логического устройства.

эксперимент, изображенный на фиг. 4.15, состоит в следующем: мюон должен пройти через счетчики A и B и должен быть остановлен поглотителем, т. е. не должен пройти через счетчик C . После временной задержки продолжительностью около 1 мкс должен наблюдаться электрон в счетчике D . Логическое электронное устройство должно регистрировать мюон только в том случае, когда события происходят именно так, как здесь описано. Сокращенно последовательность указанных операций записывают в виде $AB\bar{C}D$ (задержка), где $AB\bar{C}D$ означает совпадение отсчетов счетчиков A , B , D и антисовпадение этого тройного совпадения с отсчетом в счетчике C . Более того, счетчик D должен реагировать по крайней мере на 1 мкс позже счетчиков A и B . Такие задачи можно легко решать с помощью составления схемы из соответствующих стандартных логических электронных устройств.

Особенно большое и важное значение имеют следующие четыре логических элемента: «И», «ИЛИ», «НЕ-И», «НЕ-ИЛИ». Функции этих четырех типов элементов можно объяснить с помощью фиг. 4.16. Общий электронный логический элемент, показанный здесь, имеет три входа и один выход. Форма входных и выходных импульсов стандартная (обозначается через 1); 0 означает отсутствие импульса. Логический элемент «И» не дает выходного сигнала (0), если на входе только один или два импульса. Если, однако, на входе в пределах времени разрешения (несколько наносекунд) имеется три импульса, то на выходе возникнет стандартный импульс (1). Логический элемент «ИЛИ» дает выходной импульс, если на входе имеется хотя бы один импульс. Логические элементы «НЕ-И» и «НЕ-ИЛИ» представляют собой соответствующие логические дополнения к описанным; они дают выходные импульсы в тех случаях, где «И» и «ИЛИ» соответственно не давали бы выходного импульса.

Таблица 4.1

Функции четырех логических элементов «И», «ИЛИ», «НЕ-И», «НЕ-ИЛИ»

1 означает наличие стандартного импульса, 0 — его отсутствие. Элементы симметричны в отношении A , B и C . Приведены только характерные случаи

| Вход | | | Выход | | | |
|------|-----|-----|-------|-----|------|--------|
| A | B | C | И | ИЛИ | НЕ-И | НЕ-ИЛИ |
| 1 | 1 | 1 | 1 | 0 | 1 | 0 |
| 1 | 1 | 0 | 0 | 1 | 1 | 0 |
| 1 | 0 | 0 | 0 | 1 | 1 | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 1 | 0 | 1 |

Функции этих четырех логических элементов подытожены в табл. 4.1. Требуется еще сделать замечание по поводу элемента «НЕ-ИЛИ»: этот элемент выдает постоянно сигналы в том случае, когда нет на нем никакого входного импульса; этот сигнал исчезает, если появляется хотя бы один импульс на входе.

Из логических элементов указанных четырех типов, приведенных в табл. 4.1, можно составить электронные схемы для регистрации самых сложных процессов. Кроме того, сами элементы «И» могут служить регистраторами совпадений, «НЕ-И» — регистраторами антисовпадений, а «ИЛИ» могут использоваться в качестве буферного элемента.

§ 8. ЛИТЕРАТУРА

Библиографию по детекторам элементарных частиц читатель может найти в обзорной статье Троуера [8]. Устройство детекторов и их работа рассматриваются в книгах [9—12]. Имеется хорошо написанный учебник Мелиссиноса [13]. В нем описываются эксперименты, которые можно провести с помощью детекторов в условиях начального лабораторного практикума. Из более специальных книг и статей укажем здесь книгу Биркса [14] по *сцинтиляционным счетчикам*, статью Тавендаля [15] по *полупроводниковым счетчикам* и книги и статьи [16—18] по *пузырьковым и искровым камера姆*.

Имеется множество интересных книг по применению математической статистики для обработки экспериментальных данных. Хорошее введение в этот предмет дает книга Юига [19]. Использование математической статистики в субатомной физике подробно описано в книге Эванса [20]. Ясное и сжатое изложение теории вероятности и математической статистики читатель найдет в книге Мэтьюза и Уолкера [21]. Таблицы различных статистических распределений приводят Бурингтон и Мэй [22] и Бейер [23]. Полное изложение применений методов математической статистики в субатомной физике на более высоком уровне дано в книге Дриярда и др. [24].

Современное изложение вопросов, связанных с электронными устройствами, используемыми в ядерной физике, можно найти в книгах Ковалевского [25] и Чианга [26].

Цифровым электронным устройствам посвящена книга Мальмштадта и Энке [27]. Более широко электронные устройства освещаются в книге Мальмштадта, Энке и Торена [28]. Довольно много информации можно почерпнуть из публикаций фирм-изготовителей. Использование быстродействующих цифровых электронных вычислительных машин для сбора и обработки экспериментальных данных является предметом обзора Линденбаума [29].

ЗАДАЧИ

- 4.1. Разыщите где-нибудь электронную схему фотомножителя. Объясните назначение отдельных ее элементов.
- 4.2. Протон с кинетической энергией E_k попадает на пластиковый сцинтиляционный счетчик толщиной 5 см. Оцените зависимость светового отклика сцинтиляционного счетчика от энергии E_k .
- 4.3. Фотоны с энергией 3 МэВ регистрируются иодистонатриевым счетчиком NaI (Tl) размером 76×76 мм. Найдите а) спектр на выходе, б) вероятность наблюдения фотона в пике полной энергии.
- 4.4. Гамма-лучи с энергией 14 кэВ, испускаемые атомным ядром ^{57}Fe , должны быть зарегистрированы иодистонатриевым счетчиком NaI (Tl). Гамма-лучи с более высокой энергией несущественны. Найдите оптимальную толщину кристалла NaI (Tl).
- 4.5. Вычислите и изобразите распределение Пуассона для $\bar{n} = 1$ и $\bar{n} = 100$.
- 4.6. Выведите формулу (4.3). Проверьте формулы (4.5).
- 4.7. Вычислите дисперсию для $P(n)$ по формуле (4.8).

4.8. Убедитесь, что формула (4.8) представляет собой предельный случай распределения Пуассона.

4.9. Докажите справедливость формулы (4.9).

4.10. В случае пуассоновского распределения сравните величины $\frac{P(2\bar{n})}{P(\bar{n})}$ для $\bar{n} = 1, 3, 10, 100$.

4.11. Сцинтилляционный счетчик, помещенный в шахте, регистрирует в среднем 8 мюонов в 1 ч. Эксперимент длится 10^3 ч и отсчеты регистрируются каждый час. Какова вероятность регистрации значений $n = 2, 4, 7, 8, 16$?

4.12. Рассмотрите германиевый счетчик. Обсудите процесс регистрации более детально, чем это сделано в тексте. В частности, ответьте на следующие вопросы: а) почему основная часть счетчика нуждается в очистке?

б) почему нельзя просто применить обкладки из металлической фольги по обеим сторонам кристалла для собирания зарядов?
в) насколько велик ожидаемый импульс тока для фотонов с энергией 100 кэВ?
г) каковы пределы чувствительности такого счетчика в области низких энергий?

4.13. Рассчитайте эффективность германиевого счетчика фотонов толщиной 1 см для энергий

- 100 кэВ,
- 1,3 МэВ.

4.14. Опишите устройство большой пузырьковой камеры.

4.15. Рассмотрите 3,65-метровую пузырьковую камеру Аргонской лаборатории. Каков наивысший предел энергии протонов, которые могут быть остановлены в такой камере? Предположите, что в точности такая же камера наполнена пропаном. Подсчитайте длину пробега протона в такой камере. Протоны с какой энергией можно теперь остановить в ней?

4.16. Вычислите энергию магнитного поля, занимающего объем пузырьковой камеры, рассмотренной в задаче 4.15. С какой высоты (в м) должен упасть автомобиль средних размеров, чтобы энергия его удара о землю была той же самой величины?

4.17. Объясните принцип работы стримерной камеры. Как в ней возникает напряжение, необходимое для образования стримеров?

4.18. Каковы предельные скорости срабатывания искровой камеры? Оцените величины времен задержки в различных участках логической цепи.

4.19. Используя логические элементы, приведенные в табл. 4.1, соберите из них логическое устройство для проведения эксперимента, изображенного на фиг. 4.15.

4.20. Схематически изобразите электронные схемы, при помощи которых можно реализовать логические элементы «И», «ИЛИ», «НЕ-И», «НЕ-ИЛИ».

Цитированная литература

- Rutherford E., Handbuch der Radiologie, Vol. II, Akadem. Verlag, Leipzig, 1913.
- Young H. D., Statistical Treatment of Experimental Data, McGraw-Hill, New York, 1962.
- Newman J. R., The World of Mathematics, Simon and Schuster, New York, 1956.
- Goulding F. S., Stone Y., Science, 170, 280 (1970); copyright 1970 by the American Association for the Advancement of Science.
- Young H. D., Fundamentals of Optics and Modern Physics, McGraw-Hill, New York, 1968.
- Alvarez L. W., Science, 165, 1071 (1969).
- Glaser D. A., Rahm D. C., Phys. Rev., 97, 474 (1955).
- Trower W. P., Resource Letter PD-1 on Particle Detectors, Amer. Journ. Phys., 38, 7 (1970).
- Methods of Experimental Physics, Vol. 5-A: Nuclear Physics, eds. L. C. L. Yuan, C. S. Wu, Academic Press, New York, 1961.

10. Techniques of High Energy Physics, ed. D. M. Ritson, Wiley-Interscience, New York 1961.
11. Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, ed. K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam, 1965.
12. Price W. J., Nuclear Radiation Detection. McGraw-Hill, New York, 1964.
13. Melissinos A., Experiments in Modern Physics, Academic Press, New York, 1966.
14. Birks J. B., The Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon, Elmsford, New York, 1964.
15. Tavendale A. J., Ann. Rev. Nucl. Sci., 17, 73 (1967).
16. Bubble and Spark Chambers, ed. R. P. Shutt, Academic Press, New York, 1967, Vols. I, II.
17. Allkofer O. C., Spark Chambers, Karl Thiemig, Munich, 1969.
18. Charpak G., Ann. Rev. Nucl. Sci., 20, 195 (1970).
19. Young H. D., Statistical Treatment of Experimental Data, McGraw-Hill, New York, 1962.
20. Evans R. D., The Atomic Nucleus, McGraw-Hill, New York, 1955, ch. 26—28.
21. Mathews J., Walker R. L., Mathematical Methods of Physics, Benjamin, Reading, Mass., 1964.
22. Burington R. S., May D. C., Jr., Handbook of Probability and Statistics, Handbook Publishers, McGraw-Hill, New York, 1969.
23. Beyer W. H., CRC Handbook of Tables for Probability and Statistics, Chemical Rubber Co., Cleveland, 1968.
24. Drijard D., Eadie W., James F., Roos M., Sadoulet B., Statistical Methods in Experimental Physics, North-Holland, Amsterdam, 1971.
25. Kowalski E., Nuclear Electronics, Springer, Berlin, 1970.
26. Chiang H. H., Basic Nuclear Electronics, Wiley-Interscience, New York, 1969.
27. Malmstadt H. V., Enke C. G., Digital Electronics for Scientists, Benjamin, Reading, Mass., 1969.
28. Malmstadt H. V., Enke C. C., Toren E. C., Electronics for Scientists, Benjamin, Reading, Mass., 1962.
29. Lindenbaum S. J., Ann. Rev. Nucl. Sci., 16, 619 (1966).

ЧАСТЬ



ЧАСТИЦЫ И ЯДРА

Ситуация, известная каждому. При встрече вас представляют незнакомому человеку. Через несколько минут вы испытываете смущение — вы уже забыли его имя. Лишь после того как вы столкнетесь еще несколько раз с этим человеком, вы начнете различать его среди ваших знакомых. То же самое имеет место, когда вы встречаетесь с новыми идеями и новыми фактами. Вначале они от вас ускользают, и только после неоднократной встречи с ними они становятся для вас привычными и знакомыми. В точности в такой ситуации вы оказываетесь, когда начинаете изучать элементарные частицы и атомные ядра. Их так много, что вначале вы не в состоянии их различать. Например, не можете сказать, чем отличается мюон от пиона?

В части II данной книги мы расскажем читателю о многих субатомных частицах и об их свойствах. Это первое знакомство, конечно, не позволит читателю составить ясной картины, и поэтому в последующих главах мы будем неоднократно возвращаться к описанию структуры и свойств частиц и ядер. Постепенно частицы перестанут быть некой безликой «серой массой» для читателя, и ему станет ясно, например, что мюон и пион отличаются друг от друга больше, чем, скажем, человек и бактерия.

У каждого с самого начала возникают довольно простые вопросы: что такое частицы? существует ли различие между составными и элементарными частицами? ниже мы постараемся объяснить читателю, что ответить однозначно на эти, казалось бы, несложные вопросы очень трудно. Рассмотрим, на-

пример, эксперимент Франка — Герца¹⁾, в котором электроны проходят через газ, скажем через гелий или через пары ртути. Если энергия электронов ниже 4,9 эВ, то атомы Hg ведут себя, как элементарные частицы. Если же энергия электронов выше 4,9 эВ, то они могут возбудить первое возбужденное состояние атомов Hg и атомы ртути начинают проявлять свою внутреннюю структуру. При энергии электронов 10,4 эВ от атома Hg можно оторвать электрон, а при 18,7 эВ можно оторвать два электрона. Мы ясно видим, что электроны являются составными частями атомов. С атомными ядрами при бомбардировке их электронами все обстоит аналогично. При низких энергиях электроны не способны возбудить ядерные уровни и ядра ведут себя, как элементарные частицы. При повышении энергии электронов становится возможным возбуждать возбужденные уровни в ядрах, а при еще более высоких энергиях появляется возможность выбить из ядра составляющие его частицы — протоны и нейтроны. Вопрос об «элементарности» надо разрешать теперь в отношении протонов и нейтронов. Являются ли они элементарными частицами? Протоны и нейтроны также можно бомбардировать электронами. При этом при энергии электронов в несколько сот МэВ оказывается, что нуклоны — нейтроны и протоны — тоже не являются точечными частицами, а имеют «размеры» порядка 1 фм. Оказывается также, что нуклоны обладают собственными возбужденными состояниями — в точности так же, как атомы и ядра. Эти возбужденные состояния весьма быстро распадаются, обычно с испусканием пионов. Откуда же берутся эти пионы? Существуют ли они внутри нуклонов или рождаются в процессе распада? Современные эксперименты, в которых используются электроны с энергией около 10 ГэВ, свидетельствуют, кроме того, о том, что внутри нуклонов имеются еще более мелкие «субобразования»²⁾. Мы еще не знаем (если такие субчастицы, иногда называемые *партонами*, действительно существуют), что они собой представляют и могут ли они существовать независимо от своих «хозяев» — элементарных частиц. Можно только надеяться, что эксперименты на новых мощных ускорителях типа ускорителя в Батавии или на ускорителях с накопительными кольцами помогут пролить свет на эти вопросы. Мы хотим пока, чтобы читатель

¹⁾ См. Айсберг, § 5.5.

²⁾ Kendall W., Panofsky W., Sci. Amer., 224, 60 (1971).

ясно представил себе, что проблема элементарных частиц намного более сложна, чем это может показаться с первого взгляда. Мы еще вернемся к этим важным, фундаментальным вопросам в гл. 13; в ближайших же главах мы поставим перед собой более скромную цель: изложить основные экспериментальные факты о субатомных частицах. Для того чтобы описать и классифицировать эти частицы, мы используем сохраняющиеся величины — энергию, момент количества движения, заряд. Понятие сохраняющихся величин и связанных с ними законов симметрий будут подробно объяснены в части III.

5

СУБАТОМНЫЙ ЗООПАРК

Обычный зоопарк — это просто коллекция различных животных, некоторые из них нам хорошо знакомы, а другие — неизвестны совсем. Субатомный зоопарк также имеет великое множество обитателей, и тоже возникают вопросы, касающиеся поимки, содержания и питания различных редких экземпляров: 1. Как можно получить элементарные частицы? 2. Как их характеризовать и идентифицировать? 3. Как можно их расклассифицировать по семействам? В настоящей главе мы постараемся ответить на второй и третий вопросы. В первых двух параграфах речь пойдет о свойствах, которые существенны для характеристики отдельных элементарных частиц. В этих параграфах мы познакомимся с некоторыми обитателями субатомного зоопарка. В дальнейших параграфах данной главы мы детально опишем различные семейства частиц. Поскольку в субатомном зоопарке много обитателей, некоторая первоначальная путаница в голове читателя неизбежна. Мы надеемся, однако, что на смену путанице быстро придет порядок, по мере того как читателю одни и те же частицы будут попадаться все снова и снова.

§ 1. МАССА И СПИН. ФЕРМИОНЫ И БОЗОНЫ

Идентификация частицы обычно производится прежде всего путем измерения ее *массы* m . В принципе массу можно найти из второго закона Ньютона, просто измеряя ускорение а частицы под действием известной силы F :

$$m = \frac{F}{a} . \quad (5.1)$$

Формула (5.1) нерелятивистская. Релятивистское обобщение ее хорошо известно и просто. Мы только отметим, что под массой частицы мы всегда будем понимать *массу покоя*. Некоторые экспериментальные способы опреде-

ления масс частиц обсуждаются ниже в § 3 данной главы. Массы покоя субатомных частиц разбросаны в широких пределах. Некоторые частицы, такие, как фотон и нейтринно, обладают нулевой массой покоя. Из частиц, обладающих массой, наиболее легкой является электрон: масса его $m_e \approx 10^{-27}$ г, энергия покоя $E = mc^2 = 0,51$ МэВ. Следующей частицей в порядке возрастания массы является мюон; его масса составляет примерно $200 m_e$. Затем все усложняется: имеется много частиц со странными и загадочными свойствами, массы которых лежат в интервале примерно от $270 m_e$ до $270 \cdot 10$ или $270 \cdot 10^2 m_e$. Ядра, разумеется, также являются субатомными частицами; самое простое ядро — протон (ядро атома водорода) с массой около $2000 m_e$. Масса наиболее тяжелого из известных атомных ядер примерно в 260 раз превышает массу протона. Таким образом, массы субатомных частиц (не считая частиц с нулевой массой покоя) могут различаться почти в миллионы раз. Ниже мы еще несколько раз будем говорить о массах частиц и по мере обращения к конкретным примерам будем узнавать о них все больше и больше. Однако, точно так же как нельзя понять химию без полного знания свойств элементов, помещенных в периодическую таблицу, трудно составить ясное представление о субатомном мире без знакомства с главными обитателями нашего субатомного зоопарка. Иными словами, мы советуем читателю почаше заглядывать в табл. П.3—П.5 приложения.

Весьма существенным для классификации частиц является также спин, или *внутренний момент количества движения*. Спин можно понять только на основе квантовой механики, и поэтому идею спина сразу схватить нелегко. Мы рассмотрим сначала *орбитальный момент количества движения*, имеющий смысл также и в классической механике. Классический орбитальный момент количества движения частицы с импульсом \mathbf{p} определяется по формуле

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}, \quad (5.2)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор, соединяющий точку, относительно которой вычисляется орбитальный момент количества движения, с центром массы частицы. Классический орбитальный момент количества движения может принимать любое значение. Значения же квантовомеханического орбитального момента количества движения \mathbf{L} ограничены определенным образом; кроме того, он может принимать только определенные ориентации относительно данного направления. Факт существования такого *пространственного квантования* кажется противоречащим здравому смыслу, однако он прекрасно демонстрируется, скажем, в эксперименте Штерна — Герлаха¹⁾, причем существование пространственного квантования логически следует из основных постулатов квантовой механики. В квантовой механике импульс \mathbf{p} заменяется оператором $-i\hbar (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z) \equiv -i\hbar \nabla$ и орбитальный момент количества движения, таким образом, также становится оператором²⁾, z -компоненты кото-

¹⁾ См. Айсберг, § 11.3; *Фейнмановские лекции*, т. II, гл. 35, § 3.

²⁾ См. Айсберг, формулы (10.51) и (10.52); *Мерцбахер*, гл. 9.

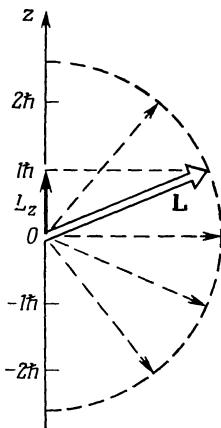
рого, например, имеет вид

$$L_z = -i\hbar \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}. \quad (5.3)$$

Здесь φ — азимутальный угол в полярной системе координат. Волновую функцию частицы с определенным моментом количества движения можно взять в виде собственной функции операторов L^2 и L_z^{-1}):

$$\begin{aligned} L^2 \psi_{\ell m} &= \ell(\ell + 1) \hbar^2 \psi_{\ell m}, \\ L_z \psi_{\ell m} &= m \hbar \psi_{\ell m}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Первое уравнение утверждает, что величина момента количества движения является квантованной и ограничена последовательностью значений $[\ell(\ell +$



Фиг. 5.1. Векторная диаграмма пространственного квантования при квантовом числе момента количества движения $\ell = 2$. Двойной стрелкой указана ориентация при $m = 2$. Другие ориентации отмечены пунктирными стрелками.

$+ 1)]^{1/2} \hbar$. Второе уравнение утверждает, что компонента момента количества движения в данном направлении, обозначаемая обычно L_z , ограничена последовательностью значений $m \hbar$. Квантовые числа ℓ и m должны быть целыми числами, причем для данного значения ℓ величина m может принимать $2\ell + 1$ значений, т. е. пробегать целые значения от $-\ell$ до $+\ell$. Пространственное квантование можно проиллюстрировать векторной диаграммой, которая на фиг. 5.1

¹⁾ Из-за общепринятого в научной литературе соглашения обозначать классические величины (например, L) и соответствующие квантовомеханические операторы (например, L) одинаковыми и теми же буквами у читателя может возникнуть некоторая путаница. Более того, квантовые числа тоже часто обозначают похожими буквами (ℓ или L). Мы следуем, однако, этому соглашению, так как оно используется в большинстве книг и статей. После некоторых начальных затруднений смысл всех букв должен стать ясным читателю из контекста. Иногда мы пользуемся индексом «оп» при обозначениях квантовомеханических операторов.

приведена для случая $\ell = 2$. Компонента момента количества движения вдоль произвольно выбранного направления z может принимать лишь указанные значения.

Мы подчеркнем здесь раз, что квантование орбитального момента количества движения, задаваемое формулами (5.2), приводит к целым значениям ℓ , а следовательно, к нечетным значениям числа $2\ell + 1$, которое дает число возможных ориентаций. Поэтому наличие в спектрах щелочных металлов несомненных дублетов оказалось поистине удивительным событием. Наличие двух ориентаций означает, что должно выполняться условие $2\ell + 1 = 2$ или $\ell = \frac{1}{2}$. Вплоть до 1924 г. было предпринято много попыток объяснить это полуцелое число. Первая половина верного решения была найдена Паули в 1924 г. Он предположил, что электрон обладает классически необъяснимой двузначностью, но не связал это свойство с какой-нибудь физической моделью. Вторая половина решения была дана Уленбеком и Гаудсмитом, которые постутировали наличие собственного момента количества движения у электрона. Тогда двузначность можно связать с двумя различными направлениями собственного момента.

Разумеется, еще необходимо было найти способ включить значение $\frac{1}{2}$ в квантовую механику. Легко видеть, что квантовомеханические операторы, соответствующие L [см. (5.2)], удовлетворяют *коммутационным соотношениям*

$$\begin{aligned} L_x L_y - L_y L_x &= i\hbar L_z, \\ L_y L_z - L_z L_y &= i\hbar L_x, \\ L_z L_x - L_x L_z &= i\hbar L_y. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Постулируется, что коммутационные соотношения (5.5) квантовой механики более фундаментальны, нежели классическая формула (5.2). Чтобы выразить этот факт, орбитальный момент количества движения по-прежнему обозначают через L , а любой другой момент — через J . Предполагается, что J удовлетворяет коммутационным соотношениям

$$\begin{aligned} J_x J_y - J_y J_x &= i\hbar J_z, \\ J_y J_z - J_z J_y &= i\hbar J_x, \\ J_z J_x - J_x J_z &= i\hbar J_y. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Из соотношений (5.6) можно получить чисто алгебраические следствия, используя только простые преобразования¹⁾; в результате идеи Паули, Гаудсмита и Уленбека подтверждаются. Оказывается оператор J удовлетворяет в точности таким же уравнениям на собственные значения, как оператор орби-

¹⁾ Ясный и краткий вывод приводится в книге Messia, гл. XIII.

тального момента количества движения [см. (5.4)]:

$$J^2 \Psi_{JM} = J(J+1) \hbar^2 \Psi_{JM}, \quad (5.7)$$

$$J_z \Psi_{JM} = M\hbar \Psi_{JM}. \quad (5.8)$$

Однако теперь допустимыми значениями J являются не только целые, но и *некоторые* числа

$$J = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots \quad (5.9)$$

Для каждого значения J величина M может принимать $2J + 1$ значений, т. е. значения от $-J$ до $+J$, сдвинутые друг относительно друга на единицу.

Уравнения (5.7) — (5.9) справедливы для любой квантовомеханической системы. Данное значение момента количества движения J зависит не только от рассматриваемой системы, но и от системы, относительно которой производится отсчет момента.

Обратимся теперь к *частицам*. Оказывается, каждая частица обладает *внутренним моментом количества движения*, называемым обычно ее *спином*. Спин нельзя выразить через классические координаты и импульсы, как в формуле (5.2) и у него нет аналога в классической механике. Нередко, однако, спин представляют наглядным образом, предполагая, что частица является маленьким быстро вращающимся волчком. Но для любого допустимого радиуса частицы скорость на ее поверхности, оказывается, превышает скорость света, и, следовательно, такая картина неприемлема. К тому же даже и частицы с нулевой массой покоя, такие, как фотон и нейтрино, обладают спином. Существование спина у частиц должно приниматься, разумеется, как непреложный факт. В системе координат, в которой частица покоятся, орбитальный момент количества движения обращается в нуль и в качестве полного момента количества движения выступает только спин. Спин представляет собой неизменную характеристику частицы. Оператор спина обозначается через \mathbf{J} или через \mathbf{S} ¹⁾; спин удовлетворяет уравнениям на собственные значения (5.7) и (5.8). Квантовое число J является постоянной величиной и характеризует частицу, в то время как квантовое число M описывает ориентацию частицы в пространстве и зависит от выбора осей координат.

Как же можно определить J экспериментально? Для макроскопических систем, конечно, нетрудно измерить классический момент количества движения. Для субатомных частиц такое измерение невозможно. Однако если вы сумели определить число возможных ориентаций собственного момента количества движения частицы в пространстве, то спиновое квантовое число J , обычно просто называемое *спином*, найти уже просто, так как у частицы со спином J имеется $2J + 1$ возможных ориентаций.

¹⁾ Буква S используется далее для обозначения *странныстии* частицы, так что S не всегда в данной книге означает спиновое квантовое число.

Выше мы отмечали, что целочисленные значения J появляются для орбитального момента количества движения, который имеет классический аналог, а полуцелые значения характерны для спина, который классического аналога не имеет. Однако мы вскоре убедимся, что существуют частицы и с *целым*, и с *получелым* спинами. Примерами частиц с целым спином являются фотон и пион, в то время как электроны, нейтрино, мюоны и нуклоны обладают спином $1/2$. Не говорит ли такое различие в значениях спинов о каком-то глубоком различии между самими частицами? Это на самом деле так и есть: оба класса частиц ведут себя в сходных физических ситуациях совершенно по-разному. Различие становится особенно очевидным, когда мы обращаемся к свойствам волновых функций систем, составленных из таких частиц. Рассмотрим, например, систему из двух *тождественных* частиц, которые мы обозначим цифрами 1 и 2. Частицы имеют одинаковые спины J , но ориентации этих спинов $J_z^{(i)}$ у них могут быть разными. Волновая функция такой системы имеет вид

$$\psi(x^{(1)}, J_z^{(1)}; x^{(2)}, J_z^{(2)}) = \psi(1, 2).$$

Если две частицы поменять местами, то волновая функция системы будет равна $\psi(2, 1)$. Замечательным фактом является то, что волновые функции тождественных частиц являются либо *симметричными*, либо *антисимметричными* при перестановках $1 \rightleftharpoons 2$:

$$\begin{aligned} \psi(1, 2) &= +\psi(2, 1) \quad \text{симметричная,} \\ \psi(1, 2) &= -\psi(2, 1) \quad \text{антисимметрична.} \end{aligned} \tag{5.10}$$

Свойство полной симметрии или антисимметрии волновых функций системы двух частиц при перестановке двух частиц легко обобщается на системы из n тождественных частиц¹⁾.

Существует глубокая связь между *спином* и *симметрией* волновых функций, впервые указанная Паули и доказанная им с помощью релятивистской квантовой теории. Волновая функция системы n тождественных частиц с полуцелым спином, называемых *фермионами*, меняет знак, если переставить в ней любые две частицы. Волновая функция системы n тождественных частиц с целым спином, называемых *бозонами*, остается неизменной при перестановке любых двух частиц. Связь между спином и симметрией проиллюстрирована в табл. 5.1.

Связь между спином и симметрией приводит к так называемому *принципу запрета Паули*. Предположим, что две частицы обладают в точности одними и теми же квантовыми числами. Тогда говорят, что данные две частицы находятся в одном и том же *состоянии*. Перестановка $1 \rightleftharpoons 2$ оставит волновую функцию системы двух частиц неизменной. Однако если обе частицы являются *фермионами*, то волновая функция должна изменить знак и поэтому

¹⁾ См. *Парк*, гл. 11.

Таблица 5.1

Бозоны и фермионы

| Спин J | Частицы | Волновая функция системы тождественных частиц при перестановке двух частиц |
|-----------|----------|--|
| Целый | Бозоны | Симметрична |
| Полуцелый | Фермионы | Антисимметрична |

должна обратиться в нуль. Следовательно, можно говорить о принципе запрета, который гласит, что одно квантовомеханическое состояние может занять только один *фермион*¹⁾. Принцип этот чрезвычайно важен для всей субатомной физики.

§ 2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД И МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ

Многие частицы обладают *электрическим зарядом*. Во внешнем электромагнитном поле на частицу с зарядом q действует сила Лоренца, которая определяется формулой (2.13):

$$\mathbf{F} = q \left(\mathcal{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right). \quad (5.11)$$

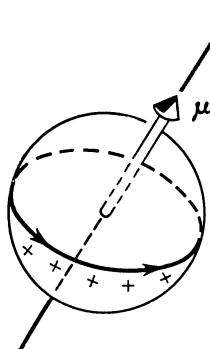
Из этой формулы видно, что по отклонению траектории частицы в электрическом поле \mathcal{E} можно определить отношение q/m . Если, кроме того, известно m , то по q/m можно найти q . Исторически произошло, однако, наоборот. Сначала Милликен определил электрический заряд электрона в своих знаменитых экспериментах с масляными каплями. Затем по известным значениям q и q/m была найдена масса электрона.

Взаимодействие субатомной частицы с электромагнитным полем (\mathcal{E} и \mathbf{B}) определяется ее *полным зарядом* согласно формуле Лоренца (5.11). Весьма примечательным и все еще непонятным фактом является то, что заряды частиц

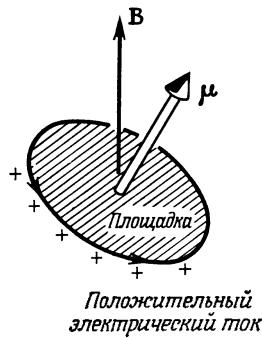
¹⁾ Паули описывает положение дел следующим образом: «Если невырожденные состояния электрона в атоме изобразить ящиками, то, согласно принципу запрета, в ящике может быть не более одного электрона. Это приводит к тому, что атом, например, становится гораздо большим по размерам, чем в том случае, когда его электроны могли бы поместиться на самой внутренней оболочке. Квантовая теория утверждает, что другие частицы, такие, как фотоны (или частицы света), ведут себя иначе, т. е. их сколько угодно может поместиться в одном таком ящике. Частицы, подчиняющиеся принципу запрета, можно назвать «антитоидественными» частицами, в то время как фотоны — частицы «общественные». В обоих случаях социологи позавидуют физикам, которые могут сделать предположение, что все частицы одного типа являются абсолютно тождественными».

Из работы Паули [1].

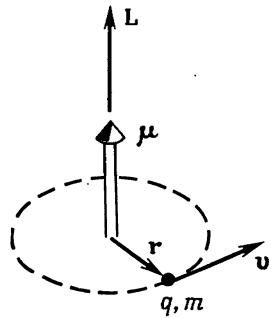
всегда равны целому кратному элементарного кванта заряда e . В силу этого обстоятельства полный заряд субатомной частицы дает очень небольшую информацию об ее структуре. О последней можно, однако, судить по другим электромагнитным свойствам частицы, в частности по наиболее важному из этих свойств — по магнитному дипольному моменту. Тяжелым камнем на



Фиг. 5.2. Магнитный дипольный момент. Чисто классически вращающаяся вокруг своей оси электрически заряженная частица создает круговой электрический ток, который в свою очередь порождает магнитный дипольный момент.



Фиг. 5.3. Круговой электрический ток порождает магнитный момент μ , который направлен перпендикулярно плоскости тока.



Фиг. 5.4. Частица с массой m и зарядом q движется по круговой орбите и порождает магнитный момент μ и орбитальный момент количества движения L .

нашей совести лежит представление элементарной частицы в виде вращающегося волчка (фиг. 5.2), поскольку мы точно знаем, что такое представление в действительности в строгом смысле неверно.

Если электрический заряд размазан по частице, то он будет вращаться вместе с частицей, что приведет к возникновению круговых токов, создающих магнитный дипольный момент μ . Как же взаимодействует такое распределение токов с внешним магнитным полем B ? Согласно классической электродинамике, замкнутый ток, изображенный на фиг. 5.3, имеет следующую энергию взаимодействия:

$$E_{\text{маг}} = -\mu \cdot B, \quad (5.12)$$

где μ — величина магнитного дипольного момента (в гауссовых единицах); она вычисляется по формуле

$$\mu = \frac{1}{c} (\text{ток} \times \text{площадь}). \quad (5.13)$$

Направление вектора μ перпендикулярно плоскости кругового тока; положительное направление тока образует с μ правый винт¹⁾. Связь между магнитным моментом и моментом количества движения можно установить, рассмотрев частицу с зарядом q , движущуюся со скоростью v по круговой орбите радиуса r (фиг. 5.4). Частица обращается $v/(2\pi r)$ раз в 1 с, т. е. дает ток $qv/(2\pi r)$. Согласно (5.2) и (5.13), векторы μ и L связаны, таким образом, соотношением

$$\mu = \frac{q}{2mc} L. \quad (5.14)$$

Результат этот страдает двумя недостатками. Он выведен на основе классической механики и электродинамики и представления о точечной частице, движущейся по круговой орбите. Вместе с тем в формуле (5.14) находят отражение два замечательных факта: 1) вектор μ направлен по вектору орбитального момента количества движения L , 2) отношение μ/L равно отношению $q/2mc$. Эти два факта указывают путь для построения квантовомеханического оператора μ для частицы с массой m и спином J . Не только в классической, но и в квантовой механике вектор μ должен быть направлен по J , ибо не существует иного преимущественного направления в пространстве; операторы μ и J связаны, следовательно, соотношением

$$\mu = \text{const} \cdot J.$$

В соответствии с (5.14) коэффициент пропорциональности должен иметь размерность e/mc , и поэтому его удобно записывать в виде $g (e/2mc)$. Новая постоянная g является безразмерной; она характеризует величину отклонения значения реального магнитного момента от классического значения $e/2mc$. Теперь соотношение между μ и J приобретает вид

$$\mu = g \frac{e}{2mc} J. \quad (5.15)$$

Заметьте, что в данном соотношении фигурирует не q , а e . В то время как заряд q может быть положительным или отрицательным, заряд e положителен и направление μ определяется знаком множителя g , или, как говорят, g -фактора. Величина J измеряется в тех же единицах, что и \hbar , так что J/\hbar — величина безразмерная. Формулу (5.15) можно, таким образом, переписать

¹⁾ См. Джексон, формулы (5.60) и (5.73).

в виде

$$\mu = g\mu_0 \frac{\mathbf{J}}{\hbar}, \quad (5.16)$$

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2mc}. \quad (5.17)$$

Постоянная μ_0 называется *магнетон*, она представляет собой единицу измерения магнитных моментов субатомных частиц. Значение магнетона определяется массой частицы, используемой для его определения. В атомной физике, которая занимается решением задач, связанных с движением электронов, в выражении (5.17) для магнетона используют массу m_e электрона и соответствующая единица магнитного момента называется *магнетон Бора* (μ_B):

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0,5788 \cdot 10^{-14} \text{ МэВ/Гс}. \quad (5.18)$$

В субатомной физике магнитные моменты частиц выражаются в *ядерных магнетонах*. Ядерный магнетон получается из (5.17), если подставить $m = m_p$:

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 3,1525 \cdot 10^{-18} \text{ МэВ/Гс}. \quad (5.19)$$

Таким образом, ядерный магнетон почти в 2000 раз меньше магнетона Бора.

В значении g -фактора заключена информация о структуре частицы. Для весьма многих состояний атомных ядер и для небольшого числа элементарных частиц g -факторы измерены. Объяснение экспериментально наблюдаемых значений g -факторов является важным делом теории.

Энергетические уровни частицы, обладающей магнитным моментом μ , в магнитном поле \mathbf{B} получаются из уравнения Шредингера

$$H\psi = E\psi,$$

в котором используется гамильтониан H , по предположению имеющий вид

$$H = H_0 + H_{\text{маг}} = H_0 - \mu \cdot \mathbf{B},$$

т. е., согласно (5.16), вид

$$H = H_0 - \frac{g\mu_0}{\hbar} \mathbf{J} \cdot \mathbf{B}. \quad (5.20)$$

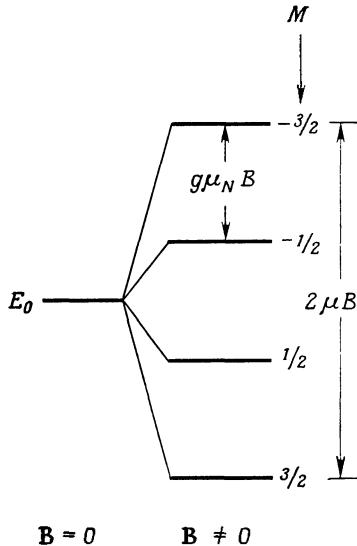
Гамильтониан H_0 , не зависящий от спина, имеет значения энергии E_0 , определяемые из уравнения $H_0\psi = E_0\psi$. Для нахождения значений энергии, отвечающих полному гамильтониану, ось z удобно выбрать в направлении магнитного поля так, чтобы $\mathbf{J} \cdot \mathbf{B} = J_z B_z \equiv J_z B$. Согласно уравнению (5.8), собственными значениями E гамильтониана H являются следующие вели-

чины:

$$E = E_0 - g\mu_0 MB. \quad (5.21)$$

Здесь предполагается, что M принимает $2J + 1$ значений от $-J$ до $+J$. Соответствующее формуле (5.21) так называемое зеемановское расщепление энергетических уровней показано на фиг. 5.5 в случае спина $J = \frac{3}{2}$.

Величину расщепления, т. е. разность энергий между парой соседних зеемановских уровней $\Delta E = g\mu_0 B$, определяют экспериментально. Отсюда,



Фиг. 5.5. Зеемановское расщепление энергетического уровня субатомной частицы со спином J и с определенным g -фактором во внешнем магнитном поле B . Поле B направлено вдоль оси z и $g > 0$.

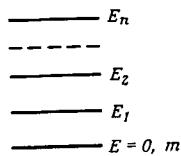
зная ΔE , можно легко получить g . Тем не менее в литературе обычно приводится не само значение g , а значение μ :

$$\mu = g\mu_0 J. \quad (5.22)$$

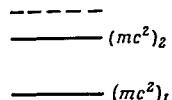
Здесь J представляет собой квантовое число момента количества движения, определяемое формулой (5.7). Как это непосредственно видно из фиг. 5.5, величина $2\mu B$ представляет собой полное значение величины зеемановского расщепления. [На языке квантовой механики μ — среднее значение оператора (5.16) в состоянии $M = J$.] Для определения μ по формуле (5.22) должны быть известны g , и J . Значение J можно в принципе найти, располагая теми же экспериментальными данными по эффекту Зеемана, поскольку полное число уровней, на которые расщепляется первоначальный уровень под действием внешнего магнитного поля, равно $2J + 1$.

§ 3. ИЗМЕРЕНИЕ МАСС СУБАТОМНЫХ ЧАСТИЦ

Так как массу частицы можно считать как бы ее «домашним адресом», т. е. важнейшей характеристикой, то неудивительно, что существует много методов измерения масс частиц. Здесь мы рассмотрим только три из них.



Атомное ядро



Элементарная частица

Фиг. 5.6. Диаграммы энергетических уровней для атомного ядра и для элементарной частицы. Обозначения поясняются в тексте.

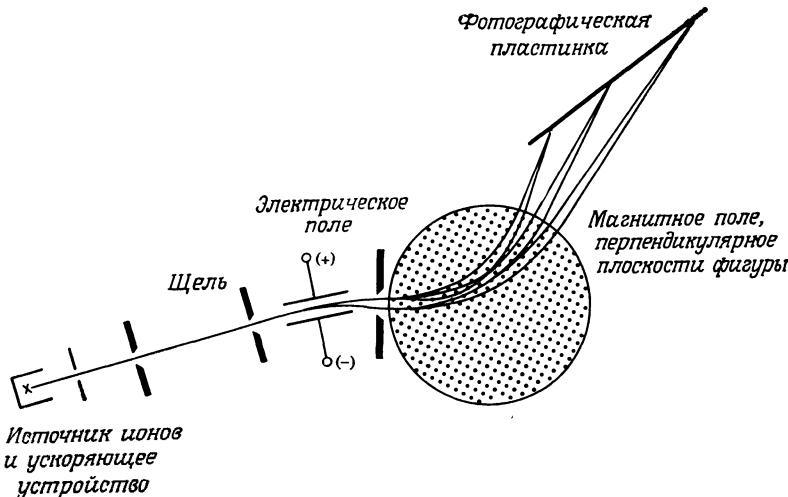
Мы выбрали именно их, потому что они очень разные и потому что их используют в эксперименте в совершенно разных случаях.

Субатомные частицы представляют собой квантовые системы, и почти все они имеют возбужденные состояния. Схематически диаграммы энергетических уровней для атомного ядра и элементарной частицы выглядят так, как показано на фиг. 5.6. Хотя эти диаграммы внешне выглядят одинаково, энергетические единицы измерения и обозначения для них различны. В случае атомных ядер в качестве массы основного состояния берут не массу самого ядра, а массу соответствующего ему нейтрального атома, т. е. включают массу всех электронов. Международной единицей *атомной массы* является $^{1/12}$ массы атома ^{12}C . Эта единица называется *относительной изотопной единицей*.

массы и обозначается u^1). Она связана с другими единицами массы следующим образом:

$$1u = 1,66043 \cdot 10^{-24} \text{ г (массы)} = 931,481 \text{ МэВ (энергии).} \quad (5.23)$$

Массы основных состояний ядер выражают в единицах u . Возбужденные состояния ядер характеризуют, однако, не их массами, а энергиями возбуждения (выражают в МэВ разность энергий возбужденного и основного состояний). В случае частиц положения энергетических уровней характеризуют энергиями покоя, выраженными в МэВ или ГэВ. Это соглашение произвольно, но оно имеет смысл, поскольку для атомных ядер энергии возбуж-



Фиг. 5.7. Схема устройства астоновского масс-спектрометра.

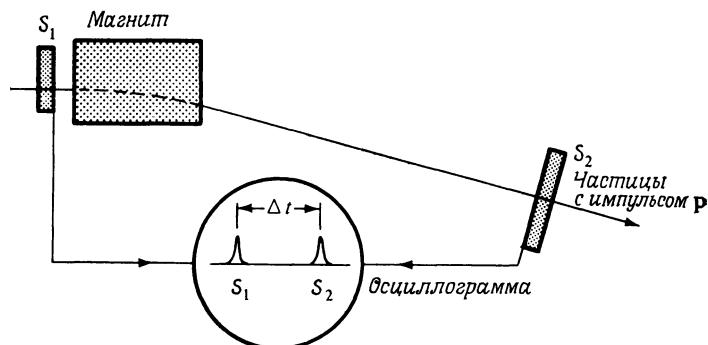
дения малы по сравнению с энергией покоя основного состояния, в то время как в случае частиц энергии возбуждения соизмеримы с энергией основного состояния.

После этих предварительных замечаний расскажем теперь о *масс-спектроскопии*, т. е. об экспериментальном методе определения масс атомных ядер. Первый масс-спектрометр был построен еще в 1910 г. Дж. Дж. Томсоном, но своими главными достижениями масс-спектроскопия обязана Ф. Астону. Схема устройства астоновского масс-спектрометра показана на фиг. 5.7. В источнике ионов происходит ионизация атомов. Образовавшиеся ионы ускоряются с помощью напряжения 20—50 кВ. Пучок их коллимирует

¹⁾ u — the unified mass unit. В отечественной литературе ее называют *дальтон* и обозначают *D*. — Прим. перев.

ся системой щелей, а затем пропускается через электрическое и магнитное поля. Эти поля выбраны так, чтобы ионы, обладающие различными скоростями, но одинаковым отношением заряда к массе, фокусировались в одном и том же месте на фотопластинке. По положению различных ионов на фотопластинке можно определить относительные значения их масс с весьма высокой точностью.

Масс-спектроскопия очень надежна при определении масс ядер, но она трудна (или невозможна) для нахождения масс большинства частиц. Дело в том, что в масс-спектрометре все ионы начинают двигаться с очень малыми



Фиг. 5.8. Метод измерения массы частицы путем выделения из исходного пучка частиц с заданным импульсом p и путем измерения скорости v этих частиц.

(тепловыми) скоростями и ускоряются в одном и том же поле. Их относительные массы можно в силу этих условий определить весьма точно. Частицы же получаются в результате ядерных реакций или реакций между элементарными частицами, и их начальные скорости нам точно не известны. Кроме того, некоторые частицы нейтральны, т. е. не могут быть отклонены электромагнитным полем. Возникает необходимость искать какие-то другие методы измерения масс частиц; все они основываются на соотношениях (1.2) и (1.7) специальной теории относительности:

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4, \quad (1.2)$$

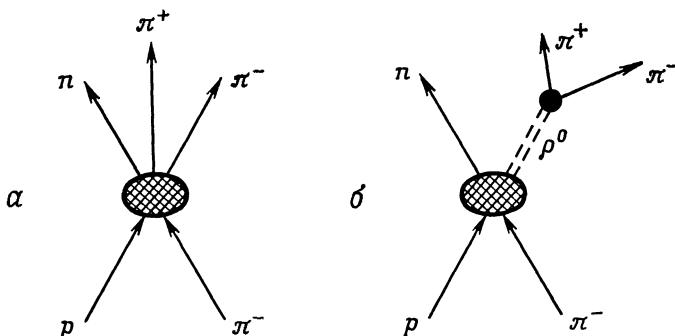
$$\mathbf{p} = m\gamma\mathbf{v}, \quad (1.7)$$

$$\gamma = \frac{1}{(1 - (v/c)^2)^{1/2}}. \quad (1.6)$$

Соотношения (1.2), (1.7) и (1.6) показывают, что массу частицы можно вычислить, если известны импульс и энергия частицы или ее импульс и ее скорость. На этом соображении основано множество методов, например схематически представленный на фиг. 5.8. Магнит отбирает из падающего на него

пучка частицы с импульсом p . Два сцинтилляционных счетчика S_1 и S_2 регистрируют моменты времени прохождения частицы через них. Сигналы от этих двух счетчиков поступают на осциллограф, на экране которого появляются два импульса, по расстоянию между которыми можно измерить Δt — временную задержку между импульсами S_1 и S_2 , а зная ее, можно вычислить скорость частицы. По известным же импульсу и скорости частицы можно найти ее массу.

Только что описанный метод измерения массы частицы непригоден, если частицы нейтральны и если их время жизни столь мало, что нельзя указанным методом измерить ни импульса, ни скорости. В качестве примера метода,



Фиг. 5.9. Реакция $p\pi^- \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^-$ может происходить двумя различными путями. a — три получаемых в результате реакции частицы могут образоваться в одном акте; b — сначала образуются две частицы n и ρ^0 , а затем ρ^0 распадается на два пиона.

позволяющего определить массу частицы даже в таких случаях, рассмотрим метод, использующий спектр инвариантных масс. Возьмем, например, реакцию

$$p\pi^- \rightarrow p\pi^+\pi^-, \quad (5.24)$$

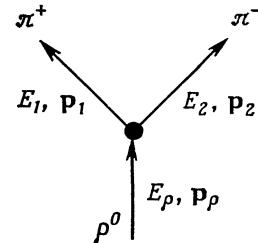
происходящую в водородной пузырьковой камере. Реакция эта может протекать двумя путями, как это показано на фиг. 5.9. Если она идет так, как изображено на фиг. 5.9, a , то все три частицы в конечном состоянии рождаются некогерентно. Может, однако, образоваться нейтрон и новая частица (фиг. 5.9, b), называемая *нейтральной ρ-частицей*, которая затем может распасться на два пиона. Можно ли различить эти два пути протекания реакции? Можно, как мы сейчас покажем.

Если ρ -мезон имеет достаточно большое время жизни, то экспериментально между пионными треками и треком протона будет разрыв. В § 7 данной главы мы узнаем, что время жизни ρ -мезона составляет около $6 \cdot 10^{-24}$ с. Даже если ρ -мезон двигался бы со скоростью света, то все равно он прошел бы расстояние всего лишь около 1,5 фм за свое среднее время жизни, т. е. примерно в 10^{10} раз меньше того расстояния, которое можно зарегистрировать. Как мож-

но в таком случае зарегистрировать ρ -мезон и определить его массу? Чтобы показать как, сделаем следующее: рассмотрим относящиеся к данному процессу энергии и импульсы (фиг. 5.10). Выше мы уже дали определение полной, или инвариантной массы системы частиц, см. (2.29). Применяя теперь это определение к двум пионам и пользуясь обозначениями, приведенными на фиг. 5.10, мы получаем следующую формулу для инвариантной массы m_{12} системы двух пионов:

$$m_{12} = \frac{1}{c^2} [(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 c^2]^{1/2}. \quad (5.25)$$

Если на пузырьковую камеру наложить магнитное поле, которое искривит треки частиц, то можно будет определить импульсы двух заряженных пионов. Их энергии можно найти по длинам их пробега (фиг. 3.6) или по вызываемой



Фиг. 5.10. Обозначения энергий и импульсов частиц, участвующих в реакции распада нейтрального ρ -мезона.

ими ионизации. Для любой экспериментально наблюдаемой пары пионов инвариантную массу m_{12} можно затем вычислить по формуле (5.25). Если реакция идет так, как показано на фиг. 5.9, *a*, без какой-либо корреляции между парой пионов и нейтроном, то тогда энергия и импульс будут распределены между ними хаотически или статистически. Число N (m_{12}) наблюдавшихся на эксперименте пионных пар с заданным значением инвариантной массы находят непосредственно и результаты представляют в виде графика, изображенного на фиг. 5.11. Этот график называют *фазовым спектром* или *спектром инвариантных масс* (понятие фазового пространства мы определяем в гл. 10). Если же реакция идет с рождением ρ -мезона, то должны выполняться законы сохранения энергии и импульса:

$$\begin{aligned} E_\rho &= E_1 + E_2, \\ \mathbf{p}_\rho &= \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2. \end{aligned} \quad (5.26)$$

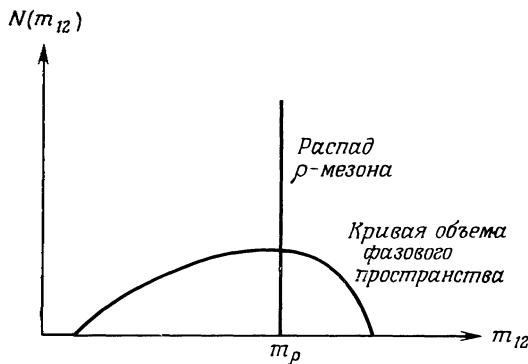
Масса ρ -мезона тогда определяется просто по формуле (1.2)

$$m_\rho = \frac{1}{c^2} [E_\rho^2 - \mathbf{p}_\rho^2 c^2]^{1/2},$$

т. е. согласно соотношениям (5.25) и (5.26)

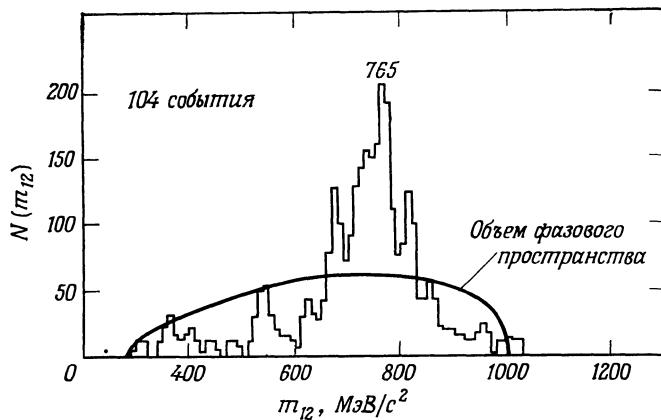
$$m_\rho = m_{12}. \quad (5.27)$$

Таким образом, если пары пионов возникают в результате распада одной частицы, то их инвариантная масса будет постоянной, равной массе распадающейся частицы. На фиг. 5.12 представлен один из ранних экспериментальных



Фиг. 5.11. Спектр инвариантных масс в случае, когда пионы в парах образуются независимо (кривая объема фазового пространства), и в случае, когда они образуются при распадах ρ -мезона с малой шириной распада.

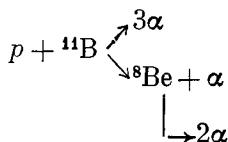
результатов — спектр инвариантных масс пионных пар, рождаемых в реакции (5.24) для пионов с импульсом 1,89 ГэВ/ c . Ясно виден широкий пик



Фиг. 5.12. Спектр инвариантных масс пар пионов, образующихся в реакции $p\pi^- \rightarrow n\pi^+\pi^-$ [2].

в окрестности инвариантной массы 765 МэВ/ c^2 . Частица, которая дает этот пик, называется ρ -мезоном. Несмотря на то что она живет всего лишь около $6 \cdot 10^{-24}$ с, существование ее хорошо установлено и ее масса очень точно измерена.

Спектр инвариантных масс как метод исследования применяется не только в физике элементарных частиц, но и в ядерной физике. Рассмотрим, например, реакцию



Так как ядро ${}^8\text{Be}$ живет всего лишь $2 \cdot 10^{-16}$ с до распада на 2α -частицы, всегда экспериментально наблюдаются только 3 α -частицы. Тем не менее факт образования ядра ${}^8\text{Be}$ можно зафиксировать, строя для указанной реакции спектр инвариантных масс.

§ 4. ПЕРВОЕ ЗНАКОМСТВО С СУБАТОМНЫМ ЗООПАРКОМ

Методы, которые мы рассмотрели, привели уже к открытию более чем сотни элементарных частиц и гораздо большему числу атомных ядер. Как же разумным образом упорядочить эти микрообъекты? Первая характеристика при их классификации — тип взаимодействия. Известно, что существуют четыре типа фундаментальных взаимодействий, как указано в § 1 гл. 1. Перечислим взаимодействия в порядке возрастания их силы: гравитационное, слабое, электромагнитное и адронное. Таким образом, в принципе можно взять за основу классификации субатомных частиц эти четыре взаимодействия. Однако гравитационное взаимодействие столь слабое, что оно не играет никакой роли в современной субатомной физике. По этим соображениям мы ограничим свое внимание тремя остальными взаимодействиями.

Как можно обнаружить, какое именно взаимодействие управляет поведением данной частицы? Рассмотрим для начала электрон. Он, очевидно, взаимодействует электромагнитным образом с остальными частицами, поскольку является носителем электрического заряда и отклоняется электромагнитным полем. Участвует ли он в слабых взаимодействиях? Основным процессом со слабым взаимодействием является распад нейтрона:

$$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$$

Согласно табл. П. 3 приложения, такой распад идет очень медленно; нейтрон живет в среднем примерно 15 мин, прежде чем распадается на протон, электрон и нейтрино. Мы считаем, что распад нейтрона происходит в результате слабого взаимодействия, и поэтому можем утверждать, что электрон участвует в слабых взаимодействиях. А может ли электрон участвовать в адронных взаимодействиях? Чтобы получить ответ на этот вопрос, ядра бомбардировали электронами и исследовали поведение рассеянных электронов. Оказа-

лось, что рассеяние электронов можно объяснить, учитывая только одни электромагнитные силы. Электрон не взаимодействует адронно. Процессы распадов и столкновений используют также при определении типов взаимодействий, в которых участвуют другие частицы. Результаты приведены в табл. 5.2.

Таблица 5.2

Взаимодействия субатомных частиц

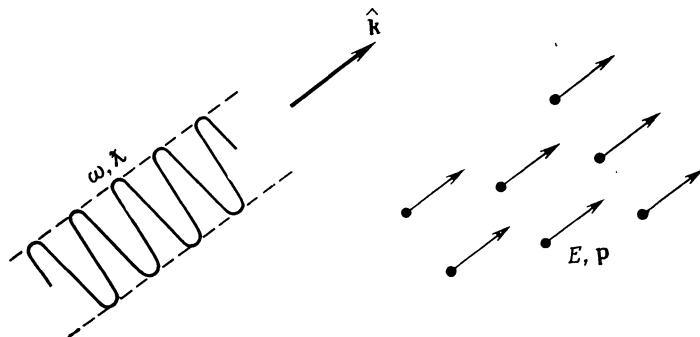
Таблица не является точной. Фотон, например, при высоких энергиях ведет себя как частица, которая может участвовать в слабых и адронных взаимодействиях. Подобное поведение фотонов обсуждается в § 8 гл. 10

| Частица | Тип частицы | Взаимодействия | | |
|----------|-------------|----------------|-------------------|----------|
| | | слабые | электро-магнитные | адронные |
| Фотон | Бозон | Нет | Да | Нет |
| Лептоны | | | | |
| нейтрино | Фермион | Да | Нет | Нет |
| электрон | Фермион | Да | Да | Нет |
| мюон | Фермион | Да | Да | Нет |
| Адроны | | | | |
| мезоны | Бозоны | Да | Да | Да |
| барионы | Фермионы | Да | Да | Да |

Субатомные частицы подразделяются на три группы: фотоны, лептоны и адроны. Фотоны участвуют в электромагнитных взаимодействиях, несмотря на то что они не имеют электрического заряда. Например, существуют процессы испускания фотонов ускоряемыми зарядами [см. формулу (2.20)]. Нейтрино, электрон и мюон группируются под общим названием *лептоны*. Все лептоны могут участвовать в слабых взаимодействиях. Заряженные лептоны, кроме того, подвержены воздействию электромагнитных сил. Все другие частицы, включая все атомные ядра, относятся к группе адронов; они могут участвовать в адронном, слабом и электромагнитном взаимодействиях. Разделение адронов на мезоны и барионы будет детально обсуждаться в последующих главах. При рассмотрении относительных величин масс всех частиц бросается в глаза один примечательный факт: существование связи между величиной массы и типами взаимодействий, в которых может участвовать частица. Самый легкий из адронов — пион — имеет большую массу, нежели самый тяжелый из лептонов — мюон. В дальнейших параграфах этой главы мы займемся более детальным описанием свойств частиц.

§ 5. ФОТОНЫ

Корпускулярные свойства света неизменно приводят к путанице. На элементарном уровне невозможно устраниТЬ все недоразумения, поскольку для удовлетворительного рассмотрения свойств фотонов требуется знать квантовую электродинамику. Однако сделаем несколько замечаний



Фиг. 5.13. Электромагнитная волна состоит из фотонов, каждый из которых обладает энергией E и импульсом p .

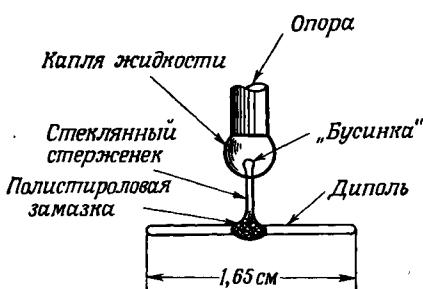
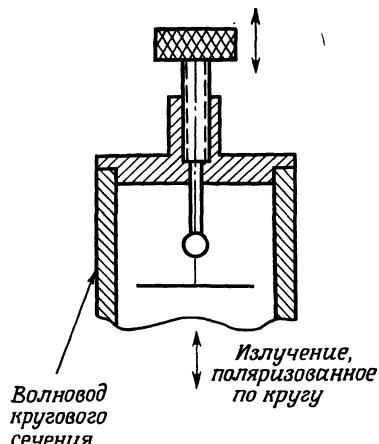
которые, по крайней мере, пояснят некоторые важные физические свойства фотонов. Рассмотрим электромагнитную волну с круговой частотой ω и приведенной длиной волны $\lambda = \lambda/2\pi$, движущуюся в направлении единичного вектора \hat{k} (фиг. 5.13). Вместо того чтобы задавать \hat{k} и λ по отдельности, обычно вводят волновой вектор $k = \hat{k}/\lambda$. Он направлен по \hat{k} и имеет величину $1/\lambda$. В согласии с теорией Эйнштейна, монохроматическая электромагнитная волна состоит из N моноэнергетических фотонов, каждый из которых обладает энергией E и импульсом p , где

$$E = \hbar\omega, \quad p = \hbar k. \quad (5.28)$$

Число фотонов в волне таково, что их полная энергия $W = NE = N\hbar\omega$ равна полной энергии электромагнитной волны.

Соотношения (5.28) показывают, что каждый фотон обладает энергией и импульсом. А как насчет момента количества движения? В 1909 г. Пойнтинг предсказал, что электромагнитная волна, поляризованная по кругу, должна иметь момент количества движения, причем он даже предложил эксперимент для проверки своего предсказания: если сделать так, чтобы волна, поляризованная по кругу, поглощалась, то поглотитель будет получать момент количества движения от электромагнитного излучения, и от этого он должен прийти во вращение. Первый успешный эксперимент такого рода был выполнен Бетом в 1935 г. [3]. Современный вариант этого эксперимента —

микроволновой двигатель — показан на фиг. 5.14. Микроволновое излучение, поляризованное по кругу, падает на диполь, подвешенный в конце волновода кругового сечения. Диполь поглощает некоторую энергию и некоторый момент количества движения и начинает вращаться. Отношение поглощаемой



Фиг. 5.14. Подвешенный на капле жидкости электрический диполь, на который падает поляризованное по кругу микроволновое электромагнитное излучение [4]. Диполь начинает вращаться, поскольку момент количества движения электромагнитного поля приводит к появлению крутящего момента.

энергии к поглощаемому моменту количества движения вычислить нетрудно¹⁾, оно равно

$$\frac{\Delta E}{\Delta J_z} = \omega. \quad (5.29)$$

Это отношение показывает, что эксперимент с вращением диполя выполняется легче с волнами микроволнового, а не оптического диапазона, поскольку

¹⁾ См., например, формулу (47.5) в книге Вейднера и Селлса [5].

момент количества движения, поглощаемый при фиксированной передаче энергии, обратно пропорционален ω .

Соотношение (5.29) выведено на основе классической электродинамики. Его можно считать, однако, и квантовомеханическим, предположив, что поглощаются n фотонов, движущихся вдоль оси z , с энергией $\Delta E = n\hbar\omega$ и моментом количества движения $\Delta J_z = nJ_z$. Согласно формуле (5.29) для одного фотона, получаем

$$J_z = \hbar. \quad (5.30)$$

Момент количества движения, передаваемый одним фотоном, таким образом, равен \hbar . Этот результат можно сформулировать иначе: фотон обладает спином 1.

Спин 1 для фотона неудивителен. Напомним, что частица со спином 1 может иметь три ориентации. Для описания этих ориентаций необходима величина с тремя компонентами. Этим требованиям удовлетворяет вектор, поскольку он имеет три компоненты. Электромагнитное поле — поле векторное: оно описывается векторами E и B и соответствует векторной частице — частице со спином 1¹⁾. Однако имеется ложка дегтя в бочке меда. Хорошо известно, из классической оптики, что электромагнитная волна обладает только двумя независимыми состояниями поляризации. Не говорит ли это о том, что фотон обладает спином $1/2$? Нет, такую возможность следует сразу отбросить. Согласно связи между спином и симметрией, рассмотренной в § 1 настоящей главы, фотон со спином $1/2$ должен был бы быть фермионом, подчиняющимся принципу запрета Паули. В одном состоянии мог бы находиться только один фотон; тем самым оказались бы невозможными классические электромагнитные волны, и в частности телевидение. Разрешает этот очевидный парадокс не квантовая механика, а специальная теория относительности. Фотон обладает нулевой массой покоя; это — частица света, и движется она со скоростью света. Поэтому системы отсчета, относительно которой фотон находится в состоянии покоя, просто не существует. Между тем аргументы, приводящие к формуле (5.8) и к $2J + 1$ возможным ориентациям, основаны на рассуждениях для покоящейся системы, т. е. аргументы эти непригодны в случае фотона. Фактически любая частица, обладающая нулевой массой покоя, может иметь не более двух ориентаций спина: параллельную и антипараллельную ее импульсу, безотносительно к величине спина [6]. Подытожим результаты: свободный фотон обладает спином 1, причем спин фотона

¹⁾ В действительности дело обстоит несколько сложнее. Электромагнитное поле корректно описывается потенциалами; скалярный и векторный потенциалы вместе образуют 4-вектор (A_0 , \mathbf{A}). Следовательно, сначала кажется, что этому 4-вектору соответствуют четыре степени свободы, однако имеется дополнительное условие Лоренца, которое ликвидирует одну степень свободы, и мы имеем три степени свободы.

либо параллелен, либо антипараллелен импульсу фотона¹⁾). Эти два состояния называются состояниями с правой или левой круговой поляризацией либо состояниями с положительной или отрицательной спиральностью соответственно.¹⁾

§ 6. ЛЕПТОНЫ

Электроны, мюоны и нейтрино называются *лептонами*. Лептоны изучены лучше других частиц, но в то же время они наиболее загадочные. С одной стороны, их параметры превосходно измерены и исследованы; теоретическое описание их поведения, и особенно их *g*-факторов, является, несомненно, успешным. С другой стороны, они не укладываются ни в одну из известных схем. В частности, в мире лептонов не находит себе места мюон: не найдено никаких признаков участия мюона в адронных взаимодействиях, однако его масса почти так же велика, как масса пиона. Но если масса и типы взаимодействий частицы взаимосвязаны, о чём мы уже говорили, то почему же тогда мюон столь массивен? Само существование мюона в настоящее время служит постоянным напоминанием физикам о том, что они все еще не понимают сути субатомной физики.

Таблица 5.3

Лептоны

| Обозначение | Спин | Масса $\times c^2$ | Магнитный момент | Время жизни |
|-------------|---------------|---------------------------------------|--|---|
| ν_e | $\frac{1}{2}$ | $< 60 \text{ эВ}$ | 0 | Стабильная частица |
| ν_μ | $\frac{1}{2}$ | $< 0,65 \text{ МэВ}$ | 0 | Стабильная частица |
| e^- | $\frac{1}{2}$ | $0,5110041 \pm 0,0000016 \text{ МэВ}$ | $-1,0011596577 \pm 0,000000035 \text{ } e\hbar/2m_e c$ | $> 2 \cdot 10^{21} \text{ лет}$ |
| μ^- | $\frac{1}{2}$ | $105,6599 \pm 0,0014 \text{ МэВ}$ | $-1,00116616 \pm 0,00000031 \text{ } e\hbar/2m_\mu c$ | $(2,1994 \pm 0,0006) \cdot 10^{-6} \text{ с}$ |

1) Здесь весьма уместно сделать два предостерегающих замечания.

1. Одиночные фотоны не могут быть собственными состояниями импульса или момента количества движения. Одиночному фотону соответствует линейная комбинация таких собственных состояний, но никак не состояние с вполне определенным импульсом и моментом количества движения.

2. Теперь коснемся термина *вектор поляризации*. В классической электродинамике обычно за направление вектора поляризации берут направление вектора электрического поля. У фотона, для которого спин направлен по вектору импульса, вектор электрического поля направлен перпендикулярно импульсу.

Половина всех лептонов перечислена в табл. 5.3. Слово «половина» нуждается в пояснении. Одним из наиболее надежно зафиксированных фактов субатомной физики является тот факт, что любая частица имеет свою античастицу, т. е. частицу с противоположным зарядом и с весьма сходными остальными свойствами. Каждый из четырех лептонов в табл. 5.3 обладает своим антилептоном, причем эти антилептоны экспериментально были наблюдены. Более детально об античастицах мы расскажем в гл. 7 и 9.

Способ, каким мы представили читателю нейтрино и мюон, поистине варварский. В нем есть что-то сходное с тем, каким Конан Дойль знакомит своих читателей с отъявленным преступником, профессором Мориарти [7]. Сначала Конан Дойль перечисляет его вес, рост и цвет волос и только потом сообщает о его преступлениях. Фактически нейтрино подобно преступнику: сначала о существовании этой частицы никто не помышлял, так как существование ее просто никто не подозревал, а затем ее очень долго ловили и не могли поймать. Мюон же после его экспериментального обнаружения был принят за адрон; прежде чем с него сорвали маску как с самозванца, он в течение довольно долгого времени умело обманывал физиков. Оправданием такого введения в нашу книгу нейтрино и мюона может служить разве что прекрасно написанные книги [8—10], в которых подробно излагается история открытия этих частиц.

§ 7. РАСПАДЫ

Два факта заставляют нас здесь сделать отступление и поговорить о распадах частиц до того, как мы приступим к рассмотрению адронов. Сравним мюон с электроном. Электрон стабилен, в то время как мюон распадается с временем жизни 2,2 мкс. Не означает ли этот факт, что электрон более фундаментален, нежели мюон? Теперь сравним фиг. 5.11 и 5.12. На фиг. 5.11 ρ -мезону отвечает узкая линия, пересекающая ось абсцисс в точке $t_{12} = t_\rho$; на фиг. 5.12 для реально наблюдаемых ρ -мезонов имеет место *резонанс* с шириной более 100 МэВ/с². Что означает этот факт? Имеет ли эта ширина «приборное» происхождение, или она имеет фундаментальные причины? Для ответа на вопросы, возникшие в связи с упомянутыми двумя фактами, расскажем теперь, как происходят *распады* субатомных частиц.

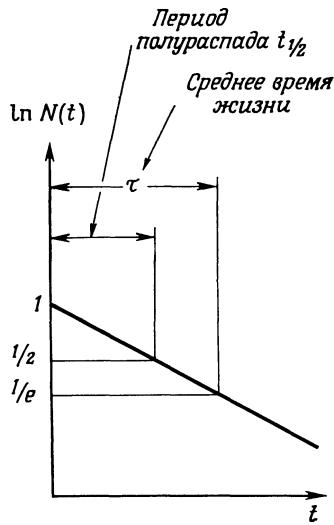
Рассмотрим набор независимых частиц, каждая из которых обладает некоторой вероятностью λ распасться в единицу времени. Тогда за временной интервал dt число распадов составляет

$$dN = -\lambda N(t) dt, \quad (5.31)$$

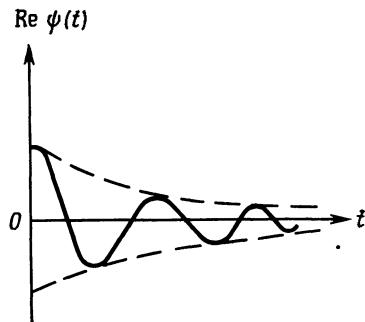
где $N(t)$ — число частиц, не распавшихся к моменту времени t . Интегрирование уравнения (5.31) приводит к известному экспоненциальному закону распада

$$N(t) = N(0) e^{-\lambda t}. \quad (5.32)$$

На фиг. 5.15 показана зависимость $\ln N(t)$ от t ; отмечены период полураспада и среднее время жизни. За период полураспада распадается половина всех частиц, имевшихся в начальный момент. Среднее время жизни представляет



Фиг. 5.15. Прямая для экспоненциального распада.



Фиг. 5.16. Вещественная часть волновой функции распадающегося состояния. Предполагается, что это состояние было создано в момент $t = 0$.

собой среднее время существования частицы до ее распада. Оно связано с λ и $t_{1/2}$ соотношением

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} = 1,44 t_{1/2}. \quad (5.33)$$

Чтобы связать характеристики экспоненциального распада частицы со свойствами распадающегося состояния, запишем зависимость от времени волновой функции частицы, находящейся в покое ($p = 0$), в явном виде:

$$\psi(t) = \psi(0) e^{-iEt/\hbar}. \quad (5.34)$$

Если энергия E данного состояния представляет собой величину *действительную*, то вероятность нахождения частицы в данном состоянии *не* будет зависеть от времени, так как

$$|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2.$$

Таким образом, частица, описываемая волновой функцией (5.34), с действительной энергией E не распадается. Чтобы экспоненциальный распад состояния $\psi(t)$ имел место, следует к энергии добавить малую мнимую часть:

$$E = E_0 - \frac{1}{2}i\Gamma, \quad (5.35)$$

где E_0 и Γ действительные величины, а множитель $1/2$ введен ради удобства. Принимая во внимание соотношение (5.35), для вероятности нахождения частицы в данном состоянии имеем

$$|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2 e^{-\Gamma t/\hbar}. \quad (5.36)$$

Это выражение согласуется с законом распада (5.32), если считать, что

$$\Gamma = \lambda\hbar. \quad (5.37)$$

С учетом соотношений (5.34) и (5.35) волновая функция распадающегося состояния имеет вид

$$\psi(t) = \psi(0) e^{-iE_0 t/\hbar} e^{-\Gamma t/2\hbar}. \quad (5.38)$$

Действительная часть функции $\psi(t)$ для положительных значений времени показана на фиг. 5.16. Таким образом, прибавление малой мнимой добавки к энергии позволяет описывать распад, протекающий по экспоненциальному закону. Но что это означает? Энергия является наблюдаемой квантовомеханической величиной. Имеет ли ее мнимая часть физический смысл? Чтобы выяснить это, заметим, что $\psi(t)$ в (5.38) является функцией времени. Какова вероятность, что испущенная частица имеет энергию E ? Для ответа на этот вопрос желательно иметь волновую функцию в виде функции энергии, а не времени. Перейти от $\psi(t)$ к $\psi(E)$ можно с помощью преобразования Фурье т. е. обобщения обычного ряда Фурье. Краткое и удобочитаемое введение в теорию преобразований Фурье дано в книге Мэттьюза и Уолкера, гл. 4¹⁾. Здесь мы приведем лишь самые основные формулы. Рассмотрим функцию $f(t)$. При довольно общих предположениях ее можно представить в виде интеграла

$$f(t) = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega g(\omega) e^{-i\omega t}. \quad (5.39)$$

Функция $g(\omega)$ в этом интеграле играет ту же роль, что и коэффициенты разложения в обычном ряде Фурье. Обращение интеграла (5.39) имеет вид

$$g(\omega) = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt f(t) e^{+i\omega t}. \quad (5.40)$$

¹⁾ Краткие таблицы фурье-образов читатель найдет в сб. [11]. Более подробные таблицы приводятся в книге [12].

Переменные t и ω выбираются так, чтобы произведение ωt было безразмерным, иначе выражение $\exp(i\omega t)$ было бы бессмысленным. Таким образом, в качестве t и ω можно взять время и частоту или координату и волновое число. Положим, далее, в соотношении (5.40) функцию $f(t)$ равной функции $\psi(t)$, определяемой (5.38). Если распад начинается в момент $t = 0$, то нижний предел интеграла можно положить равным нулю и функция $g(\omega)$ примет вид

$$g(\omega) = (2\pi)^{-1/2} \psi(0) \int_0^\infty dt e^{+i(\omega - E_0/\hbar)t} e^{-\Gamma t/2\hbar}, \quad (5.41)$$

т. е.

$$g(\omega) = \frac{\psi(0)}{(2\pi)^{1/2}} \frac{i\hbar}{(\hbar\omega - E_0) + i\Gamma/2}. \quad (5.42)$$

Функция $g(\omega)$ пропорциональна амплитуде вероятности того, что частота ω появляется в разложении Фурье для волновой функции $\psi(t)$. Поскольку $E = \hbar\omega$, плотность вероятности $P(E)$ найти энергию E пропорциональна величине $|g(\omega)|^2 = g^*(\omega)g(\omega)$:

$$P(E) = \text{const } g^*(\omega)g(\omega) = \text{const } \frac{\hbar^2}{2\pi} \frac{|\psi(0)|^2}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Условие

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(E) dE = 1 \quad (5.43)$$

дает

$$\text{const} = \frac{\Gamma}{\hbar^2 |\psi(0)|^2},$$

откуда $P(E)$ окончательно принимает вид

$$P(E) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.44)$$

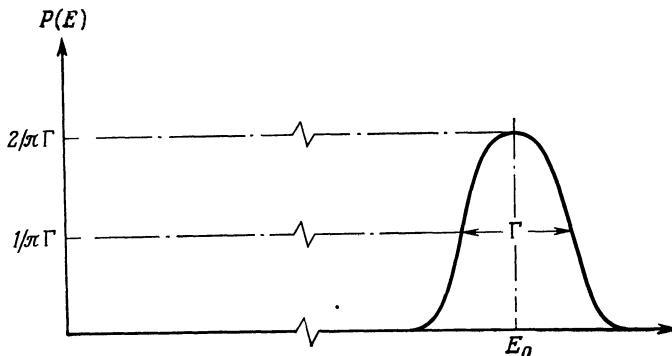
Таким образом, энергия распадающегося состояния не имеет точного значения. Малая мнимая добавка в формуле (5.35), введенная для описания распада состояния, приводит к уширению соответствующей линии спектра. Ширину линии, обусловленную распадом состояния, называют *естественной шириной*. Эта линия имеет форму, показанную на фиг. 5.17. Такая форма линии называется *лоренцевской* или *брейт-вигнеровской*. Величина Γ — ширина линии на половине ее максимума. Согласно (5.33) и (5.37), произ-

¹⁾ Для фотонов имеем соотношение $E = \hbar\omega$, где E — энергия, а ω — частота соответствующей электромагнитной волны. Для частиц, обладающих массой покоя, это соотношение просто определяет частоту ω ; вывод формул (5.44) остается верным и для частиц с ненулевой массой, поскольку он не зависит от конкретного вида зависимости ω от волнового вектора.

введение времени жизни на эту ширину равно

$$\tau\Gamma = \hbar. \quad (5.45)$$

Соотношение (5.45) можно интерпретировать как гейзенберговское соотношение неопределенностей, т. е. как соотношение $\Delta t \Delta E \geq \hbar$. Чтобы измерить энергию состояния, или энергию частицы с точностью до $\Delta E = \Gamma$, необходимо время $\Delta t = \tau$. Даже если затратить большее время на измерение энергии, все равно невозможно будет получить более точное значение энергии.



Фиг. 5.17. Форма линии естественной ширины распадающегося состояния. Величина Γ равна ширине линии на половине максимума.

Теперь мы в состоянии ответить на второй вопрос, заданный в начале этого параграфа: ширина линии, регистрируемая при распаде ρ -мезона, обусловлена именно этим распадом; погрешность, вносимая в ширину линии самой методикой измерения, т. е. прибором, гораздо меньше. Согласно данным табл. П.4 приложения, мы имеем $\Gamma_\rho = 125$ МэВ, и время жизни, таким образом, равно

$$\tau_\rho = \frac{\hbar}{\Gamma_\rho} = 6 \cdot 10^{-24} \text{ с.}$$

Мы все еще не ответили на первый вопрос: являются ли распадающиеся частицы менее фундаментальными, чем стабильные? Чтобы ответить на такой вопрос, обратимся к табл. 5.4, где приведено несколько примеров нестабильных частиц.

Из табл. 5.4 следуют некоторые факты:

1. Никакой связи между простотой частицы и ее стабильностью не обнаруживается. Электрон и мюон различны только по массе, однако мюон нестабилен. Дейtron, состоящий из нейтрона и протона, здесь не приведен, поскольку он стабилен, однако свободный нейтрон распадается. Заряженные пионы распадаются медленно, но нейтральный пион быстро. Приведенные

данные говорят о том, что частица распадается, если она может это сделать, и что частица стабильна, если только у нее нет состояния с еще более низкой энергией (массой), распад в которое не запрещен. Таким образом, *стабильность* не выглядит как критерий *элементарности*.

Таблица 5.4

Несколько примеров распадов частиц

В последнем столбце W означает слабое взаимодействие, EM — электромагнитное и H — адронное

| Частица | Масса, МэВ/ c^2 | Основные моды распада | Энергия распада, МэВ | Время жизни, с | Тип распада |
|-----------|----------------------|------------------------------|-------------------------|----------------------|-------------|
| μ | 106 | $e\nu\bar{\nu}$ | 105 | $2,2 \cdot 10^{-6}$ | W |
| π^\pm | 140 | $\mu\nu$ | 34 | $2,6 \cdot 10^{-8}$ | W |
| π^0 | 135 | $\gamma\gamma$ | 135 | $7,6 \cdot 10^{-17}$ | EM |
| η | 549 | $\gamma\gamma$, $\pi\pi\pi$ | 549 | $3 \cdot 10^{-10}$ | EM |
| ρ | 765 | $\pi\pi$ | 485 | $6 \cdot 10^{-24}$ | H |
| n | 940 | $pe^-\bar{\nu}$ | 0,8 | $0,93 \cdot 10^3$ | W |
| Λ | 1116 | $p\pi^-$, $n\pi^0$ | 39 | $2,5 \cdot 10^{-10}$ | W |
| Δ | 1236 | $N\pi$ | 159 | $6 \cdot 10^{-24}$ | H |
| $^8Be^*$ | — | 2α | 3 | $6 \cdot 10^{-22}$ | H |

2. Сопоставление частиц, энергия распада которых примерно одинакова, позволяет выделить некоторые классы частиц. Нам уже известно, что существуют адронные, электромагнитные и слабые взаимодействия, и это дает основание ожидать распады соответствующих типов. Действительно, все три типа распадов обнаруживаются. Необходимо провести детальные расчеты, чтобы убедиться, что именно эти типы взаимодействий приводят к распадам с перечисленными в табл. 5.4 временами жизни. Правда, весьма грубою идея — сравнить свойства нейтрального пионса, Δ - и Λ -частиц — может привести к типичным значениям времен жизни. Эти частицы обладают энергиями распада от 40 до 160 МэВ и распадаются на пары частиц. Соответствующие времена жизни имеют следующие значения:

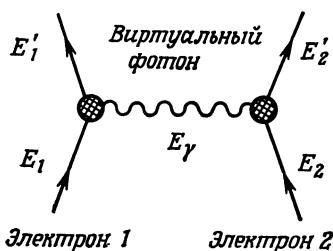
$$\begin{array}{ll} \text{адронный распад } (\Delta) & 10^{-23} \text{ с,} \\ \text{электромагнитный распад } (\pi^0) & 10^{-18} \text{ с,} \\ \text{слабый распад } (\Lambda) & 10^{-10} \text{ с.} \end{array} \quad (5.46)$$

Отношения этих времен жизни равны *весьма* приближенно отношениям сил упомянутых взаимодействий. Для получения лучших оценок для последних требуется более детально изучить взаимодействие, что мы и сделаем в части IV.

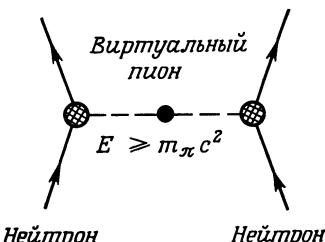
3. Сама частица или испущенный квант не всегда служат признаком конкретного типа взаимодействия. Как Λ -частица, так и Δ -частица распадаются на протон и пион, но Δ -частица распадается в 10^{14} раз быстрее. Необходимо учитывать еще и *правила отбора* при тех или иных распадах; описанием конкретных правил отбора мы займемся в последующих главах.

§ 8. МЕЗОНЫ

В табл. 5.2 адроны подразделяются на мезоны и барионы. Более обстоятельно разница между этими двумя типами адронов будет объяснена в гл. 7, где будет введено новое квантовое число — *барионный заряд*. Последний подобен электрическому заряду: частицы могут иметь барионные заряды 0, ± 1 , ± 2 , Прототипом частицы с барионным зарядом является нуклон.



Фиг. 5.18. Два электрона 1 и 2 обмениваются фотоном. Этот виртуальный фотон испускается одним и поглощается другим электроном.



Фиг. 5.19. Два нейтрана обмениваются виртуальным пионом.

Подобно электрическому заряду, барионный заряд «сохраняется», и состояние с барионным зарядом 1 может распадаться только в такое другое состояние, барионный заряд которого равен 1. Мезоны являются адронами с барионным зарядом нуль. Все мезоны существуют очень недолго и распадаются посредством одного из трех взаимодействий, упомянутых в предыдущем параграфе.

Первым мезоном, который был «пойман в зоопарк» был *пион*. Поскольку его существование было предсказано более чем за 10 лет до экспериментального обнаружения, здесь уместно объяснить, на каком же основании было дано такое удачное пророчество. Для этого необходимо вернуться к фотонам и электромагнитному взаимодействию. Согласно специальной теории относительности, не может существовать такого взаимодействия, которое мгно-

венно бы передавалось на расстояние ¹⁾). Электромагнитное взаимодействие между двумя электронами, например, по предположению, передается посредниками — фотонами. Эта идея поясняется на фиг. 5.18. Один электрон испускает фотон, который поглощается другим электроном. Обмен фотонами или квантами электромагнитного поля приводит к электромагнитному взаимодействию между двумя заряженными частицами, возникает ли такое взаимодействие при столкновении или в связанном состоянии, как для позитрона (e^-e^+ -атом). Процесс обмена фотоном лучше всего описывать в системе центра масс двух взаимодействующих электронов. Поскольку столкновение является упругим, энергии электронов остаются неизменными в этой системе отсчета, так что $E'_1 = E_1$, $E'_2 = E_2$. До испускания фотона полная энергия $E = E_1 + E_2$. После испускания фотона, но до его поглощения полная энергия $E = E_1 + E_2 + E_\nu$, т. е. энергия не сохраняется. Позволительно ли такое нарушение? Сохранение энергии действительно можно не принимать во внимание в пределах времени Δt , что следует из гейзенберговского соотношения неопределенностей

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar. \quad (5.47)$$

Неравенство (5.47) гласит, что время Δt , необходимое для регистрации энергии с неопределенностью ΔE , должно превышать величину $\hbar/\Delta E$. Несохранение энергии в пределах неопределенности ΔE является, таким образом, ненаблюдаемым фактом, если только такое несохранение имеет место в пределах интервала T , задаваемого неравенством

$$T \leq \frac{\hbar}{\Delta E}. \quad (5.48)$$

Фотон с энергией $\Delta E = \hbar\omega$, следовательно, нельзя наблюдать, если он существует в течение времени, меньшего

$$T = \frac{\hbar}{\hbar\omega} = \frac{1}{\omega}. \quad (5.49)$$

Поскольку ненаблюдаемый фотон существует в течение времени, меньшего T , то он способен пройти (самое большое) расстояние

$$r = cT = \frac{c}{\omega}. \quad (5.50)$$

¹⁾ В ньютоновской теории гравитации, напротив, предполагают, что взаимодействие между двумя телами мгновенное. Если, скажем, Солнце мгновенно изменит свою скорость, то это повлияет на Землю немедленно, а не через 8 мин. Такая фундаментальная догма противоречит специальной теории относительности, в которой утверждается, что ни один сигнал не может распространяться со скоростью, превышающей скорость света. Именно это несоответствие теорий электромагнетизма и гравитации привело в свое время Эйнштейна к его *общей* теории относительности [13]. В квантовой теории взаимодействие, которое передается, самое большое, со скоростью света, описывается как вызываемое обменом квантами поля. Даже воображаемое существование частиц со скоростями, превышающими скорость света (такионов), не меняет аргументации [14, 15], используемой при объяснении взаимодействия обменом частицами — квантами взаимодействия.

Частота ω может быть произвольно мала, а тем самым расстояние, на которое фотон может передать электромагнитное взаимодействие, произвольно велико. В самом деле, кулоновские силы зависят от расстояния как $1/r^2$ и действуют, надо полагать, до бесконечно больших расстояний. Поскольку обменный фотон не наблюдается, его называют *виртуальным фотоном*.

К 1934 г. было установлено, что адронное взаимодействие является весьма сильным и его радиус примерно равен 2 фм, но относительно происхождения этого взаимодействия ничего не было известно. И вот японский физик-теоретик Юкава в своей блестящей статье [16]¹⁾ предположил, что переносчики адронного взаимодействия являются «кванты нового сорта». Аргументация Юкавы требует большего знания математики, чем то, на которое мы здесь рассчитываем. Однако это неважно, так как аналогия с обменом виртуальным фотоном позволяет нам оценить массу m «нового кванта», которым является пион. Согласно Юкаве, взаимодействие между двумя адронами, например двумя нейтронами, передается посредником — наблюдаемым пионом, как изображено на фиг. 5.19. Минимальная энергия виртуального пиона $E = m_\pi c^2$, а его максимальная скорость равна скорости света c . Следовательно, максимальное допустимое соотношением неопределенностей (5.48) расстояние, которое может пройти виртуальный пion, дается формулой

$$R \leq cT = \frac{\hbar}{m_\pi c} \approx 1,4 \text{ фм.} \quad (5.51)$$

Таким образом, расстояние, на которое может быть передано взаимодействие, не может превышать комптоновскую длину волны пиона. Первоначально, разумеется, эти рассуждения были развиты в обратном порядке, так как масса пиона, да и сама эта частица не были известны. Масса постулированного кванта адронного взаимодействия, по оценке Юкавы, оказалась равной $100 \text{ МэВ}/c^2$.

Велика была радость физиков, когда в 1938 г. была обнаружена частица с массой около $100 \text{ МэВ}/c^2$. Увы, радость обернулась унынием, когда поняли, что новичок, названный мюоном, не обнаруживает сильного взаимодействия с другими частицами и, следовательно, не несет никакой ответственности за адронное взаимодействие. Настоящая частица Юкавы, пion, была, в конце концов, открыта в 1947 г. с помощью эмульсионного метода регистрации частиц [18]. Начиная с 1947 г. было открыто много мезонов и к настоящему времени список их довольно велик. Некоторые из этих новых мезонов обладают достаточно продолжительным временем жизни, и их можно исследовать обычными методами. Некоторые же мезоны распадаются столь быстро, что для их изучения пришлось изобрести метод спектра инвариантных масс, рассмотр-

¹⁾ Статья Юкавы [16] включена в качестве приложения в книгу Бринка [17]. Кроме того, в приложении к этой книге напечатаны статьи Вика, следуя которым мы здесь объясняем связь между радиусом взаимодействия и массой частицы, которая передает взаимодействие.

ренный в § 3 настоящей главы. Полный список известных мезонов приведен в приложении; в табл. 5.5 перечислены мезоны, не обнаруживающие адронных взаимодействий (адронно стабильные).

Таблица 5.5

Адронно стабильные мезоны

Эти мезоны распадаются в результате слабых или электромагнитных взаимодействий

| Частица | Масса, МэВ/ c^2 | Заряд, e | Среднее время жизни, с |
|-----------|-------------------|------------|------------------------|
| π^0 | 135,0 | 0 | $0,89 \cdot 10^{-16}$ |
| π^\pm | 139,6 | $+1, -1$ | $2,60 \cdot 10^{-8}$ |
| K^\pm | 493,8 | $+1, -1$ | $1,24 \cdot 10^{-8}$ |
| K^0 | 497,8 | 0 | Сложная ситуация |
| η | 548,8 | 0 | $2,5 \cdot 10^{-19}$ |

§ 9. ОСНОВНЫЕ СОСТОЯНИЯ БАРИОНОВ

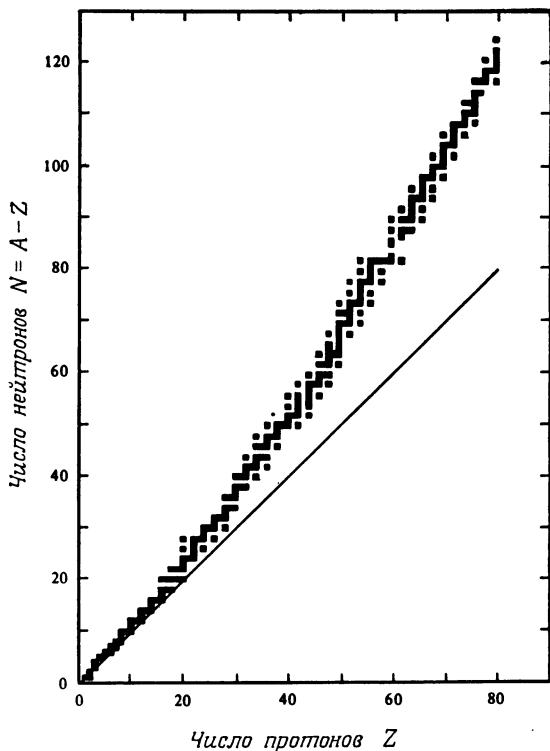
Семейство барионов многочисленнее семейства мезонов. Рассмотрение его мы начнем с основных состояний атомных ядер. Примерно к 1920 г. было довольно определенно установлено, что электрический заряд Q и масса M данного ядра характеризуются двумя целыми числами Z и A :

$$Q = Ze, \quad (5.52)$$

$$M \approx Am_p. \quad (5.53)$$

При этом оказалось, что первая формула выполняется точно, а вторая является приближенной. Зарядовое число ядра Z было определено в опытах по резерфордовскому рассеянию α -частиц на ядрах, по рассеянию на ядрах рентгеновских лучей и по измерению энергий в спектрах характеристического рентгеновского излучения. Было также обнаружено, что число Z совпадает с определяемым химическим путем атомным номером соответствующего химического элемента. *Массовые числа* A ядер были определены из данных, полученных методом масс-спектроскопии, причем оказалось, что отдельный химический элемент может иметь атомы разных типов с атомными ядрами, различающимися значениями A . Основное состояние ядра любого вида можно было охарактеризовать, однако, согласно (5.52) и (5.53), двумя целыми числами A и Z . До открытия нейтрона интерпретация этих фактов была довольно неясной. Когда в 1932 г. Чадвик нашел наконец нейтрон [19], все стало на свои места: ядро (A, Z) состоит из Z протонов и $N = A - Z$ нейтронов; поскольку нейтроны и протоны по массе почти одинаковы, полная масса ядра приближенно дается формулой (5.53). Своим же зарядом ядро обязано целиком протонам, так что формула (5.52) также удовлетворяется.

Теперь мы можем дать несколько важных определений. *Нуклидом*¹⁾ мы будем называть любое атомное ядро с заданными числами Z и A протонов и нуклонов. *Изотопы* — нуклиды, обладающие одинаковым числом Z протонов. *Изотоны* — нуклиды с одинаковым числом N нейтронов. *Изобары* —

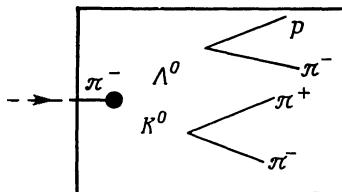


Фиг. 5.20. Полоса стабильных ядер на NZ -диаграмме [20]. Каждое стабильное ядро изображено маленьким зачерненным квадратиком. Сплошная линия соответствовала бы ядрам с одинаковым числом протонов и нейтронов.

нуклиды с одним и тем же полным числом A нуклонов. Данный нуклид записывают в виде (A, Z) либо пишут символ соответствующего химического элемента и снабжают его слева верхним (A) и нижним (Z) индексами. Например, α -частицу можно обозначить $(4,2)$, или ${}^4_2\text{He}$, или же просто ${}^4\text{He}$. Стабильные

¹⁾ Автор широко использует термин «нуклид», мало принятый в отечественной литературе. При переводе, не искажая смысла, мы заменяем его далее на термин «ядро». — Прим. ред.

ядра, характеризуемые числами $N = A - Z$ и Z , изображены маленькими квадратиками на так называемой NZ -диаграмме на фиг. 5.20. Из этой диаграммы видно, что стабильные ядра существуют лишь в узкой полосе на плоскости NZ . Полоса эта идет вначале под углом 45° (равное число протонов и нейтронов), затем она постепенно отклоняется в сторону значений, соответствующих ядрам, более обогащенным нейтронами. Такое поведение полосы стабильных ядер дает нам ключ к пониманию свойств ядерных сил.



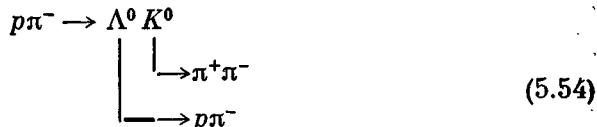
Фиг. 5.21. Схематическое изображение процесса $p\pi^- \rightarrow \Lambda^0 K^0$ в водородной пузырьковой камере.

На фиг. 5.20 представлены только стабильные ядра. В § 7 настоящей главы мы уже отмечали, что стабильность не является существенным критерием простоты структуры адронов. Основные состояния нестабильных ядер можно также изобразить на NZ -диаграмме. Некоторые особенности такой «расширенной» диаграммы мы еще будем разбирать в гл. 14.

При массовом числе $A = 1$ происходит как бы встреча ядерной физики с физикой элементарных частиц. Протон и нейtron, два строительных блока всех ядер, можно считать либо самыми простыми ядрами, либо частицами. Удивительно, однако, то, что эти два нуклона не являются единственными адронами с $A = 1$. Массовый номер $A = 1$ имеют и другие барионы; они называются гиперонами.

Расскажем, например, что такое Λ -гиперон, или Λ -частица. Если отрицательные пионы с энергией в несколько ГэВ проходят через водородную пузырьковую камеру, то в ней можно регистрировать события типа изображенного на фиг. 5.21. Отрицательный пион пропадает, а несколько дальше от этого места обнаруживается пара V -образных событий. С первого взгляда эти V -треки выглядят весьма сходно. Однако если определить энергию и импульсы всех четырех частиц в этих треках (см. § 3 настоящей главы), то оказывается, что одно « V » состоит из двух пионов, а другое — из пиона и протона. Спектры инвариантных масс, подобные рассмотренным в § 3 настоящей главы, показывают, что частица, давшая два пиона, обладает массой около $500 \text{ МэВ}/c^2$, в то время как частица, распавшаяся на протон и пион, имеет массу $1116 \text{ МэВ}/c^2$. Первая частица — нейтральный каон — имеет массовое число $A = 0$; ее мы уже упоминали в предыдущем параграфе. Вторая же частица с массовым числом $A = 1$ носит название Λ -частицы из-за характерного вида трека протона и пиона. Время жизни каждой из этих частиц можно оценить по расстоянию, которое они проходят в пузырьковой камере и по значениям их

импульсов. Полная, протекающая в пузырьковой камере, реакция следующая:



Λ -частица не является единственным гипероном; найдено много других адронно стабильных частиц такого типа. Эти частицы называют *адронно стабильными*, так как времена их жизни во много раз превышают характерное время 10^{-22} с; их относят к барионам потому, что в продуктах их распада в итоге имеется один протон или один нейтрон. В табл. 5.6 указаны адронно стабильные барионы.

Таблица 5.6

Адронно стабильные барионы

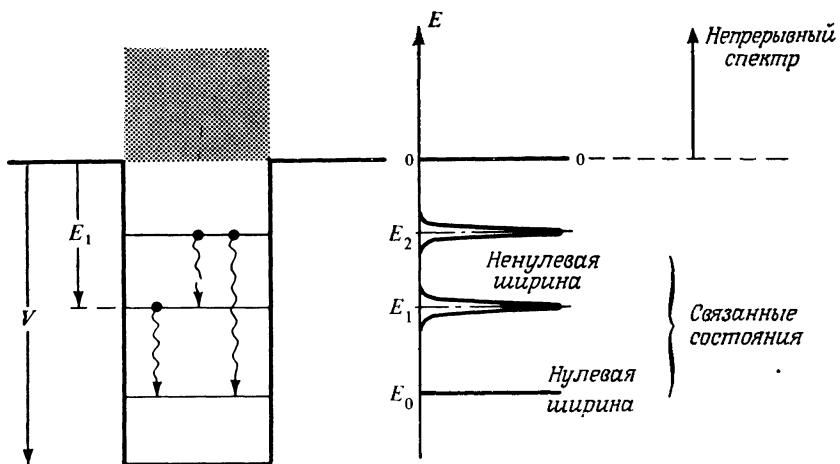
Более подробные данные об этих частицах можно найти в приложении

| Частица | Заряд, e | Масса, МэВ/с 2 | Среднее время жизни, с |
|-----------|------------|-------------------|-------------------------|
| N | +1 | 938,3 | $> 2 \cdot 10^{28}$ лет |
| | 0 | 939,6 | $0,93 \cdot 10^3$ |
| Λ | 0 | 1115,6 | $2,5 \cdot 10^{-10}$ |
| Σ | +1 | 1189,4 | $0,80 \cdot 10^{-10}$ |
| | 0 | 1192,5 | $< 1,0 \cdot 10^{-14}$ |
| Ξ | -1 | 1197,3 | $1,5 \cdot 10^{-10}$ |
| | 0 | 1314,7 | $3,0 \cdot 10^{-10}$ |
| Ω | -1 | 1321,2 | $1,7 \cdot 10^{-10}$ |
| | -1 | 1672,5 | $1 \cdot 10^{-10}$ |

§ 10. ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ И РЕЗОНАНСЫ

В атомной физике идеи и теории черпались и черпаются до настоящего времени из исследований возбужденных состояний атомов. Особую роль при этом сыграло изучение возбужденных состояний атома водорода. Серия Бальмера, комбинационный принцип Ритца, теория Бора, уравнение Шредингера, уравнение Дирака и лэмбовский сдвиг — все это непосредственно связано со спектром атома водорода. Без той простоты и того богатства, которыми обладает спектр атома водорода, быстрый прогресс атомной физики был бы невозможен. В субатомной физике положение дел, к сожалению, не такое простое. Ядерной системой, которая могла бы сыграть роль атома водорода в атомной физике, является *дейtron* — связанная система, состоящая из протона и нейтрона. Это ядро обладает, однако, всего лишь одним связанным

состоянием и, следовательно, не дает такого обилия информации, которое дает атом водорода в атомной физике. Поэтому в субатомной физике приходится рассматривать возбужденные состояния сложных систем, таких, как тяжелые ядра. Кроме того, существуют возбужденные состояния барионов и мезонов, и их необходимо тоже тщательно изучать в надежде, что это даст нам ключ к пониманию физики адронов.

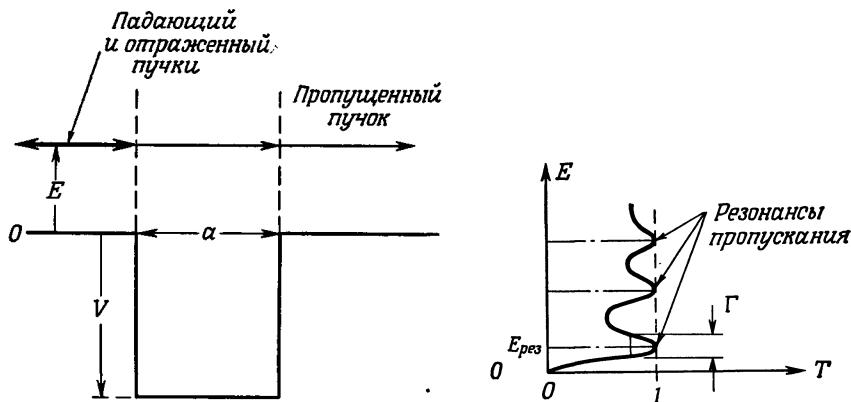


Фиг. 5.22. Энергетические уровни для прямоугольной ямы. Основное состояние не имеет естественной ширины. Возбужденные состояния могут распадаться в основное состояние с испусканием фотона, и поэтому они обладают некоторой естественной шириной. Состояния с положительной энергией образуют непрерывный спектр.

Для понимания основных особенностей возбужденных состояний адронов требуется немало знать квантовую механику. Нам достаточно рассмотреть простую задачу о прямоугольной потенциальной яме. Возьмем точечную частицу с массой m , находящуюся в прямоугольной потенциальной яме, изображенной на фиг. 5.22. Уравнение Шредингера для такой задачи решается очень просто, и в результате получаются разрешенные энергетические уровни. Сначала рассмотрим отрицательные энергии $E < 0$. Численное или графическое решение уравнения Шредингера в этом случае показывает, что при этих энергиях существует некоторое число дискретных связанных состояний. Термин *связанное* мы употребляем в том смысле, что частица, пребывающая в связанном состоянии, остается «привязанной» к центру силового поля.

Уравнение Шредингера для прямоугольной потенциальной ямы — это уравнение на собственные значения, $\hat{H}\psi = E_i\psi$, причем собственным значениям E_i отвечают вполне определенные энергетические состояния. В дей-

ствительности, однако, все состояния, кроме основного, обычно могут распадаться, например в результате испускания фотона. В § 7 настоящей главы мы уже видели, что распадающимся состояниям соответствует линия конечной ширины, и энергию этих состояний можно представить комплексной величиной с большой действительной частью и малой мнимой, как в формуле (5.35).



Фиг. 5.23. Рассеяние частицы с энергией E на одномерной прямоугольной потенциальной яме. По классической механике все падающие частицы свободно пройдут через потенциальную яму. По квантовой механике при малых энергиях коэффициент пропускания равен 1 только при определенных значениях энергии. Появление резонансов пропускания на кривой зависимости коэффициента пропускания T от энергии частицы E проиллюстрировано отдельно в правой части фигуры.

В случае связанного состояния большая действительная часть оказывается отрицательной величиной, если в качестве нуля отсчета энергии взять значение потенциала на бесконечности, как это показано на фиг. 5.22.

Рассмотрим теперь положительные энергии $E > 0$. В этом случае энергия частицы E может иметь любое положительное значение. Иными словами, спектр значений энергии частицы не дискретный, а *непрерывный*. Может показаться поэтому, что в данной области ничего особенного происходить не может. Такое суждение, однако, неверно. Здесь появляется важный процесс рассеяния частицы на данном потенциальном поле. В одномерном случае, показанном на фиг. 5.23, процесс рассеяния, конечно, очень прост. Пучок частиц приходит, например, к потенциальной яме слева, как это показано на фиг. 5.23. По классической механике частицы пучка свободно пройдут над ямой. По квантовой же механике дело обстоит совсем не так. Уравнение Шредингера при $E > 0$ можно легко решить и в результате оказывается, что только часть падающего пучка проходит через потенциальную яму, а другая часть пучка отражается от этого препятствия. Проходящая доля T

пучка вычисляется по формуле¹⁾

$$\frac{1}{T} = 1 + \frac{V^2}{4E(E+|V|)} \sin^2 ka, \quad (5.55)$$

где E — кинетическая энергия падающих частиц, V (причем $V < 0$) — глубина, а a — ширина потенциальной ямы. Для волнового числа k имеем формулу

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E + |V|). \quad (5.56)$$

Формулы (5.55) и (5.56) говорят о том, что коэффициент пропускания T равен 1 лишь при определенных значениях энергии. Зависимость коэффициента T от энергии E изображена на фиг. 5.23, где явно видны *резонансы пропускания*. Поведение частицы с энергией $E_{\text{рез}}$, соответствующей максимальному пропусканию, можно исследовать, используя для описания падающего пучка волновые пакеты, а не плоские волны. Оказывается, что падающая частица остается в окрестности ямы в течение некоторого времени; последнее многое ожидаемого из классической механики²⁾. Среднее время τ , в течение которого частица пребывает в окрестности ямы, связано с шириной соответствующего резонанса Γ соотношением (5.45). Чисто математически существование резонанса при $E = E_{\text{рез}}$ можно опять-таки описать по аналогии с (5.35), введя комплексную энергию

$$E = E_{\text{рез}} - \frac{1}{2} i\Gamma,$$

где $E_{\text{рез}} > 0$, а ширина Γ сравнима по величине с $E_{\text{рез}}$.

Наличие резонансов в непрерывном спектре характерно не только для простого одномерного случая, рассмотренного здесь; это общее явление. Для рассмотрения резонансов в более реалистичной ситуации необходимо, правда, обратиться к задаче рассеяния частицы на трехмерном потенциале. Основное, что нужно знать о резонансах, содержится, однако, в уже рассмотренном нами простейшем примере.

Резонансы, появляющиеся в непрерывном энергетическом спектре, характеризуются энергией своего максимума $E_{\text{рез}}$ и шириной Γ . Ширину и положение резонанса можно описать, введя комплексную энергию $E = E_{\text{рез}} - \frac{1}{2} i\Gamma$.

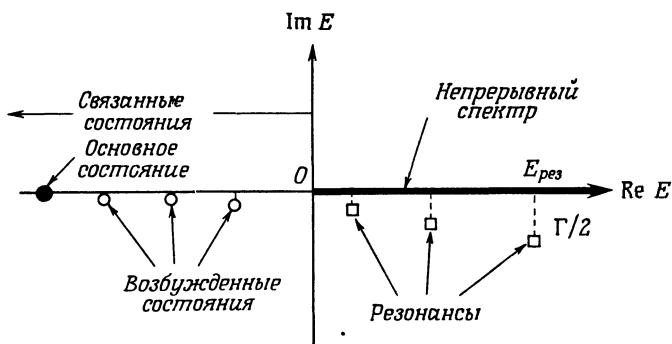
Использование комплексных энергий позволяет провести очень полезную классификацию энергетических уровней квантовой системы. Такая классификация иллюстрируется на фиг. 5.24. Точка на комплексной плоскости энер-

¹⁾ См. Айсберг, формула (8.55); Парк, формула (4.38).

²⁾ Подробное обсуждение этого вопроса можно найти в книге Мерцбахера, гл. 6, в книге Бома [21], гл. 11 и 12.

гии представляет энергию и ширину данного состояния. Кроме резонансов, состояния с положительной энергией отвечают решениям задачи *рассеяния*. Эти состояния изображены на фиг. 5.24 непрерывной прямой линией, идущей вдоль оси положительных значений энергии¹).

Резонансы характеризуются определенными квантовыми числами; энергия, ширина и квантовые числа, присущие состояниям данной конкретной квантовой системы, зависят от структуры составных частей системы и от сил,



Фиг. 5.24. Классификация энергетических состояний квантовой системы на комплексной плоскости энергии. За нуль отсчета $\text{Re } E$ принимается значение потенциала на бесконечности. Ширины Γ на самом деле намного меньше изображенных на фигуре.

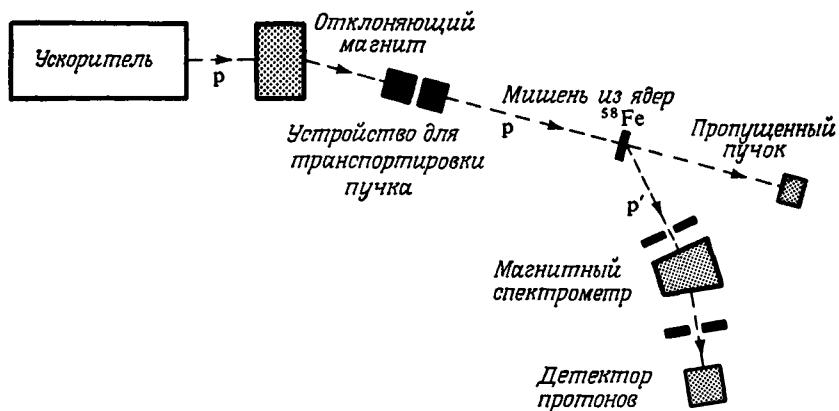
действующих между этими составными частями. Основная задача экспериментальной субатомной физики — обнаружить уровни связанных состояний и резонансов субатомных систем и определить характеризующие их квантовые числа. Основная цель теоретической субатомной физики — объяснить свойства экспериментально наблюдаемых связанных состояний и резонансов путем построения моделей субатомных систем и определения сил их взаимодействия.

§ 11. ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ БАРИОНОВ

Найти все возбужденные состояния барионов и экспериментально их наблюдать — задача, по-видимому, безнадежная. Имеет смысл, однако, изучить достаточное число этих состояний, чтобы суметь установить некоторые регулярности и получить ключевые рецепты для построения теории, а потом

¹⁾ В математической квантовой теории рассеяния связанные состояния и резонансы появляются как полюсы матрицы рассеяния, а непрерывному спектру соответствует разрез матрицы рассеяния на комплексной плоскости энергии.

и для того, чтобы проверить эту теорию. Впрочем, даже такие более скромные требования весьма трудно реализовать в субатомной физике. Чтобы изучать состояния ядер и частиц, т. е. заняться спектроскопией ядер и частиц,



Фиг. 5.25. Схема установки для изучения энергетических уровней ядра ^{58}Fe методом пропускания и методом неупругого рассеяния.

необходимо проявлять большую изобретательность и затрачивать громадные усилия. Здесь мы немного расскажем о том, как изучают возбужденные состояния и резонансы барионов.

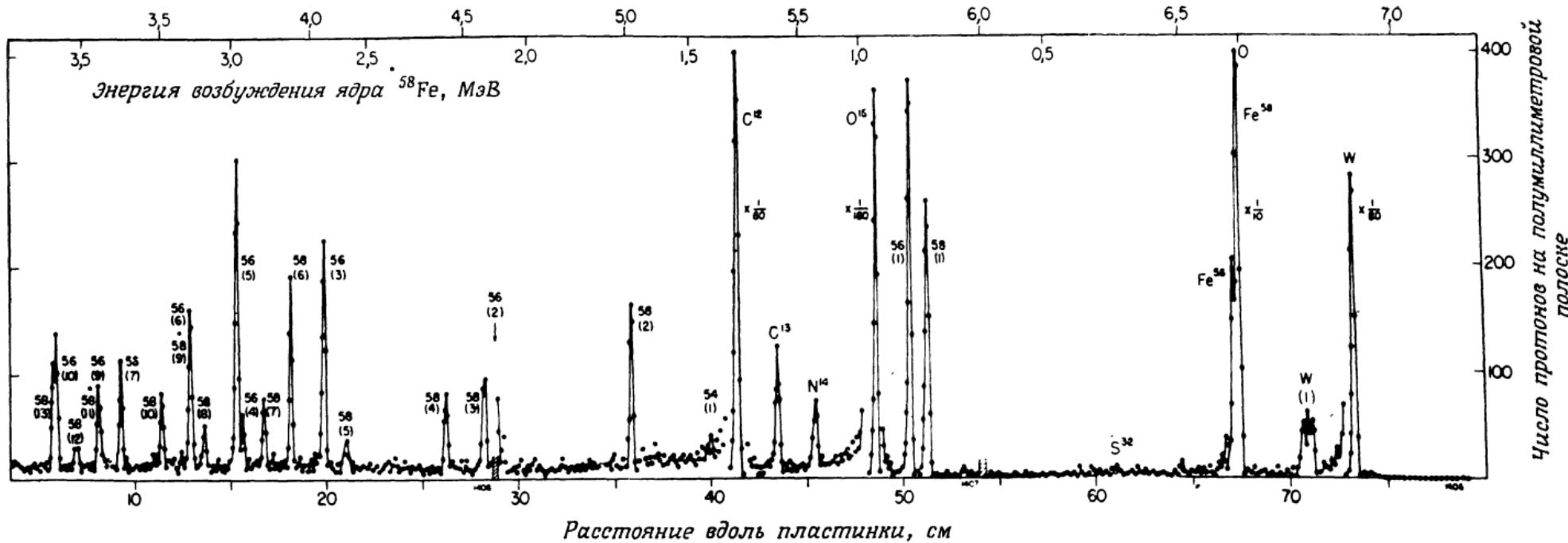
В качестве первого примера рассмотрим ядро ^{58}Fe , относительная распространенность которого в природе составляет 0,31%. Два основных способа исследования энергетических уровней ядра ^{58}Fe схематически представлены на фиг. 5.25. Какой-либо ускоритель, например генератор Ван де Граафа, дает пучок протонов с вполне определенной энергией. Этот пучок после прохождения через анализатор импульсов попадает в камеру рассеяния, где его направляют на тонкую мишень. Последняя представляет собой железнную фольгу, обогащенную ядрами ^{58}Fe . Далее можно изучать либо пропускание пучка протонов фольгой в зависимости от энергии падающих протонов, либо анализировать по импульсам пучок рассеянных протонов. Рассмотрим здесь только второй способ, обозначаемый (p, p'). Такое обозначение указывает, что падающие и рассеянные частицы — это протоны, однако рассеянные частицы имеют другую энергию в системе центра масс. Импульс и, следовательно, энергия рассеянного протона p' определяются с помощью магнитного спектрометра, т. е. комбинации отклоняющего магнита, коллимирующих щелей и детектора. Если кинетическая энергия падающего протона равна E_p , а рассеянного протона $E_{p'}$, то ядро ^{58}Fe приобрело энергию $E_p - E_{p'}$, которая пошла на возбуждение соответствующего ядерного уровня.

ия. Данный эксперимент является просто ядерным аналогом эксперимента Франка — Герца. (Здесь следует еще учитывать поправку, поскольку ядра $^{58}\text{Fe}^*$ испытывают отдачу, т. е. энергию отдачи надо вычесть из разности $E_p - E'_p$, иначе получится неточное значение энергии возбуждения.) Типичный результат описанного эксперимента приведен на фиг. 5.26. Мы видим много возбужденных уровней ядра ^{58}Fe . Реакция типа (p, p') — одна из реакций, в которой наблюдается возбуждение уровней ядер и проводится их изучение. Другими возможными являются реакции: (e, e') , (γ, γ') , (γ, n) , (p, n) , (p, γ) , $(p, 2p)$, (d, p) , (d, n) и т. д. Можно использовать также и распадные реакции ядер. На фиг. 4.8 показан пример спектра γ -квантов, испущенных распадающимися ядрами. На основе обработки данных многочисленных и разнообразных экспериментов экспериментаторы строят диаграммы ядерных уровней данных ядер. Для ядра ^{58}Fe такая диаграмма изображена на фиг. 5.30.

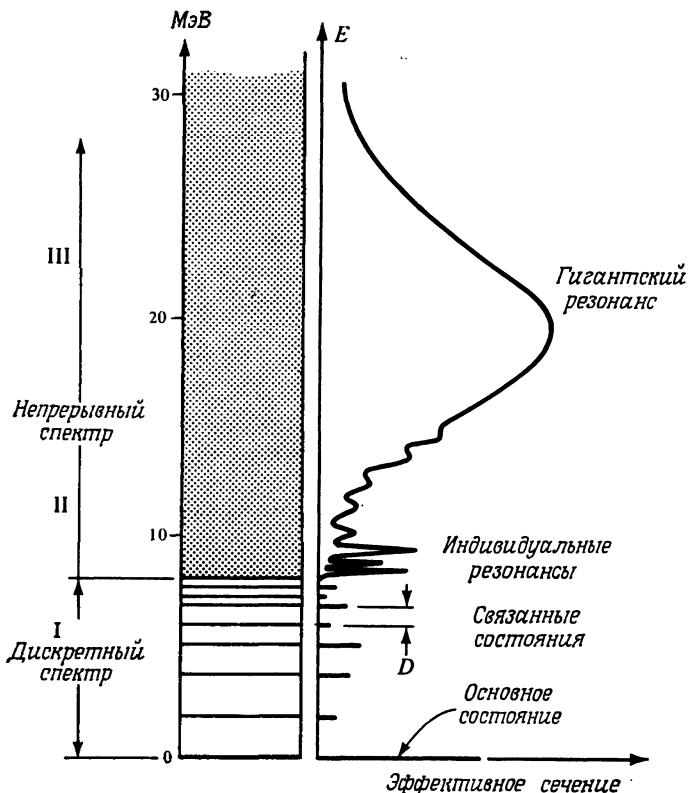
По мере возрастания энергий возбуждения спектр становится сложнее. Упрощенно структуру спектра энергий возбуждения можно понять, обратившись снова к фиг. 5.23. На фиг. 5.27 проиллюстрирована эта упрощенная структура. При энергии возбуждения примерно 8 МэВ достигается верхний край потенциальной ямы и становится возможным вылет нуклонов из ядра, т. е. реакции типов (γ, n) , (γ, p) , (e, ep) , (e, en) . Немного выше энергии края потенциальной ямы вероятности указанных процессов еще невелики и возбужденные состояния в этой области будут обнаруживать тенденцию к возвращению в основное состояние с испусканием одного или более фотонов. В этой области энергий процесс испускания ядром частицы тормозится отражениями этой частицы от поверхности ядра (фиг. 5.23), а также эффектами, связанными с моментом количества движения ядра и слишком малым числом состояний, приходящихся на единичный интервал энергии (т. е. малостью фазового объема). Тем не менее возбужденные состояния ядра при этих энергиях уже не являются связанными состояниями, и теперь их следует называть резонансными. На идеализированной кривой эффективных сечений, изображенной справа на фиг. 5.27, эти индивидуальные резонансы хорошо видны в области II. По мере дальнейшего роста энергий возбуждения резонансы становятся все более многочисленными и все более широкими. Индивидуальные резонансы начинают перекрываться, и вся структура размывается. В области III, называемой «статистической», можно экспериментально измерить лишь огибающую индивидуальных резонансов. Характерная особенность этой области позволяет назвать ее областью «гигантского резонанса». Последний лежит в окрестности энергий возбуждения порядка 20 МэВ. Полное эффективное сечение рассеяния проходит в этой области через широкий мощный максимум. При значительно больших энергиях непрерывный спектр энергий возбуждения ядра не имеет никаких особенностей.

Каждая из трех областей, показанных на фиг. 5.27, характеризуется тремя величинами: средней шириной уровня $\bar{\Gamma}$, средним расстоянием между

Энергия протона, МэВ



Фиг. 5.26. Спектр протонов [22], рассеянных от мишени Fe_2O_3 , обогащенной ядрами ^{58}Fe (75,1%). Детектором служила фотографическая пластина, так что одновременно видны многие линии. Поскольку мишень содержала другие ядра, кроме ^{58}Fe , на фотографии имеются дополнительные линии от этих ядер. У линий ядер железа стоят значения массовых чисел A . Энергия падающих протонов составляла 7,035 МэВ; приборный угол равен 130° , экспозиция 1000 мкс, поле спектрографа 6845 Гс.



Фиг. 5.27. Типичная структура спектра энергетических уровней возбужденных состояний ядра. Кривая эффективных сечений идеализирована. Ее можно построить по данным неупругого рассеяния электронов или по зависимости величины поглощения γ -квантов от их энергии. Четко видны три области: область I — связанные (дискретные) состояния, область II — индивидуальные резонансы, область III — статистическая (перекрывающихся резонансов).

уровнями \bar{D} и средней энергией возбуждения E . Типичные значения этих трех величин для этих трех областей приведены в табл. 5.7. Детали диаграмм ядерных уровней сильно меняются от ядра к ядру, однако главные особенности остаются.

Исследовать возбужденные состояния барионов, для которых $A = 1$, более трудно по трем соображениям.

1. У этих барионов нет никаких связанных состояний, а резонансы труднее изучать, чем связанные состояния.

Таблица 5.7

Характеристики ядерных энергетических уровней для трех областей.
указанных на фиг. 5.27

E — средняя энергия возбуждения, $\bar{\Gamma}$ — средняя ширина уровня, \bar{D} — среднее расстояние между соседними уровнями

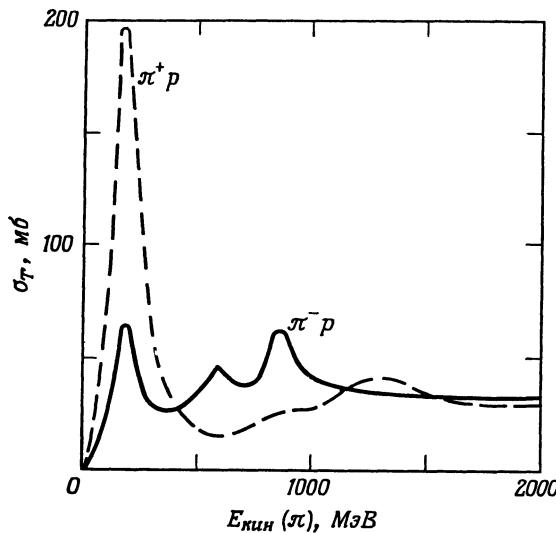
| Область | Характеристики | E , МэВ | Типичные значения | |
|-----------------------------|--------------------------------------|-----------|---------------------|----------------|
| | | | $\bar{\Gamma}$, эВ | \bar{D} , эВ |
| I, связанные состояния | $\bar{\Gamma} \ll \bar{D} \approx E$ | 1 | 10^{-3} | 10^5 |
| II, область резонансов | $\bar{\Gamma} < \bar{D} \ll E$ | 8 | 1 | 10^2 |
| III, статистическая область | $\bar{D} \ll \bar{\Gamma} \ll E$ | 20 | 10^4 | 1 |

2. Большинство резонансов быстро распадается в результате адронных процессов, поэтому ширина каждого из них велика и отдельные резонансные уровни различить трудно.

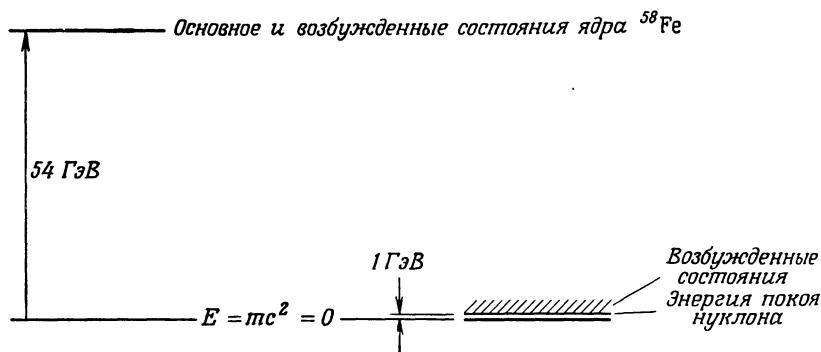
3. Единственным стабильным барионом, который можно использовать как мишень, является протон, поэтому мишени из жидкого водорода вы обязательно увидите в любой лаборатории физики высоких энергий. Никаких специальных нейтронных мишеней не существует. Все прочие барионы (табл. 5.6) обладают столь малыми временами жизни, что эксперименты типа показанного на фиг. 5.25 становятся невозможными и нужно использовать косвенные методы.

Первое возбужденное состояние протона было открыто Ферми с сотр. в 1951 г. Они измеряли сечение рассеяния пионов на протонах и обнаружили, что сечение быстро возрастает с энергией вплоть до кинетической энергии пиона около 200 МэВ, затем оно выравнивается и снова снижается [23]. Бракнер [24] предположил, что такое поведение можно интерпретировать как происходящее из-за наличия возбужденного нуклонного состояния (нуклонного изобара) со спином, равным $3/2$. Пршло достаточно времени, прежде чем из проведенных многочисленных экспериментов стало ясно, что существует много других возбужденных состояний у нуклона, из которых *резонансное состояние, открытое Ферми*, оказалось лишь первым.

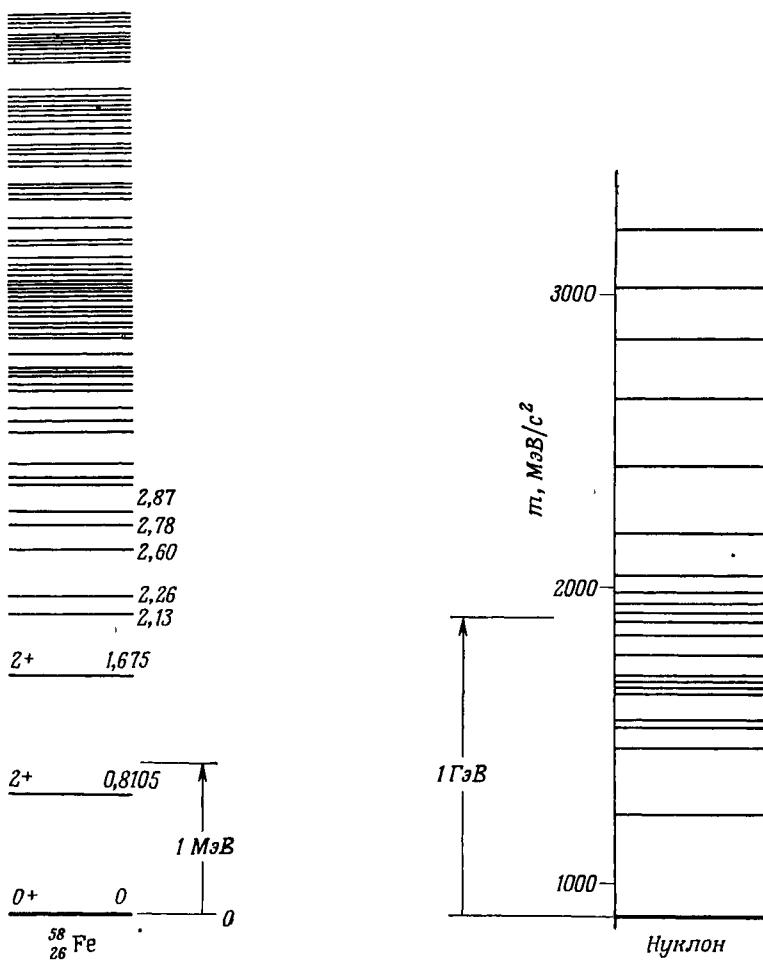
Возбужденные состояния протона исследуют аналогично возбужденным состояниям ядра. Частицы высоких энергий, главным образом электроны или пионы, направляют на водородную мишень, а затем пропущенный и рассеянный пучки детектируют и анализируют. Экспериментально измеренное полное сечение рассеяния пионов на протонах показано на фиг. 5.28. Отчетливо видны отдельные резонансы. Начиная с 1951 г. физики затратили огромное количество усилий для обнаружения таких резонансов и определения их квантовых чисел. Открытые к настоящему времени резонансы приведены



Фиг. 5.28. Зависимость полного сечения от кинетической энергии пиона при рассеянии положительных и отрицательных пионов на протонах. 1 мб = 1 миллибарн = $= 10^{-27}$ см 2 .



Фиг. 5.29. Величины полных энергий покоя и энергий возбужденных состояний для ядра ^{54}Fe и для нуклона. Во взятом масштабе энергий энергии возбужденных состояний ядра ^{54}Fe столь близки к энергии основного состояния, что все они изображены одной горизонтальной линией, так как их невозможно различить. Спектры в увличенном виде приведены на фиг. 5.30.



Фиг. 5.30. Спектр энергетических уровней для ядра ^{58}Fe и для нуклона (нейтрона или протона). Масштаб энергий над основным состоянием для ядра ^{58}Fe увеличен в 10^4 раз, а для нуклона — в 25 раз по сравнению с фиг. 5.29. Ядерные уровни имеют малые ширины порядка 1 eV и даже меньше и поэтому легко наблюдаются по отдельности. Возбужденные уровни нуклона и ядерные резонысы, напротив, имеют большие ширины порядка нескольких сотен MeV ; они перекрываются, и их очень трудно обнаружить. Вполне может быть, что существует много других энергетических уровней, кроме приведенных на этой фигуре.

в табл. П.5 в приложении. Фермиевский резонанс, о котором мы говорили выше, это первый пик на фиг. 5.28. Он обозначается Δ (1236), где число — энергия покоя резонанса в МэВ.

На фиг. 5.29 и 5.30 мы сравниваем спектры энергетических уровней для ядра ^{56}Fe и для нуклона. На фиг. 5.29 приведены значения полных масс покоя (или энергий покоя), в то время как на фиг. 5.30 изображены спектры возбужденных состояний, т. е. энергии, отсчитанные от энергий основных состояний. Из приведенных значений энергий ясно, что энергии возбуждения ядерных уровней весьма малы по сравнению с энергией покоя основного состояния, в то время как энергии возбуждения нуклона велики по сравнению с энергией покоя основного состояния. Энергии возбуждения нуклона оказываются на 2—3 порядка выше энергий возбуждения ядра. Видно и еще одно различие между возбужденными состояниями ядра и нуклона: у ядер имеются связанные и резонансные состояния (фиг. 5.27), а у нуклона все состояния являются резонансными.

В заключение заметим, что спектроскопию ядер и частиц мы рассмотрели здесь чрезвычайно бегло. Мы рассказали в этом параграфе лишь об одном методе обнаружения и исследования возбужденных состояний ядер и частиц, в то время как имеется множество других. Кроме того, как правило, очень трудно приписывать определенные квантовые числа обнаруженным состояниям (т. е. определять их спин, четность, заряд, изоспин, магнитный момент, квадрупольный момент). Фактически некоторые из этих квантовых чисел можно измерить лишь для весьма немногих субатомных состояний. В литературе, указанной в следующем параграфе, описывается большинство методов субатомной спектроскопии, но мы не будем всего этого касаться в нашей книге.

§ 12. ЛИТЕРАТУРА

Информация о представителях субатомного зоопарка накапливается столь быстро, что любое компилятивное изложение устаревает практически в момент его опубликования. Таблицы свойств элементарных частиц публикуются ежегодно Группой по сбору данных об элементарных частицах в обзорах «Review of Particle Properties» и в журналах «Reviews of Modern Physics» и «Physics Letters, B».

Данные об ядерных уровнях собраны, например, в таблицах Ледерера, Холландера и Перльмана [25]. Текущую информацию можно найти в периодических изданиях [26, 27].

Имеется много обзоров по ядерной спектроскопии. В книгах [28—31] и в статье [32] читатель найдет подробное изложение многих вопросов, которые были затронуты в данной главе.

Спектроскопии частиц посвящено значительно меньше книг. Эта область физики развивается столь стремительно, что ни у кого, кто в ней работает,

не хватает времени, чтобы написать книгу, похожую на перечисленные выше книги по ядерной спектроскопии. Информацию приходится собирать по оригинальным статьям, обзорам, докладам на конференциях. Два недавних обзора [33, 34] и труды двух последних конференций [35, 36] мы можем порекомендовать читателю.

Концепция фотона, которой мы коснулись в § 5 настоящей главы, часто вызывает длительные оживленные споры. Очень интересно обсуждение ее, приведенное в статье Скалли и Сарджента [37]. Более полное изложение этих вопросов можно найти в книге Сарджента, Скалли и Лэмба [38].

ЗАДАЧИ

5.1. Означает ли отсутствие массы покоя у частицы, что эта частица не обладает гравитационным взаимодействием? Если не означает, то каким образом найти силу взаимодействия этой частицы с гравитационным полем?

5.2. Рассмотрите эксперимент с эффектом Мессбауэра, в котором регистрируемый фотон, падающий в гравитационном поле, приобретает энергию [39]. Почему такой опыт нельзя провести с оптическими фотонами?

5.3. Используя формулу (5.4) и соответствующие выражения для операторов L_x^2 и L_z , найдите собственные значения l и m для функций

$$Y_0^0(\theta, \varphi) = (4\pi)^{-1/2},$$

$$Y_1^0(\theta, \varphi) = (1/2)(3/\pi)^{1/2} \cos \theta,$$

$$Y_1^{\pm 1}(\theta, \varphi) = \mp (1/2)(3/2\pi)^{1/2} \sin \theta \exp(\pm i\varphi).$$

Здесь θ и φ — сферические углы.

5.4. Выведите соотношения (5.5).

5.5. Считайте, что электрон и мюон — однородные шарики с радиусами 10^{-16} м. Найдите скорости отдельных точек на их поверхности, обусловленные вращением со спином $(3/4)^{1/2} \hbar$.

5.6. Рассмотрите систему из двух тождественных частиц и предположите, что волновая функция этой системы имеет вид $\psi(x_1, x_2) = A\psi(x_1)\psi(x_2) + B\psi(x_2)\psi(x_1)$.

Найдите такие значения A и B , при которых волновая функция нормирована на

единицу и при перестановке $1 \leftrightarrow 2$ является

- а) симметричной,
- б) антисимметричной,
- в) ни той, ни другой.

5.7. Обязательно ли частица с нулевым электрическим зарядом не испытывает никакого взаимодействия с внешним электромагнитным полем? Приведите примернейтральной частицы, которая взаимодействует с внешним электромагнитным полем, и другой пример — частицы, невзаимодействующей с внешним электромагнитным полем. Обязательно ли частица, обладающая электрическим зарядом, взаимодействует с внешним электромагнитным полем?

5.8. Ядро с спином $J = 2$ и g -фактором, равным -2 , помещено в магнитное поле напряженностью 1 МЭ.

а. Где может быть обнаружено такое поле?
б. Скажите, как расщепляются энергетические уровни. Отдельные уровни обозначьте магнитным квантовым числом M . Найдите величину расщепления между двумя соседними уровнями в эВ и градусах К.

5.9. Покажите, что магнитный дипольный момент частицы с нулевым спином должен равняться нулю.

5.10. Метод определения масс ядер в тексте данной главы мы рассмотрели довольно упрощенно. В реальных экспериментах используют так называемый *дублетный метод*. В чем суть этого метода?

5.11. Для определения массы частицы передко требуется знать ее скорость. Опишите принцип действия черенковского счетчика. Покажите, что черенковский счетчик

представляет собой детектор скоростей частиц.

5.12. Какими методами можно определить массы следующих частиц:

- мюона,
- заряженного пиона,
- нейтрального пиона,
- заряженного каона
- заряженной сигма-частицы,
- каскадной частицы (Ξ)?

5.13. В реакции $p\pi^- \rightarrow n\pi^+\pi^-$ получаемый нейтрон улетает незарегистрированным. Тот факт, что «пропавшей» частицей является именно нейтрон, устанавливается при помощи построения *графика масс пропавшей частицы*. Он строится следующим образом. Предположим, что реакция имеет вид $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots$. Далее обозначим полную энергию двух соударяющихся частиц через $E_\alpha = E_a + E_b$ и полный импульс через $p_\alpha = p_a + p_b$. Аналогично обозначим полную энергию и импульс частиц, образовавшихся в результате реакции, через E_β и p_β . Ненаблюдаемые (нейтральные) частицы в таком случае уносят «пропавшую» энергию $E_m = E_\alpha - E_\beta$ и «пропавший» импульс $p_m = p_\alpha - p_\beta$. «Пропавшая масса» этих частиц находится, таким образом, по формуле

$$m_m^2 c^4 = E_m^2 - p_m^2 c^2,$$

которую и используют для построения *графика масс пропавшей частицы*.

а. Изобразите примерный вид графика масс пропавшей частицы, т. е. зависимость числа ожидаемых событий с массой m_m от массы m_m , считая, что единственной ненаблюдаемой частицей является нейтрон.

б. Изобразите примерный вид графика масс пропавшей частицы для случая, когда «пропавшими» частицами являются нейтрон и нейтральный пион.

в. Найдите в литературе примеры графиков масс пропавшей частицы.

5.14. Рассмотрите реакцию $d\pi^+ \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$. Спектр инвариантных масс для образовавшихся трех пионов свидетельствует о наличии двух короткоживущих мезонов. Попытайтесь литературу по этому вопросу и расскажите, как были обнаружены эти мезоны.

5.15. Рассмотрите реакцию (5.24). Предположите, что два образующихся в ней пиона не находятся в резонансном состоянии ρ , а испускаются независимо. Рассчитайте положения верхнего и нижнего пределов спектра инвариантных масс на фиг. 5.11.

5.16. Выведите соотношение (5.29).

5.17. Расскажите, как были найдены установленные в настоящее время верхние пределы масс для следующих частиц:

- электронного нейтрино,
- мюонного нейтрино.
- Как можно улучшить оценку верхнего предела массы для мюонного нейтрино?

5.18. Какими методами можно экспериментально проверить стабильность электронов? Попытайтесь набросать схему простого эксперимента и оцените нижний предел времени жизни, который можно было бы установить в вашем эксперименте.

5.19. Какова была специальность профессора Мориарти и куда он в конце концов исчез?

5.20. Расскажите об экспериментальных фактах, которые заставили Паули постулировать существование нейтрино.

5.21. Ядро ^{64}Cu превращается с вероятностью 62% в ядро ^{64}Ni и с вероятностью 38% в ядро ^{64}Zn . Определенный экспериментально полупериод распада ядра ^{64}Cu составляет 12,8 ч. Спектрометр (комбинация магнита со сцинтилляционным счетчиком) настроен на регистрацию только электронных распадов с превращением в ядро ^{64}Zn . Через какое время интенсивность этого распада уменьшится вдвое?

5.22. Выведите соотношение (5.33).

5.23. Найдите фурье-образ функции

$$f(x) = \begin{cases} 1, & |x| < a, \\ 0, & |x| > a. \end{cases}$$

5.24. Найти фурье-образ функции

$$f(x) = \begin{cases} 0, & x < -1, \\ \frac{1}{2}, & -1 < x < 1, \\ 0, & x > 1. \end{cases}$$

5.25. Выведите формулу (5.42).

5.26. Уровень ядра ^{57}Fe , при распаде которого испускается γ -квант с энергией 14,4 кэВ, имеет время жизни 98 нс. Вычислите в эВ полную ширину Г этого уровня на половине максимума.

5.27. Выведите формулу (5.44).

5.28. Опишите методы измерения времен жизни порядка

- а) 10^6 лет,
- б) 1 с,
- в) 10^{-8} с,
- г) 10^{-12} с,
- д) 10^{-20} с.

5.29. Предположительно считают, что р-частица дает вклад в силы адронного взаимодействия между адронами. Вычислите радиус действия этих сил.

5.30. Какие опыты вы могли бы предложить для проверки того, является ли мюон тем квантумом, который был предсказан Юкавой? Сопоставьте предложенный вами опыт с тем, который в действительности был осуществлен и привел к заключению, что мюон — это не частица Юкавы. (См. [40, 41].)

5.31. Удовлетворяется ли для электрона, входящего в состав атома, соотношение (1.2)?

5.32. Расскажите, как можно определить заряд ядра Z в экспериментах

- а) по рассеянию рентгеновских лучей на ядрах,
- б) по наблюдению характеристических рентгеновских спектров.

5.33. До открытия нейтрона думали, что ядро состоит из A протонов и $A - Z$ электронов. Какие вы можете высказать соображения, отвергающие эту гипотезу?

5.34. При какой кинетической энергии пиона становится возможной реакция $p\pi^- \rightarrow \Lambda^0 K^0$ (иными словами, найдите порог этой реакции).

5.35. Укажите две реакции, в которых может образовываться частица Ξ^- . Вычислите соответствующие пороговые значения энергий.

5.36.

а. Выведите формулу (5.55).

б. Изобразите зависимость коэффициента пропускания T от E для одномерной потенциальной ямы с параметрами $(2mV_0)^{1/2}a/\hbar = 100$.

5.37. Рассмотрите одномерную потенциальную яму с параметрами $a = 10^{-14}$ м и $V_0 = -100$ МэВ. Найдите (численно или графически) два самых низких уровня энергии протона в такой потенциальной яме.

5.38. Рассмотрите потенциальную яму, показанную на фиг. 5.38.

а. Укажите область энергий, где существуют связанные состояния.



Фиг. 5.31.

б. Как движется частица, обладающая энергией, превышающей V_∞ ?

5.39. Для проведения эксперимента, рассмотренного в § 11 настоящей главы, требуется иметь железо, обогащенное ядром ^{58}Fe .

а. Как получают такое обогащенное железо?
б. Какова коммерческая цена 1 мг железа, обогащенного ^{58}Fe ?

5.40. При упругом и неупругом рассеянии часть энергии налетающей частицы передается частице-мишени в виде энергии отдачи.

а. Рассмотрите реакцию $^{58}\text{Fe}(p, p') ^{58}\text{Fe}^*$. Предположите, что налетающие протоны обладают энергией 7 МэВ и что рассеивающийся протон наблюдают в лаборатории под углом 130° к направлению исходного протонного пучка. Пусть изучается процесс возбуждения первого возбужденного состояния $^{58}\text{Fe}^*$. Какова энергия рассеянного протона?

б. Предположите, что вы пытаетесь возбудить первое резонансное состояние нуклона $N^*(1236)$ при неупругом рассеянии протонов на протонах и что кинетическая энергия протонов исходного протонного пучка составляет 1 ГэВ. Каков максимальный угол рассеяния, при котором может еще наблюдаться рассеянный про-

тон? При какой энергии будет лежать пик неупругого рассеяния протонов, идущих под этим углом?

5.41. Расскажите о процессе резонансной флюoresценции.

- а. Что это за процесс?
- б. Как можно наблюдать процесс резонансной флюoresценции на ядрах?
- в. Какую информацию можно получить из этих наблюдений?

Цитированная литература

1. Pauli W., *Science*, **103**, 213 (1946). Перепечатано в сб.: *Collected Scientific Papers by Wolfgang Pauli*, eds. R. Kronig, V. Weisskopf, Wiley-Interscience, New York, 1964. (Имеется перевод в сб.: «Физические очерки», В. Паули, «Наука», М., 1975.)
2. Erwin A. R., March R., Walker W. D., West E., *Phys. Rev., Lett.*, **6**, 628 (1961).
3. Beth R. A., *Phys. Rev.*, **50**, 115 (1936). Перепечатано в сб.: *Quantum and Statistical Aspects of Light*, Amer. Inst. Phys., New York, 1963.
4. Allen P. J., *Amer. Journ. Phys.*, **34**, 1185 (1964).
5. Weidner R. T., Sells R. L., *Elementary Classical Physics*, Allyn and Bacon, Boston, 1965.
6. Wigner E. P., *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 255 (1957). (Имеется перевод в книге: Е. Вигнер, Этуль о симметрии, «Мир», М., 1971.)
7. Doyle A. C., *The Complete Sherlock Holmes*, Doubleday New York, 1953.
8. Wu C. S., *The Neutrino*, в сб.: *Theoretical Physics in the Twentieth Century*, eds. M. Fierz, V. Weisskopf, Wiley-Interscience, New York, 1960. (Имеется перевод в книге: Теоретическая физика 20 века, ИЛ, 1962.)
9. Anderson C. D., *Amer. Journ. Phys.*, **29**, 825 (1961).
10. Yang C. N., *Elementary Particles*, Princeton University Press, Princeton, N.J., 1961.
11. Standard Mathematical Tables, Chemical Rubber Co., Cleveland, Ohio.
12. Erdelyi A., Magnus W., Oberhettinger F., Tricomi F. G., *Tables of Integral Transforms*, McGraw-Hill, New York, 1954.
13. Chandrasekhar S., *Amer. Journ. Phys.*, **40**, 224 (1972).
14. Bilaniuk O. M., Sudarshan E. C. G., *Phys. Today*, **22**, 43 (May 1969).
15. Feinberg G., *Phys. Rev.*, **159**, 1089 (1967).
16. Yukawa H., *Proc. Math. Soc. Jap.*, **17**, 48 (1935).
17. Brink D. M., *Nuclear Forces*, Pergamon, New York, 1965.
18. Lattes C. M. G., Muirhead H., Occhialini G. P. S., Powell C. F., *Nature*, **159**, 694 (1947).
19. Chadwick J., *Nature*, **129**, 312 (1932), *Proc. Roy. Soc. (London)*, A136, 692 (1932).
20. Livesey D. L., *Atomic and Nuclear Physics*, Blaisdell, 1966.
21. Bohm D., *Quantum Theory*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1951, ch. 11, 12. (Имеется перевод: Д. Бом, Квантовая теория, «Наука», М., 1965.)
22. Sperduto A., Buechner W. W., *Phys. Rev.*, **134**, B142 (1964).
23. Anderson H. L., Fermi E., Long E. A., Nagle D. E., *Phys. Rev.*, **85**, 936 (1952).
24. Brueckner K. A., *Phys. Rev.*, **86**, 106 (1952).
25. Lederer C. M., Hollander J. M., Perlman I., *Table of Isotopes*, Wiley, New York, 1968.
26. Nuclear Data Tables, Academic Press.
27. Nuclear Data Sheets, Academic Press.
28. Nuclear Spectroscopy, ed. F. Ajzenberg-Selove, Academic Press, New York, 1960, Vol. I, II.
29. Experimental Nuclear Physics, ed. E. Segrè, Wiley, New York, 1953, 1959, Vol. I—III.
30. Methods of Experimental Physics, eds. L. C. L. Yuan and C. S. Wu, Academic Press, New York, 1963, Vol. 5.
31. Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, ed. K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam, 1965, Vol. I, II.

32. Giacomelli G., Progr. Nucl. Phys., **12**, Part 2, 77 (1970).
33. Tripp R. D., Spin and Parity Determination of Elementary Particles, Ann. Rev. Nucl. Sci., **15**, 325 (1965).
34. Butterworth I., Boson Resonances, Ann. Rev. Nucl. Sci., **19**, 179 (1969).
35. Proceedings of the Heidelberg International Conference on Elementary Particles, ed. H. Filthuth, North-Holland, Amsterdam, 1968.
36. Proceedings of the 14th International Conference of High-Energy Physics, eds. J. Prentki and J. Steinberger, CERN, Geneva, 1968.
37. Scully M. O., Sargent M. III, The Concept of the Photon, Phys. Today, **25**, March 1972, p. 38.
38. Sargent M. III, Scully M. O., Lamb W. E., Jr., Laser Physics, London, 1974.
39. Pound R. V., Snider J. L., Phys. Rev., **140B**, 788 (1965.)
40. Conversi M., Pancini E., Piccioni O., Phys. Rev., **71**, 209 (1947).
41. Fermi E., Teller E., Weisskopf V. F., Phys. Rev., **71**, 314 (1947).

6

СТРУКТУРА СУБАТОМНЫХ ЧАСТИЦ

В гл. 5 обитателей субатомного зоопарка мы расклассифицировали по типу взаимодействий, по симметрии и по величине массы. В данной главе мы займемся более подробным изучением отдельных частиц. В частности, исследуем структуру основных состояний некоторых ядер, заряженных лептонов и нуклонов.

Что же мы имеем в виду, говоря о *структуре основного состояния*? Для атомов ответ знаком каждому: под структурой атома понимают пространственное распределение в нем электронов, и описывается оно волновой функцией основного состояния. Для атома водорода, например, если пренебречь спином электрона, плотность вероятности $\rho(x)$ найти электрон в точке x дается выражением

$$\rho(x) = \psi^*(x) \psi(x), \quad (6.1)$$

где $\psi(x)$ — значение волновой функции электрона в точке x . Плотность электрического заряда в основном состоянии атома водорода в точке x равна $e\rho(x)$, т. е. плотность заряда прямо пропорциональна плотности вероятности найти электрон в данной точке в атоме. В действительности мы должны изучать структуру не только основного состояния, но и возбужденных состояний, и мы полностью можем ее установить, если только нам известны волновые функции всех возможных стационарных атомных состояний. Вместе с тем в данной главе мы ограничимся обсуждением только структуры основных состояний.

Для ядер говорить о распределении электрического заряда по их объему также имеет смысл, однако в отличие от атомов в ядрах распределения заряда и массы уже не идентичны. Для нуклона, возникает, кроме того, дополнительная проблема. Импульсы, необходимые для изучения структуры нуклона, столь велики, что нуклоны, первоначально находящиеся в состоянии покоя, испытывают столь сильную отдачу, что начинают двигаться

со скоростями, близкими к скорости света. По этой причине очень трудно из наблюдаемых эффективных сечений рассеяния вычислять распределение заряда в нуклоне. Для обхода этой трудности структуру нуклона экспериментально описывают при помощи так называемых *формфакторов*. Хотя требуется некоторое время, чтобы привыкнуть к такой концепции, она более непосредственно связана с экспериментальной информацией, чем форма распределения электрического заряда. У *лептонов* до сих пор вообще не было найдено никакой структуры, даже при изучении их на самых малых расстояниях — менее 10^{-14} см. Они выглядят истинными *точечными* частицами Дирака.

§ 1. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

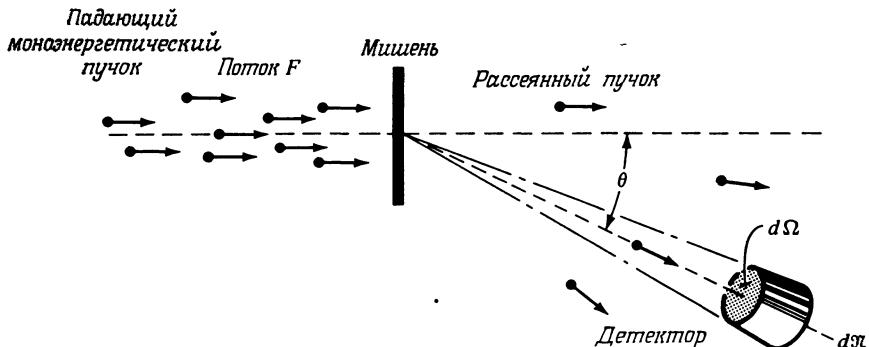
Эксперименты по упругому рассеянию дают много для исследования структуры субатомных частиц. В чем же отличие таких исследований от спектроскопических, о которых речь шла в гл. 5? Резкого различия указать, конечно, нельзя, но нужно иметь в виду следующее. И в тех, и в других исследованиях используются практически одинаковые установки типа изображенной на фиг. 5.25. В спектроскопических исследованиях задается угол рассеяния и изучается спектр масс или энергий частиц, рассеиваемых под этим углом. Уровни энергии исследуемых ядер можно определить по экспериментальным данным, подобным тем, что приведены на фиг. 5.26. В экспериментах же по изучению структуры частиц (т. е. упругих формфакторов) детектируется только пик упругого рассеяния, причем исследуется зависимость интенсивности этого пика от угла рассеяния. (Отметим, что энергия, соответствующая пику упругого рассеяния, меняется с изменением угла рассеяния по той причине, что часть энергии налетающей частицы передается в виде энергии отдачи частице-мишени. Детектор поэтому необходимо каждый раз соответствующим образом настраивать при переходе к другому углу.) По наблюдаемой кривой зависимости интенсивности пика от угла вычисляют кривую дифференциального эффективного сечения рассеяния на разные углы. Строгое определение последней величины мы дадим в § 2 настоящей главы. Из дифференциального эффективного сечения можно извлечь полезную информацию о структуре частицы-мишени.

В 1911 г. Резерфорд наблюдал упругое рассеяние α -частиц на ядрах. Он обнаружил малые отклонения от закона рассеяния, выведенного для точечных ядер, поэтому ему пришла хорошая мысль — ядра имеют конечные размеры [1]. В дальнейшем было проведено много подобных исследований с адронами, которые бомбардировались главным образом α -частицами или протонами. Эти эксперименты, однако, обладают серьезным недостатком: эффекты, обусловленные размерами ядра, налагаются на эффекты, обусловленные ядерными силами, и их надо суметь разделить. Эксперименты, проводимые с *лептонами*, используемыми в качестве частиц-снарядов, лишены

подобного недостатка, и в настоящее время наиболее детальная информация о распределении электрического заряда в ядрах получена с помощью именно электронных и мюонных пучков.

§ 2. ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Столкновения представляют собой наиболее важные процессы, используемые для исследования структуры субатомных частиц. Конкретный тип



Фиг. 6.1. Падающий моноэнергетический пучок рассеивается на мишени. Счетчик, регистрирующий рассеянные частицы, расположен под углом θ к направлению падающего пучка и охватывает телесный угол $d\Omega$. Счетчик детектирует dN частиц в единицу времени.

столкновений обычно характеризуют так называемым эффективным сечением рассеяния. Для формального определения этой величины предположим, что моноэнергетический пучок частиц (т. е. частиц вполне определенной энергии) падает на мишень (фиг. 6.1). Поток падающих частиц F определяется как число частиц, пересекающих единичную площадку, расположенную перпендикулярно пучку, в единицу времени. Если пучок однороден и содержит n_i частиц в единице объема, движущихся со скоростью v относительно покоящейся мишени, то поток равен

$$F = n_i v. \quad (6.2)$$

В большинстве расчетов число падающих частиц нормируют, т. е. считают, что на одну частицу приходится некоторый заданный объем V . Число частиц в единице объема в падающем пучке n_i тогда равно $1/V$. Пусть частицы, рассеиваемые мишенью, регистрируются счетчиком, в который попадают все частицы, рассеиваемые мишенью на угол θ в пределах некоторого телесного угла $d\Omega$. Число регистраций частиц dN в таком счетчике в единицу времени

пропорционально величине потока F падающих частиц, телесному углу $d\Omega$ и числу N независимых рассеивающих центров, имеющихся в мишени и находящихся на пути падающего пучка¹⁾:

$$d\mathfrak{N} = FN\sigma(\theta) d\Omega. \quad (6.3)$$

Коэффициент пропорциональности обозначается через $\sigma(\theta)$; он называется *дифференциальным эффективным сечением рассеяния*; мы можем написать

$$\sigma(\theta) d\Omega = d\sigma(\theta), \text{ т. е. } \sigma(\theta) = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}. \quad (6.4)$$

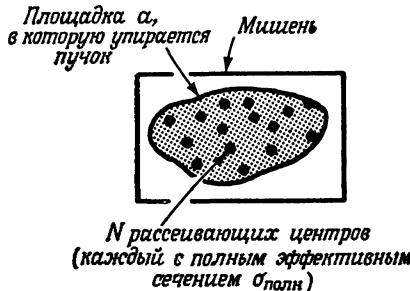
Полное число частиц, рассеиваемых мишенью в единицу времени, можно получить, проинтегрировав (6.3) по всем значениям телесного угла:

$$\mathfrak{N}_{\text{расс}} = FN\sigma_{\text{полн}}, \quad (6.5)$$

где величина

$$\sigma_{\text{полн}} = \int \sigma(\theta) d\Omega \quad (6.6)$$

называется *полным эффективным сечением рассеяния*. Формула (6.5) говорит о том, что полное сечение имеет размерность площади. Обычно принято



Фиг. 6.2. Площадка a мишени, в которую упирается падающий пучок. В объеме мишени, вырезаемой этой площадкой, имеется N рассеивающих центров, для каждого из которых полное эффективное сечение равно $\sigma_{\text{полн}}$.

выражать эффективные сечения рассеяния субатомных частиц в барнах (б) или в единицах десятичнократных барнам, причем

$$16 = 10^{-24} \text{ см}^2 = 100 \text{ фм}^2. \quad (6.7)$$

Смысл величины $\sigma_{\text{полн}}$ можно лучше понять, рассчитав долю частиц падающего пучка, испытавших рассеяние на мишени. На фиг. 6.2 изображена мишень, рассматриваемая вдоль направления падающего пучка. Площадка a

¹⁾ Здесь предполагается, что каждая частица из падающего на мишень пучка испытывает не более одного рассеяния и что каждый центр рассеяния действует независимо от других центров.

мишени, в которую упирается падающий пучок, содержит N рассеивающих центров. Полное число падающих на площадку a частиц в единицу времени дается выражением

$$\mathfrak{N}_{\text{пад}} = Fa,$$

с полное число рассеиваемых частиц — выражением (6.5). Следовательно, отношение числа всех рассеянных мишенью частиц к числу падающих частиц оставляет

$$\frac{\mathfrak{N}_{\text{расс}}}{\mathfrak{N}_{\text{пад}}} = \frac{N \sigma_{\text{полн}}}{a}. \quad (6.8)$$

Эта формула непосредственно показывает, что если не происходит никаких процессов многократного рассеяния, то доля частиц падающего пучка, которые подвергаются рассеянию, равна доле площади мишени, занятой рассеивающими центрами. Следовательно, величина $N \sigma_{\text{полн}}$ должна быть равна полной площади всех рассеивающих центров, а величина $\sigma_{\text{полн}}$ — площади одного центра рассеяния. Подчеркнем, что $\sigma_{\text{полн}}$ представляет собой эффективную площадь, имеющую отношение только к процессу рассеяния. Эта площадь зависит от типа сталкивающихся частиц и их относительных энергий; только случайно она может оказаться равной геометрической площади поперечного сечения объема частицы, являющейся центром рассеяния.

Заметим, что если n — число рассеивающих центров в единице объема вещества мишени, d — толщина мишени, а a — площадь, пересекаемая пучком, то число центров рассеяния N определяется формулой

$$N = and.$$

Если мишень образуют ядра с атомным весом A и она имеет плотность ρ , то объемная плотность центров рассеяния n в ней выражается в виде

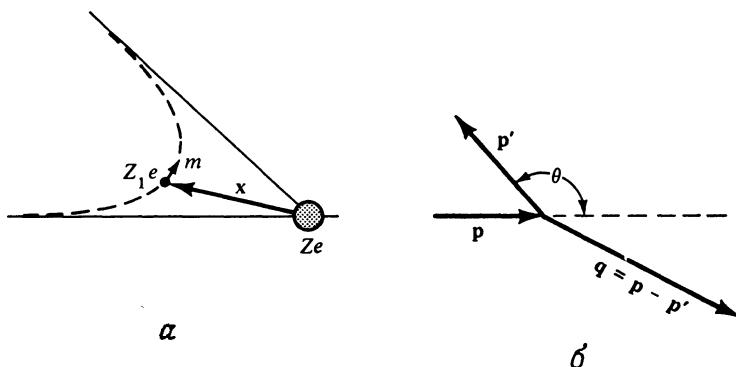
$$n = \frac{N_0 \rho}{A}, \quad (6.9)$$

где N_0 — число Авогадро, равное $6,0222 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$.

§ 3. ФОРМУЛЫ РЕЗЕРФОРДА И МОТТА

Классическая картина упругого рассеяния α -частицы кулоновским полем ядра с зарядом Ze изображена на фиг. 6.3. Такой процесс носит название *резерфордовского рассеяния*, если считать ядро не имеющим спина (α -частица спина не имеет). Эффективное сечение частицы с нулевым спином бесспиновым ядром можно вычислить по классической или по квантовой механике: результат получается одинаковый. Мы придем к знаменитой формуле Резерфорда. *Формула Резерфорда для эффективного сечения рассеяния* представ-

ляет собой одно из немногих соотношений, которые можно перенести из классической механики в квантовую без каких-либо изменений, и этим фактам сам Резерфорд очень гордился¹⁾.



Фиг. 6.3. Резерфордовское рассеяние. *а* — классическая траектория частицы с зарядом Z_1e , рассеивающейся в поле тяжелого ядра с зарядом Ze ; *б* — представление акта рассеяния в импульсном пространстве.

Самый быстрый способ вывода формулы Резерфорда для дифференциального эффективного сечения основан на использовании *первого борновского приближения*. Всякое дифференциальное эффективное сечение можно записать в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\mathbf{q})|^2, \quad (6.10)$$

где $f(\mathbf{q})$ называется амплитудой рассеяния, а \mathbf{q} — передаваемым при рассеянии импульсом:

$$\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'; \quad (6.11)$$

здесь \mathbf{p} — импульс падающей частицы, а \mathbf{p}' — импульс частицы рассеянной. В случае упругого рассеяния величина переданного импульса, как это непосредственно видно из фиг. 6.3, *б*, связана с углом рассеяния θ соотношением

$$q = 2p \sin \frac{1}{2} \theta. \quad (6.12)$$

В первом борновском приближении предполагается, что и падающую, и рассеянную частицы можно описать плоской волной. Амплитуду рассеяния

1) Резерфорд презирал сложные теории и обычно говорил, что хороша только такая теория, которую может понять буфетчица. (см. [2].)

в таком случае можно записать в виде¹⁾

$$f(\mathbf{q}) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int V(x) e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}/\hbar} d^3x. \quad (6.13)$$

Здесь $V(x)$ — потенциал, на котором происходит рассеяние. Если он сферически-симметричен, то в формуле (6.13) можно провести интегрирование по углам, и амплитуда рассеяния приобретет вид

$$f(q^2) = -\frac{2m}{\hbar q} \int_0^\infty dx x \sin\left(\frac{qx}{\hbar}\right) V(x). \quad (6.14)$$

Здесь $x = |\mathbf{x}|$. Поскольку амплитуда f уже не зависит от направления переданного импульса \mathbf{q} , а зависит лишь от его величины, то теперь можно считать, что $f = f(q^2)$.

В случае резерфордовского рассеяния потенциал $V(x)$ является кулоновским²⁾. Потенциал кулоновского взаимодействия между двумя точечными зарядами q_1, q_2 , расположеннымими на расстоянии x , как известно, имеет вид

$$V(x) = \frac{q_1 q_2}{x}.$$

В реальном эксперименте по рассеянию, показанном на фиг. 6.3, надо принимать во внимание, что ядро окружено облаком атомных электронов, которое частично экранирует заряд ядра Ze . Наличие этого экранирования можно учесть, взяв для потенциала выражение

$$V(x) = \frac{Z_1 Ze^2}{x} \exp(-x/a), \quad (6.15)$$

где a — длина порядка атомных размеров. Подставив потенциал (6.15) в интеграл (6.14) и вычислив этот интеграл, для амплитуды рассеяния получаем формулу

$$f(q^2) = -\frac{2m Z_1 Ze^2}{q^2 + (\hbar/a)^2}. \quad (6.16)$$

В экспериментах по рассеянию, проводимых с целью изучения структуры ядер, переданный импульс q по порядку величины составляет несколько

¹⁾ Формулу (6.10) и формулу первого борновского приближения (6.13) мы здесь приводим без вывода. Это упущение мы позже исправим [объясним, как вывести эти формулы одним способом (§ 8 настоящей главы) и другим (задача 10.3)]. Читатели, которые не встречались еще с формулами (6.10) и (6.13), должны просто принять их на веру и читать книгу дальше, а затем позже изучить их вывод. Выводы этих формул подробно описаны в книгах Айсберга, § 15.3, Мерубахера, § 11.4, и Парка, § 9.3.

²⁾ В первоначальных опытах Резерфорда падающими частицами были α -частицы, т. е. адроны. Если они проходят достаточно близко от ядра, то необходимо принимать во внимание, кроме кулоновского, адронное взаимодействие. Здесь, однако, мы будем рассматривать опыты, в которых на ядра падают не α -частицы, а электроны, и поэтому никаких проблем с адронными взаимодействиями у нас не возникнет.

M_eV/c , поэтому слагаемым $(\hbar/a)^2$ в знаменателе формулы (6.16) можно спокойно пренебречь. Подставляя теперь (6.16) в (6.10), мы сразу получаем формулу Резерфорда для дифференциального эффективного сечения рассеяния:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Резерфорд}} = \frac{4m^2 (Z_1 Z e^2)^2}{q^4}. \quad (6.17)$$

Формула Резерфорда (6.17), как мы видим, основана на ряде допущений, из которых наиболее важными являются следующие четыре:

1. Справедливо борновское приближение.
2. Частица-мишень имеет достаточно большую массу и не приобретает энергию в результате столкновения (т. е. не испытывает отдачи).
3. Падающая частица и частица-мишень бесспиновые.
4. Падающая частица и частица-мишень не обладают структурой; их можно считать точечными частицами.

Нам необходимо либо обосновать эти четыре ограничения, либо постараться их снять. Мы проведем обоснование первых двух допущений, а вторые два фактически снимем.

1. В борновском приближении предполагается, что падающую и рассеянную частицы можно описать плоскими волнами. Такое предположение оправдано тогда и только тогда, когда имеет место неравенство:

$$\frac{Z_1 Z e^2}{\hbar c} \leqslant 1. \quad (6.18)$$

Если неравенство (6.18) не выполняется, то необходимо проводить более сложные рассуждения (анализировать фазовые сдвиги или вычислять высшие борновские поправки [3]). Все существенные физические моменты можно, однако, понять при использовании первого борновского приближения, которым мы здесь и ограничимся.

2. Заметим, что здесь мы рассматриваем только упругое рассеяние, т. е. частица-мишень остается после рассеяния в своем основном состоянии и не приобретает никакой энергии возбуждения. Более того, она считается настолько тяжелой, что можно пренебречь и ее энергией отдачи. Вместе с тем, как это видно из фиг. 6.3, б, частице-мишени при этих условиях можно передать очень большой импульс. На первый взгляд столкновение с передачей большого импульса при пренебрежимо малой передаче энергии может показаться нереальным. Простое рассуждение, однако, убедит и самого недоверчивого читателя в возможности такого столкновения. Представьте себе автомобиль (или мотоцикл), несущимся прямо на бетонную стену. Если стена достаточно прочная, то она воспримет от автомобиля (мотоцикла) весь его импульс, но получит при этом весьма небольшую энергию. Здесь мы в основном интересуемся рассеянием электронов на ядрах и на нуклоне. Для этого рассеяния допущение 2, как правило, справедливо, поскольку отношение энергии падающего электрона к энергии покоя частицы-мишени

обычно мало. При более высоких энергиях падающих электронов формулу Резерфорда надо подправить с учетом энергии отдачи нуклона или ядра. Сечение, вычисленное по исправленной формуле, ведет себя примерно так же, как и сечение, вычисленное по формуле Резерфорда, так что поправок на отдачу мы здесь рассматривать не будем.

3. Как мы уже сказали, мы здесь в основном интересуемся экспериментами по рассеянию электронов на ядрах и нуклоне. В этих случаях следует учитывать, что падающие частицы обладают спинами. Рассеяние частиц со спином $1/2$ и зарядом $Z_1 = 1$ на бесспиновой частице-мишени рассмотрел Мотт. Для эффективного сечения он вывел так называемую формулу Мотта¹⁾:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = 4(Ze^2)^2 \frac{E^2}{(qc)^4} \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (6.19)$$

Здесь E — энергия падающего электрона, а $v = \beta c$ — его скорость. Слагаемое $\beta^2 \sin^2 \theta/2$ в скобках появляется из-за взаимодействия магнитного момента электрона с магнитным полем частицы-мишени. В системе отсчета, в которой мишень покойится, это поле отсутствует, однако в системе отсчета, в которой покоятся электрон, оно отлично от нуля. Это слагаемое для частицы со спином $1/2$ обращается в нуль при $\beta \rightarrow 0$, а при $\beta \rightarrow 1$ оно будет сравнимо с единицей в скобках в формуле (6.19), описывающей вклад от обычного кулоновского взаимодействия зарядов падающей частицы и частицы-мишени, поскольку при приближении скорости электрона к скорости света магнитные силы становятся равными по величине электрическим. В нерелятивистском пределе $\beta \rightarrow 0$ ($E \rightarrow mc^2$) формула Мотта для эффективного сечения, таким образом, переходит в формулу Резерфорда.

4. Нашей целью в настоящей главе является обсуждение структуры субатомных частиц, так что ограничение 4 должно быть снято. Его мы действительно снимем в следующем параграфе.

§ 4. ФОРМФАКТОРЫ

Как же изменится эффективное сечение рассеяния, если сталкивающиеся частицы обладают пространственной структурой? Лептоны мы рассмотрим в § 6 настоящей главы и придем к выводу, что они ведут себя во всех отношениях как точечные частицы. Этот факт делает их идеальными пробными частицами-снарядами. Таким образом, в формуле (6.19) требуется лишь учесть пространственные размеры частицы-мишени. Для простоты предположим здесь, что частица-мишень имеет сферически-симметричное распределение плотности. Тогда можно показать, что эффективное сечение рассеяния элек-

¹⁾ Сравнительно просто формула (6.19) выводится в статье Хоффстадтера [4]. Более полное доказательство читатель найдет в книге Бьеркена и Дрелла [5], стр. 106, или в книге Сакураи [6], стр. 193.

tronov на такой мишени имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Мотт}} |F(q^2)|^2. \quad (6.20)$$

Множитель $F(q^2)$ носит название *формфактора*, причем

$$q^2 = (\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 \quad (6.21)$$

представляет собой квадрат передаваемого импульса.

В субатомной физике формфакторы начинают играть все более и более существенную роль, ибо они представляют собой величины, с помощью которых наиболее удобно устанавливать связь между результатами экспериментальных наблюдений и теоретического анализа. Действительно, формула (6.20) показывает, что формфактор самым непосредственным образом связан с результатами экспериментальных измерений. Что же касается теоретического анализа, то здесь дело обстоит следующим образом. Рассмотрим субатомную систему, которую можно описать волновой функцией $\psi(\mathbf{r})$; последнюю можно найти из решения уравнения Шредингера. Точечный объект с зарядом Q создает в пространстве распределение плотности заряда $Q\rho(\mathbf{r})$, где $\rho(\mathbf{r})$ — нормированная плотность вероятности найти электрон в данной точке пространства. Следовательно, $\int d^3r \rho(\mathbf{r}) = 1$. Ниже будет показано, что формфактор, оказывается, равен фурье-образу плотности вероятности, т. е.

$$F(q^2) = \int \rho(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}/\hbar} d^3r. \quad (6.22)$$

Формфактор, при нулевом передаваемом импульсе, $F(0)$ обычно нормируется на 1 для заряженной частицы; однако для нейтральной $F(0) = 0$. Процедура, с помощью которой связывают экспериментально наблюдаемое эффективное сечение с результатами теории, может быть, таким образом, представлена в следующем виде:

Эксперимент . Сравнение

Теория

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rightarrow |F(q^2)| \Leftrightarrow F(q^2) \leftarrow \rho(\mathbf{r}) \leftarrow \psi(\mathbf{r}) \leftarrow \text{Уравнение Шредингера.}$$

В действительности отдельные этапы указанной процедуры могут оказаться сложнее, чем показано здесь, однако существенные моменты процедуры всегда остаются без изменений.

Все, что было сказано до сих пор, мы подкрепим теперь теоретическим расчетом. Рассмотрим в первом борновском приближении рассеяние бесспинового электрона на сферически-симметричном ядре конечных размеров (фиг. 6.4). Рассевающий потенциал $V(x)$ в формуле (6.13), взятый в точке, где находится электрон, образован вкладами от всех частей ядра. Каждый

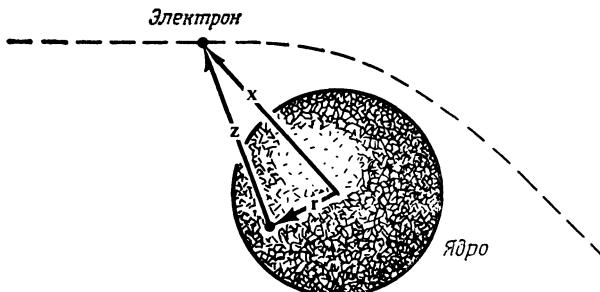
элемент объема ядра d^3r содержит внутри себя заряд $Z e \rho(r)$ d^3r и дает вклад

$$dV(x) = -\frac{Ze^2}{z} e^{-z/a} \rho(r) d^3r,$$

откуда

$$V(x) = -Ze^2 \int \rho(r) \frac{e^{-z/a}}{z} d^3r. \quad (6.23)$$

Вектор z , идущий от элемента объема d^3r к электрону, показан на фиг. 6.4.



Фиг. 6.4. Рассеяние точечного электрона на бесспиновом ядре с пространственным распределением заряда.

Подставляя $V(x)$ из (6.23) в формулу (6.13) и используя переменную $x = r + z$, получаем

$$f(\mathbf{q}^2) = \frac{mZe^2}{2\pi\hbar^2} \int d^3r e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}/\hbar} \rho(r) \int d^3x \frac{e^{-z/a}}{z} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{z}/\hbar}.$$

При фиксированном значении r величину d^3x можно заменить на d^3z . Интеграл по d^3z тогда оказывается в точности тем интегралом, с которым мы уже встречались при получении формулы (6.16), т. е.

$$\int d^3z \frac{e^{-z/a}}{z} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{z}/\hbar} = \frac{4\pi\hbar}{\mathbf{q}^2 + (\hbar/a)^2} \rightarrow \frac{4\pi\hbar}{\mathbf{q}^2}. \quad (6.24)$$

Интеграл по d^3r представляет собой формфактор, определяемый соотношением (6.22), причем эффективное сечение рассеяния $d\sigma/d\Omega = |f|^2$ принимает вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Резерфорд}} |F(\mathbf{q}^2)|^2. \quad (6.25)$$

Рассмотрение рассеяния электронов со спином на сферически-симметричном ядре конечных размеров проводится аналогично. При этом вместо формулы (6.25) получается формула (6.20). Нужно только помнить, что в формулу

(6.22) входит плотность $\rho(r)$, которая нормирована следующим образом:

$$\int \rho(r) d^3r = 1. \quad (6.26)$$

Формула (6.20) показывает, как модуль формфактора $|F(q^2)|$ можно определить экспериментально. Для этого необходимо измерить дифференциальное сечение рассеяния при нескольких углах рассеяния. Затем вычислить моттовское сечение при тех же углах. Отношение этих двух величин как раз даст значение $|F(q^2)|$. Переход от $F(q^2)$ к $\rho(r)$ не такой простой. В принципе соотношение (6.22) можно обратить, т. е. использовать формулу

$$\rho(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3q F(q^2) e^{-iq \cdot r/\hbar}. \quad (6.27)$$

Формулы (6.22) и (6.27) являются трехмерным обобщением формул преобразования Фурье (5.39) и (5.40). По формуле (6.27) мы могли бы вычислить распределение плотности вероятности $\rho(r)$, если бы величина $F(q^2)$ была известна при всех значениях q^2 . Экспериментально, однако, максимальный передаваемый импульс q ограничен, так как он не может быть больше импульса падающей частицы. Кроме того, ниже мы покажем, что эффективное сечение рассеяния становится очень малым при больших значениях q^2 , что очень затрудняет задачу экспериментального определения величины $F(q^2)$. Поэтому на практике формулой (6.27) не пользуются, а считают распределение плотности заранее известным с точностью до некоторого числа свободно варьируемых параметров, которые определяются путем вычисления $F(q^2)$ по формуле (6.22) и подгонки к экспериментально измеренным формфакторам¹⁾.

Для того чтобы несколько пояснить физический смысл формфактора и функции распределения вероятности, мы свяжем теперь величину $F(q^2)$ с радиусом рассматриваемого ядра и укажем некоторые примеры соотношений между формфактором и распределением вероятности. При $qR \ll 1$, где R — примерно равно радиусу ядра, экспоненту в формуле (6.22) можно разложить и формфактор $F(q^2)$ представить в виде

$$F(q^2) = 1 - \frac{1}{6\hbar^2} q^2 \langle r^2 \rangle + \dots, \quad (6.28)$$

¹⁾ В связи с процедурой, указанной после формулы (6.22), стоит сказать об одной известной проблеме. Из опыта получается не сам формфактор, а квадрат абсолютной величины формфактора. В частности та же самая проблема возникает при определении структуры молекул и кристаллов по дифракции рентгеновских лучей, т. е. в рентгеноструктурном анализе. Для получения более полной информации о формфакторах надлежит исследовать интерференционные эффекты. При рентгеноструктурных исследованиях больших молекул интерференция исследуется методом «введения» тяжелого атома, например атома золота, в молекулу; при этом фиксируется изменение рентгенограммы. Хотелось бы использовать эту идею и в субатомной физике, но как?

где $\langle r^2 \rangle$ определяется соотношением

$$\langle r^2 \rangle = \int d^3r r^2 \rho(r) \quad (6.29)$$

и называется среднеквадратичным радиусом ядра. При малых значениях передаваемого импульса измеряются лишь нулевой и второй моменты распределения заряда в ядре, а информацию о более тонких деталях строения ядра получить нельзя.

Если плотность вероятности является гауссовой

$$\rho(r) = \rho_0 e^{-(r/b)^2}, \quad (6.30)$$

то формфактор легко вычислить, и он дается формулой

$$F(q^2) = e^{-q^2 b^2 / 4\hbar^2}, \quad \langle r^2 \rangle = \frac{3}{2} b^2, \quad (6.31)$$

причем, чем меньше b , тем все лучше распределение такого вида будет описывать точечный заряд, а формфактор будет стремиться к единице. Это как раз тот предельный случай, с которого мы начинали наше рассмотрение. В табл. 6.1 приведены некоторые плотности вероятности и соответствующие формфакторы.

Таблица 6.1

Плотности вероятности и соответствующие им формфакторы для некоторых однопараметрических распределений заряда [7]

| Плотность вероятности $\rho(r)$ | Формфактор $F(q^2)$ |
|---|---|
| $\delta(r)$ $\rho_0 e^{-r/a}$ $\rho_0 e^{-(r/b)^2}$ ρ_0 при $r \leq R$ 0 при $r > R$ | 1 $(1 + q^2 a^2 / \hbar^2)^{-2}$ $e^{-q^2 b^2 / 4\hbar^2}$ $\frac{3 [\sin(q R / \hbar) - (q R / \hbar) \cos(q R / \hbar)]}{(q R / \hbar)^3}$ |

Скажем теперь о зависимости формфактора от других величин, кроме q^2 . Формула (6.22) говорит о том, что $F(q^2)$ зависит только от квадрата импульса, передаваемого падающей частицей частице-мишени, т. е. не зависит, в частности, от энергии падающей частицы. Таким образом, функцию $F(q^2)$, зависящую от q^2 , можно определить, используя частицы-снаряды различных энергий. Согласно выражению (6.12), для этого необходимо лишь соответствующим образом подбирать области углов рассеяния, чтобы получать искомые значения величины $F(q^2)$. Кстати, тот факт, что формфактор $F(q^2)$ зависит лишь от q^2 , справедлив только в первом борновском приближении;

он не имеет места в более высоких приближениях. Этим обстоятельством можно воспользоваться для проверки справедливости первого борновского приближения при описании того или иного процесса рассеяния.

§ 5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Изучение структуры ядра с помощью рассеяния на нем электронов началось с пионерских работ Хоффштадтера и его сотрудников [8]. Схема использованной ими установки похожа на изображенную на фиг. 5.25. Электронный ускоритель дает интенсивный пучок электронов с энергией от 250 МэВ до нескольких ГэВ. Электроны такого пучка транспортируются в камеру, где они направляются на мишень и рассеиваются. Интенсивность пика упругого рассеяния электронов определяется как функция угла рассеяния. На фиг. 6.5 показаны экспериментально измеренные дифференциальные эффективные сечения рассеяния электронов с энергией 750 МэВ на мишенях-ядрах ^{40}Ca и ^{48}Ca . Сплошные кривые проведены по экспериментальным данным. По ним можно рассчитывать значения $|F(q^2)|$, а по последним — получать информацию о распределении электрического заряда в ядрах.

Наиболее грубо распределение заряда в ядре описывает однопараметрическая функция, например соответствующая однородному гауссовому распределению. Такие распределения приводят, однако, к плохому совпадению с экспериментальными данными, и поэтому простейшим приемлемым приближением считается двухпараметрическое распределение Ферми:

$$\rho(r) = \frac{N}{1 + e^{(r-c)/a}}, \quad (6.32)$$

где N — нормировочная постоянная, а c и a — параметры, описывающие структуру ядра. Распределение Ферми показано на фиг. 6.6; c называется радиусом полуплотности, а t — толщиной поверхности ядра. Входящий в формулу (6.32) параметр a связан с параметром t соотношением

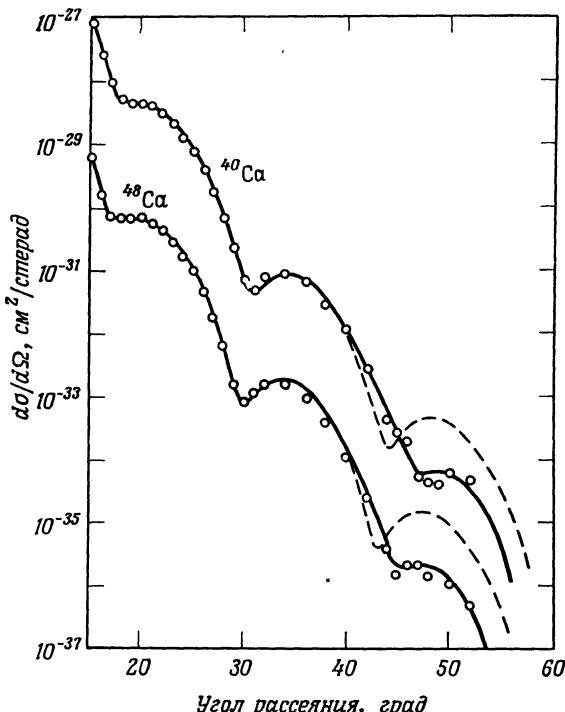
$$t = (4 \ln 3) a. \quad (6.33)$$

Результаты многочисленных экспериментов можно систематизировать на основании значений параметров, определяемых формулами (6.29) и (6.32).

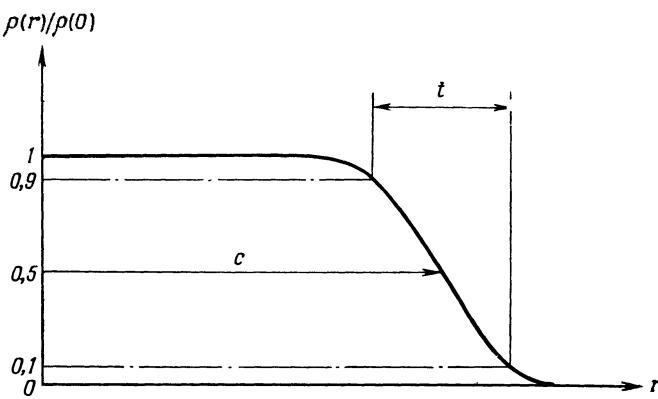
1. Для средних по весу и тяжелых ядер среднеквадратичный радиус распределения заряда можно с хорошим приближением представить формулой

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = 0,94 \text{ фм}, \quad (6.34)$$

где A — массовое число ядра (число нуклонов в нем). Отсюда непосредственно видно, что объем ядра пропорционален числу нуклонов, и, следовательно, плотность ядерного вещества можно считать приближенно постоянной. Атом-



Фиг. 6.5. Зависимость дифференциального эффективного сечения рассеяния пучка электронов с энергией 750 МэВ на ядрах изотопов Са от угла рассеяния [9]. Эффективное сечение для ^{40}Ca увеличено в 10 раз, а для ^{48}Ca уменьшено в 10 раз.



Фиг. 6.6. Функция распределения Ферми для плотности электрического заряда в ядре. c — радиус на половине плотности, t — толщина поверхности.

ные ядра ведут себя подобно твердым телам или жидким каплям и совсем не похожи на атомы.

2. Радиус полуплотности и толщина поверхности ядра приближенно даются формулами

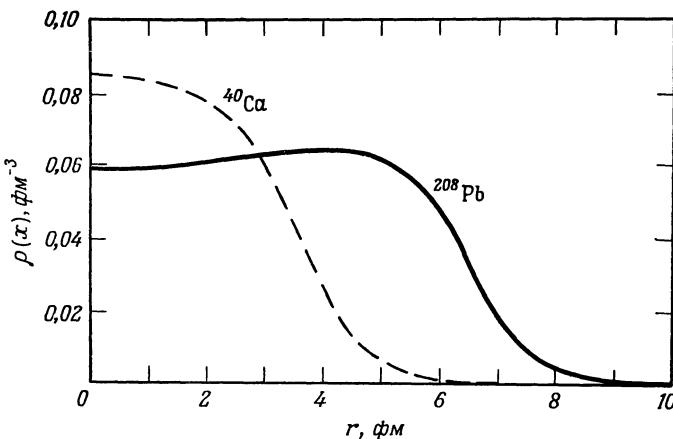
$$c(\text{фм}) = 1,18A^{1/3} - 0,48, \quad (6.35)$$

$$t \approx 2,4 \text{ фм.}$$

Из них получается следующее значение плотности нуклонов в центре ядра:

$$\rho_n \approx 0,17 \text{ нуклонов/фм}^3. \quad (6.36)$$

Такое значение приближенно должна иметь плотность ядерного вещества, т. е. плотность, которую, по предположению, имело бы бесконечно протяженное по размерам ядро (без учета влияния его поверхности).



Фиг. 6.7. Распределение нуклонов для ядер ${}^{40}\text{Ca}$ и ${}^{208}\text{Pb}$, полученное из экспериментов по рассеянию электронов (неопубликованные данные Д. Г. Равенхолла).

3. Истинное распределение электрического заряда в ядре более сложное, чем описываемое двухпараметрическим распределением Ферми. В частности, плотность внутри ядра не является постоянной, как это предполагается в распределении (6.32); она может и возрастать, и убывать в направлении к центру. Два таких случая показаны на фиг. 6.7.

4. В научной литературе, относящейся к тому времени, когда форма ядер еще не была достаточно хорошо известна, было принято несколько иное определение радиуса ядра. Предполагалось, что ядро обладает однородной плотностью и некоторым определенным радиусом R . Из формулы

лы (6.29) следует, что тогда R^2 и наша величина $\langle r^2 \rangle$ связаны соотношением

$$\langle r^2 \rangle = 4\pi \int_0^R \frac{3r^4 dr}{4\pi R^3} = \frac{3}{5} R^2, \quad (6.37)$$

где R приближенно определяется формулой

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad R_0 = 1,2 \text{ фм.} \quad (6.38)$$

В этом параграфе мы лишь очень бегло познакомились со структурой атомных ядер. На самом деле в настоящее время о структуре ядер известно значительно больше: исследованы более тонкие детали и получены данные об очень большом числе ядер. Представляется, что в самом ближайшем будущем наше знание структуры ядер станет значительно полнее. Отметим, наконец, в заключение (и об этом всегда следует помнить), что информация, получаемая в экспериментах по рассеянию заряженных лептонов на ядрах, относится к распределению электрического заряда и электрического тока в ядрах и что соответствующие данные об адронной структуре ядер, т. е. о распределении массы в ядре, можно получить только путем использования адронов в качестве пробных частиц-снарядов при бомбардировке ядер [10, 11].

§ 6. ЛЕПТОНЫ — ТОЧЕЧНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Рассмотрим еще раз g -фактор электрона. К 1926 г. получила всеобщее признание идея о врачающемся электроне, обладающем магнитным моментом¹), однако значение g -фактора [см. формулу (5.16)]

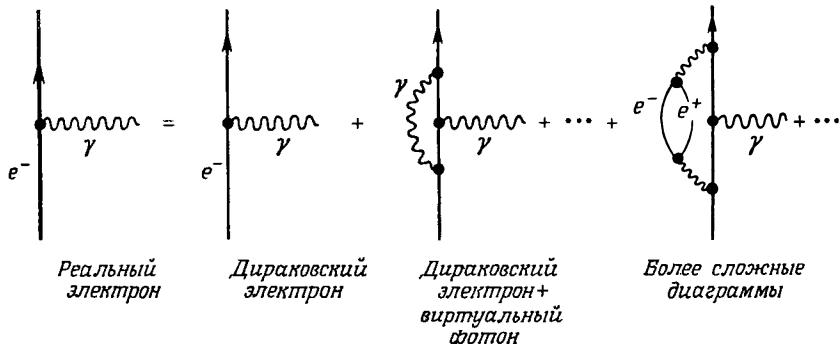
$$g(1926) = -2,$$

приходилось брать из опыта. (Знак минус показывает, что вектор магнитного момента имеет направление, противоположное направлению спина отрицательного электрона.) Это значение ровно в 2 раза превышает g -фактор орбитального движения, как это следует из формулы (5.14). Иными словами, несмотря на то что электрон обладает спином $1/2$, его магнитный момент равен не половине, а одному боровскому магнетону. В 1928 г. Дирак предложил свое знаменитое уравнение; само существование магнитного момента и значение $g = -2$ оказались естественными следствиями его теории²).

¹⁾ Прекрасное описание истории открытия спина дано Ван дер Верденом [12]. См. также статью Гаудсмита [13] и статью Куша [14].

²⁾ Вывод значения магнитного момента электрона на основе теории Дирака см., например, в книге *Мерцбахера*, формула (24.37), или в книге *Мессиа*, разд. ХХ, 29. Значение магнитного момента электрона можно получить, однако, уже в нерелятивистской теории, как это сделано, например, в статье Галиндо и Санчес дель Рио [15] или в книге Фейнмана [16], стр. 37.

В 1947 г. Куш и Фоли тщательно измерили g -фактор электрона, используя тогда еще совершенно новую микроволновую методику, и обнаружили, что g -фактор несколько отличается от значения -2 [17]. Швингеру удалось весьма быстро объяснить такое отличие. Упомянутый эксперимент был проведен с точностью, составляющей примерно $5 \cdot 10^{-6}$. Теория же Швингера предсказывала значение g -фактора с несколько большей точностью. С тех



Фиг. 6.8. Физический электрон вовсе не является дираковским электроном. Присутствие виртуальных фотонов меняет его свойства. В частности, изменяется значение g -фактора на величину, которую можно рассчитать и измерить.

пор не прекращается соревнование между физиками-теоретиками и физиками-экспериментаторами по уточнению этого числа. Победитель при этом все время один — физика, поскольку в результате такого соревнования каждый новый его участник узнает что-то большее о природе. Поскольку сравнение теории с экспериментом — дело весьма важное, скажем и о теории, и об эксперименте несколько слов.

При теоретическом объяснении g -фактора приходится рассматривать виртуальные фотоны, о которых мы уже говорили в § 8 гл. 5. Физический электрон не все время существует в виде дираковского электрона. Часть времени он проводит в состоянии, когда испускает виртуальные фотоны, а затем их поглощает. (С точки зрения классической теории этот процесс соответствует взаимодействию электрона со своим собственным электромагнитным полем.) При измерении g -фактора электрон взаимодействует с реальными фотонами; присутствие виртуальных фотонов изменяет взаимодействие и, следовательно, значение g -фактора. На фиг. 6.8 показано, как простое взаимодействие фотона с дираковским электроном изменяется и усложняется из-за собственного электромагнитного поля электрона. В результате к дираковскому магнитному моменту добавляется *аномальный* магнитный момент. Вычисление магнитного момента дираковской частицы с учетом поправок типа показанных на фиг. 6.8 потребовало от теоретиков невероятно

большого труда. Результат вычисления выражают через параметр

$$a = \frac{|g| - 2}{2}. \quad (6.39)$$

Чисто дираковская частица, т. е. частица со свойствами, предсказываемыми только уравнением Дирака, имеет значение $a = 0$. Значение a для физического электрона вычислялось многими теоретиками, и в настоящее время считается лучшим следующее число [18, 19]:

$$a_e^{\text{теор}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right) - 0,328479 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + 1,29 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3, \quad (6.40)$$

где α — постоянная тонкой структуры, т. е. постоянная $\alpha = e^2/\hbar c$.

Самые первые эксперименты по определению a_e были основаны на соображениях, объяснение которых дано на фиг. 5.5. Если атомный электрон поместить во внешнее магнитное поле, то получится зеемановское расщепление уровней. Точно определяя расстояние между расщепленными энергетическими уровнями и зная напряженность приложенного поля, непосредственно получаем значение g . Открытие того, что параметр a_e не нуль, было сделано именно таким методом. Современные эксперименты по определению g -фактора основаны совсем на другой идеи, причем в них определяется не g , а $|g| - 2$ ¹). В этих экспериментах используется тот факт, что в однородном магнитном поле спин и импульс частицы со спином $1/2$ и со значением $|g| = 2$ составляют все время один и тот же неизменный угол. Рассмотрим теперь экспериментальную установку, схематически изображенную на фиг. 6.9. Продольно-поляризованные электроны, т. е. электроны со спином и импульсом, направленными одинаково, инжектируются в однородное магнитное поле, создаваемое катушкой. В таком поле электроны движутся по круговым орбитам. После большого числа оборотов можно измерить угол между спином и импульсом. Если бы g -фактор был точно равен 2, то спин и импульс выходящих из установки электронов так и оставались бы параллельными друг другу независимо от времени, затраченного электроном на движение в магнитном поле B . Малая аномальная часть a , однако, приводит к некоторому различию в характере поворота спина и импульса. После прохождения времени t в поле B угол α между p и J становится равным

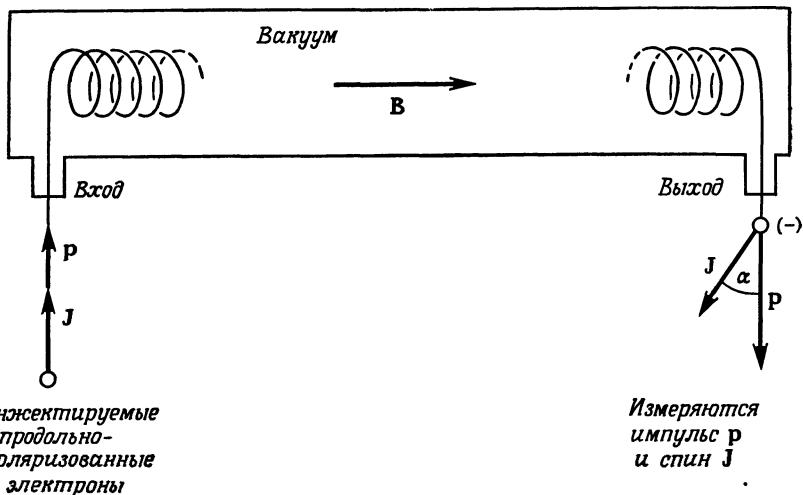
$$\alpha = a\omega_c t, \quad (6.41)$$

где

$$\omega_c = \frac{eB}{mc} \quad (6.42)$$

¹⁾ Очень подробное описание идей, лежащих в основе экспериментов по определению $|g| - 2$, дается в книге Сарда [20].

представляет собой так называемую циклотронную частоту. Если произведение Bt достаточно велико, то и значение α также становится очень большим



Фиг. 6.9. Схема установки для непосредственного измерения величины $a = (|g| - 2)/2$. Подробное описание дается в тексте.

и a можно измерить с очень большой точностью. Этим методом были измерены g -факторы для электронов и мюонов обоих знаков. Наиболее точно измеренное значение для электрона составляет

$$a_{e^-}^{\text{эксп}} = 0,001\,159\,658\,(4),$$

где четверка, взятая в скобки, означает ошибку ± 4 в последнем знаке [21]. Для других заряженных лептонов были получены менее точные значения a [22, 23]. Сопоставление теоретических и экспериментальных данных проведено в табл. 6.2.

Таблица 6.2

Сопоставление теоретических и экспериментальных значений параметра $a = (|g| - 2)/2$

| Частица | $(a^{\text{теор}} - a^{\text{эксп}})/a^{\text{теор}}$ |
|-----------|---|
| e^- | $(2 \pm 5) \cdot 10^{-6}$ |
| e^+ | $(5 \pm 10) \cdot 10^{-4}$ |
| μ^\pm | $(2,5 \pm 2,7) \cdot 10^{-4}$ |

Согласно табл. 6.2, теоретические и экспериментальные значения для a_e -совпадают с погрешностью, меньшей 10^{-5} ; это означает, что теоретические значения g -фактора согласуются с экспериментальными с точностью до 10^{-8} . Таким образом, квантовая электродинамика, т. е. квантовая теория взаимодействия заряженных лептонов и фотонов, оказывается неправдоподобно успешной теорией.

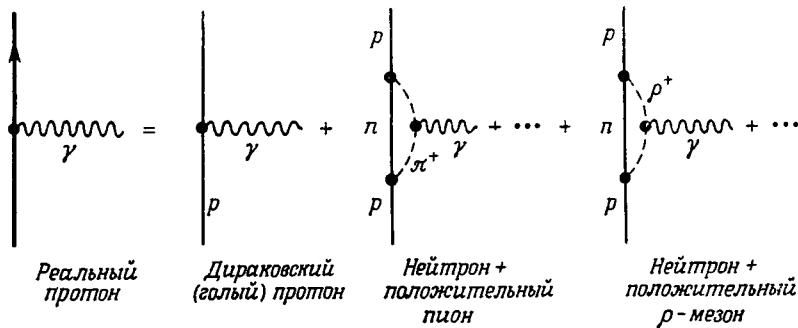
Теоретические расчеты значений g -факторов выполнены в предположении, что лептоны являются точечными частицами. Если бы они были неточечными, то это сказалось бы в наличии истинных расхождений между теоретическими и экспериментальными значениями g -факторов (см. табл. 6.2). Расхождения, указанные в табл. 6.2, можно отнести и за счет конечного радиуса лептонов. Из цифр, данных в табл. 6.2, следует, что радиус лептонов должен быть меньше 0,1 фм.

Эксперименты, проведенные с заряженными лептонами очень высоких энергий, продемонстрировали, что квантовая электродинамика корректно предсказывает все наблюдаемые явления [18, 19]. Несомненный успех современной квантовой электродинамики неизбежно ставит перед физиками целый ряд вопросов. А имеется ли вообще предел применимости квантовой электродинамики? Иначе говоря, имеет ли электрон конечные размеры? Далее, почему мюон тяжелее электрона? Если его большая масса обусловлена какими-то адронными взаимодействиями, то почему они не сказываются на значении g -фактора? Современная физика не в состоянии дать ответы на такие вопросы, и нам остается лишь гадать, придет ли следующий важный успех при решении этих проблем из новых удивительных экспериментов или из новых теоретических достижений.

§ 7. УПРУГИЕ ФОРМФАКТОРЫ НУКЛОНА

К 1932 г. из теории Дирака было хорошо известно, что электрон обладает спином $1/2$ и магнитным моментом, равным одному магнетону Бора μ_B . Но были известны еще две другие частицы со спином $1/2$: протон и нейтрон. Была также твердая уверенность в том, что и эти частицы обладают магнитными моментами, предсказываемыми уравнением Дирака, т. е. магнитный момент протона равен одному ядерному магнетону, а нейтрана — нулю. Но вот появился Отто Штерн. У этого физика были свои идеи в отношении эксперимента. Он провозгласил: «Производить только решающие эксперименты. Решающие эксперименты — это такие, которые подвергают проверке общепринятые положения». Когда Штерн начал создавать установку для измерения магнитного момента протона, друзья подтрунивали над ним, советовали ему не тратить попусту время на никчемный эксперимент, результат которого предопределен. Каково же было их удивление, когда Штерн со своими сотрудниками обнаружил у протона магнитный момент, равный примерно $2,5\mu_N$, а у нейтрана — примерно $-2\mu_N$ [24, 25].

Почему магнитные моменты протона и нейтрона отличаются от «дираковских значений»? Имеется следующее объяснение этих аномальных магнитных моментов. Предполагают, что протон и нейtron действительно обладали бы моментами, предсказываемыми дираковской теорией, если бы не было адронных взаимодействий. Однако адронные взаимодействия существуют, и они порождают вокруг протона и нейтрона облака виртуальных частиц, которые окружают («одевают») дираковские («голые») нуклоны.



Фиг. 6.10. Физический протон представляет собой суперпозицию многих состояний: состояния голого протона, состояния голого нейтрона с одним положительным пионом и т. д. При измерении магнитного момента протон заставляют взаимодействовать с внешним электромагнитным полем (фотоном). Внешний фотон зондирует не только голый протон, но также и заряженные частицы, образующие мезонное облако вокруг него.

На языке фейнмановских диаграмм реальный, т. е. физический, нуклон есть суперпозиция многих состояний, как это показано на фиг. 6.10. Реальный протон, например, имеет определенную амплитуду вероятности быть «голым» протоном, определенную амплитуду вероятности быть нейтроном плюс положительный пион и т. п.

В предыдущем параграфе мы убедились, что лептоны очень хорошо описываются уравнением Дирака и что они ведут себя как точечные частицы. Замечившим поэтому выглядит предположение, что и голые протон и нейтрон представляют собой точечные частицы и что конечные размеры реального нуклона объясняются исключительно наличием облака виртуальных частиц. Пионы — самые легкие из таких виртуальных частиц, и они должны отвечать за структуру «внешних частей» облака. Поскольку виртуальные пионы, испущенные нуклоном, через некоторое время вновь им поглощаются, они могут удаляться от голого нуклона всего лишь примерно на половину пионной комптоновской длины волны [см. формулу (5.51)]. Максимальный радиус нуклона, следовательно, должен быть равным около $\hbar/2m_\pi c$, т. е. примерно 0,7 фм. Пионное облако дает также вклад и в магнитный момент

физического нуклона. Поэтому, по крайней мере в принципе, можно объяснить аномальные значения магнитных моментов протона и нейтрона. Слово «в принципе» требует разъяснения. Действительно, фиг. 6.10 выглядит весьма сходно с фиг. 6.8 не правда ли? Почему же тогда мы говорим, что магнитный момент нуклона можно объяснить только «в принципе»? Ведь значение аномального g -фактора для электрона можно вычислить исключительно точно. Ответ состоит в следующем. Надо учитывать природу действующих сил. Аномальные g -факторы для лептонов обусловлены электромагнитными силами, которые относительно слабы, и влияние их легко учесть в рамках теории возмущений. Аномальные адронные магнитные моменты обязаны своим возникновением адронным силам, которые велики, и до сих пор все еще не найдено удовлетворительного метода расчета их влияния.

Лучшим способом изучить распределение электрического заряда и электрического тока в нуклоне является опять-таки исследование рассеяния электронов. Экспериментально осуществить рассеяние электронов на протонах просто. Жидководородная мишень помещается на пути электронного пучка, и непосредственно измеряется дифференциальное эффективное сечение упругорассеянных электронов. Эксперименты с нейтронами проводить сложнее, так как не существует никаких нейтронных мишеней и необходимо пользоваться мишенями из дейтерия. При этом приходится отделять эффекты, обусловленные протонами. Процедура их выделения страдает, однако, неопределенностями. Поэтому эффективное сечение рассеяния e^-p известно хуже, чем сечение рассеяния e^-p .

Для бессpinовых частиц-мишеней формфактор можно вычислить по известному эффективному сечению по формуле (6.20). Нуклон обладает спином $1/2$, и формулу (6.20) использовать для него нельзя; ее следует обобщить. Не проводя никаких вычислений, можно сразу предвидеть некоторые особенности новой формулы. Величина $F(q^2)$ в формуле (6.20) описывает распределение электрического заряда в частице-мишени, и поэтому ее можно назвать *электрическим* формфактором. Протон кроме заряда обладает магнитным моментом. Вряд ли этот момент точечный и сосредоточен в центре протона. Следует ожидать, что намагниченность также распределена по объему нуклона и что ее распределение должно описываться соответствующим *магнитным* формфактором¹⁾. Детальные расчеты подтверждают такое заключение и показывают, что действительно упругое рассеяние для частицы-мишени со спином $1/2$, обладающей пространственной структурой, описывается двумя формфакторами. Эффективное дифференциальное сечение рассеяния в лабораторной системе отсчета можно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{dQ} = \left(\frac{d\sigma}{dQ} \right)_{\text{Мотт}} \left\{ \frac{G_E^2 + bG_M^2}{1+b} + 2bG_M^2 \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right\}, \quad (6.43)$$

¹⁾ Ядро со спином $J \geq 1/2$ также обладает магнитным моментом, и намагниченность распределена по объему ядра. Для такого ядра рассуждения, приведенные в § 5 настоящей главы, должны быть соответственно обобщены.

где

$$b = \frac{-q^2}{4m^2c^2}. \quad (6.44)$$

Формула (6.43) называется формулой Розенблата [26]; m — масса нуклона, θ — угол рассеяния, q — четырех-импульс, сообщаемый нуклону¹). Моттовское эффективное сечение рассеяния вычисляется по формуле (6.19). Величины G_E и G_M , входящие в формулу (6.43), представляют собой электрический и магнитный формфакторы соответственно, причем обе они являются функциями q^2 . Названия *электрический* и *магнитный* им даны потому, что при $q^2 = 0$, т. е. в так называемом статическом пределе, значения этих формфакторов следующие:

$$\begin{aligned} G_E(q^2 = 0) &= \frac{Q}{e}, \\ G_M(q^2 = 0) &= \frac{\mu}{\mu_N}, \end{aligned} \quad (6.45)$$

где Q и μ — соответственно электрический заряд и магнитный момент нуклона. В частности, $G_E(0)$ и $G_M(0)$ для протона и нейтрона имеют значения

$$\begin{aligned} G_E^p(0) &= 1, & G_E^n(0) &= 0, \\ G_M^p(0) &= 2,79, & G_M^n(0) &= 1,91. \end{aligned} \quad (6.46)$$

Ранние экспериментальные данные по рассеянию электронов на протонах [27] (энергия электронов составляла 188 МэВ) обрабатывались следующим образом. Наблюдаемое дифференциальное сечение подгонялось под формулу (6.43), в которой использовались фиксированные значения параметров G_E и G_M . Пример такой обработки данных приведен на фиг. 6.11. Сопоставление различных подгоночных кривых с полученной экспериментально показывает, что протон никоим образом нельзя считать точечной частицей. Наше заключение о структуре протона, сделанное немного выше при обсуждении аномального значения его магнитного момента, подтверждается, таким образом, непосредственным экспериментом. Однако энергия электронов

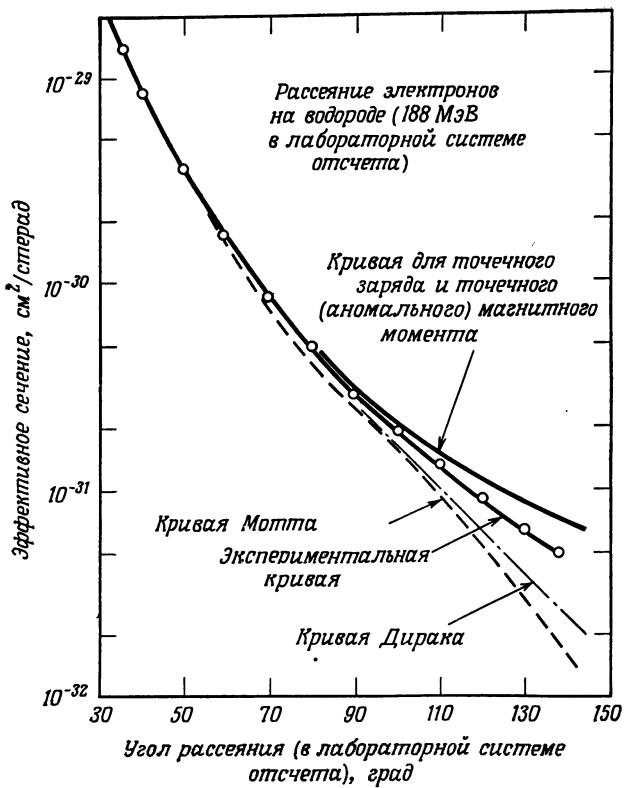
¹) Здесь уместно сделать небольшое пояснение. Переменная q — передаваемый четырех-импульс. Он определяется выражением

$$q = \{E/c - E'/c, \mathbf{p} - \mathbf{p}'\}.$$

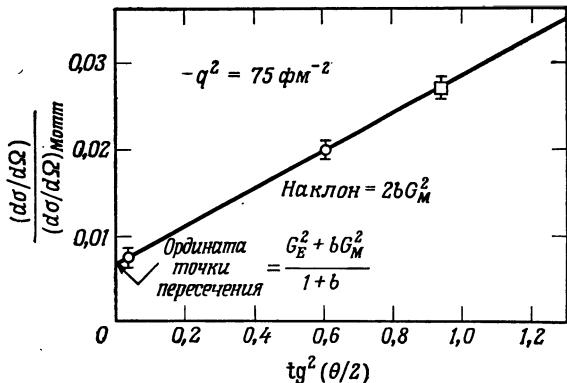
Отсюда для квадрата четырех-импульса имеем

$$q^2 = \frac{1}{c^2} (E - E')^2 - (\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 = \frac{1}{c^2} (E - E')^2 - \mathbf{q}^2;$$

он является лоренц-инвариантной величиной [см. Джексон, формула (12.5)]. Поскольку q^2 — лоренц-инвариантный скаляр, то эту величину и предпочитают использовать в физике высоких энергий. Для упругого рассеяния в системе центра масс при низких энергиях $q^2 = -\mathbf{q}^2$.

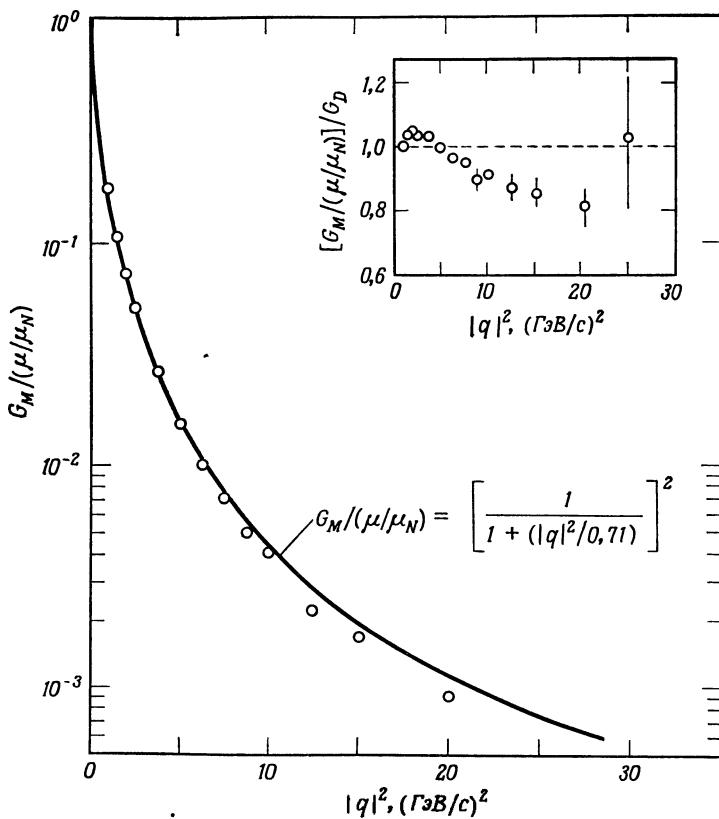


Фиг. 6.11. Зависимость эффективного сечения рассеяния электронов с энергией 188 МэВ на протонах от угла рассеяния [27]. Теоретические кривые построены для различных значений G_E и G_M : кривая Мотта для $G_E = 1$, $G_M = 0$, кривая Дирака для $G_E = 1$, $G_M = 1$; кривая для точечной частицы с аномальным значением магнитного момента для $G_E = 1$, $G_M = 2,79$.



Фиг. 6.12. График Розенблата. Подробности объяснены в тексте.

в этих экспериментах была еще слишком мала (порядка 200 МэВ), чтобы можно было надежно исследовать достаточно большие значения передаваемого импульса и получить информацию о зависимости величин G_E и G_M



Фиг. 6.13. Зависимость отношения магнитного формфактора G_M протона к значению магнитного момента протона от величины передаваемого импульса q^2 [28]. Результаты эмпирической подгонки экспериментальных данных под дипольную интерполяционную кривую, изображены сплошной линией. На вставке показано, как ведет себя отношение измеренных значений G_M к их значениям при дипольной интерполяции.

от q^2 . С 1956 г. было проведено много подобных экспериментов на ускорителях с энергиями электронов вплоть до 20 ГэВ. Для извлечения информации о формфакторах из измеренных эффективных сечений рассеяния эти сечения при фиксированном значении q^2 делят на соответствующие значения

моттовского сечения и строят зависимость этого отношения от $\operatorname{tg}^2 \theta/2$ (см. фиг. 6.12). Такая зависимость должна представлять собой прямую линию, наклон которой дает значение G_M^2 , а положение точки пересечения этой прямой с осью ординат — значение G_E^2 .

На фиг. 6.13 приведены экспериментально полученные значения магнитного формфактора для протона. Ради удобства приводится кривая для отношения $G_M/(\mu/\mu_N)$, где μ — магнитный момент протона. Дополнительно на фигуре проиллюстрированы результаты исключительно простой эмпирической подгонки для экспериментальной кривой. Оказывается, дипольная интерполяционная кривая вида

$$G_D(q^2) = \frac{1}{(1 + |q|^2/q_0^2)^2}, \quad (6.47)$$

где $q_0^2 = 0,71$ ($\text{ГэВ}/c$)², хорошо представляет экспериментальную кривую для магнитного формфактора. Дипольная интерполяция не имеет никакого теоретического обоснования. Подобно формуле Бальмера, она исключительно проста и, вероятно, свидетельствует о чем-то, что мы еще не понимаем. Однако эта интерполяция небезупречна, и отклонения от нее видны на вставке на фиг. 6.13.

На фиг. 6.13 дан магнитный формфактор для протона. Аналогичные данные, но с большими ошибками, получаются для формфактора нейтрона. С хорошим приближением для электрических и магнитных формфакторов протона и нейтрона справедливы следующие эмпирические соотношения:

$$G_E^p(q^2) \approx \frac{G_M^p(q^2)}{(\mu_p/\mu_N)} \approx \frac{G_M^n(q^2)}{(\mu_n/\mu_N)} = G_D(q^2), \quad (6.48)$$

$$G_E^n \approx 0.$$

Из этих соотношений можно сделать ряд заключений о структуре протона и нейтрона.

1. Протон и нейtron не являются точечными частицами. Для точечных частиц формфакторы — постоянные числа. Из дипольной интерполяции формфакторов следует такое распределение электрического заряда в протоне [см. табл. 6.1 и формулу (6.47)]:

$$\rho(r) = \rho(0) \exp(-r/a); \quad a = \frac{\hbar}{q_0} = 0,23 \text{ фм}. \quad (6.49)$$

Следовательно, нуклон представляет собой объект, протяженный в пространстве и лишенный четко очерченной граничной поверхности. Следует сделать еще одно замечание. При выводе (6.49) использовано преобразование Фурье кривой формфактора, известной нам только для малых значений $|q|^2$. Для больших значений $|q|^2$ протон, первоначально покоявшийся, получает столь большой импульс отдачи, что начинает двигаться со ско-

ростью, приближающейся к скорости света. Электрический заряд в таком протоне больше уже не будет распределен по закону $\exp(-r/a)$.

2. Все формфакторы, за исключением электрического формфактора нейтрона, имеют одну и ту же зависимость от q^2 и удовлетворяют закону подобия или «скэйлинга», выраженному соотношениями (6.48).

3. Если распределение определенной величины, например электрического заряда, описать формфактором G , причем взять его таким, чтобы $G(0) = 1$, то, согласно формуле (6.28), среднее от квадрата радиуса для этой величины можно найти по наклону кривой $G(q^2)$, взятому в начальной точке:

$$\langle r^2 \rangle = -6\hbar^2 \left(\frac{dG(q^2)}{dq^2} \right)_{q^2=0}. \quad (6.50)$$

Если принять для формфакторов дипольную интерполяцию (6.48), то между средними от квадратов радиусов практически исчезнет различие:

$$\langle r_E^2 \text{ (протон)} \rangle \approx \langle r_M^2 \text{ (протон)} \rangle \approx \langle r_M^2 \text{ (нейтрон)} \rangle \approx 0,7 \text{ фм}^2. \quad (6.51)$$

Значение радиуса протона, полученное в прежних расчетах, в которых протон представлялся как имеющий облако виртуальных пионов, качественно согласуется с этим значением. Предположение о том, что отклонение экспериментальных значений магнитных моментов протона и нейтрона от дира-ковских значений вызвано адронной структурой, тем самым полностью оправдывается.

4. Определение среднего от квадрата радиуса для распределения электрического заряда в нейтроне затруднено из-за неопределенностей, связанных с тем, что приходится работать с мишенью из дейтерия. К счастью, существует другая возможность определения среднего от квадрата радиуса $\langle r_E^2 \text{ (нейтрон)} \rangle$, а именно из опытов по рассеянию нейтронов с малыми энергиями на связанных, т. е. атомных, электронах. Наибольший вклад во взаимодействие между нейтроном и атомными электронами вносит диполь-дипольное взаимодействие магнитных моментов электронов и нейтрона. Однако в атомах с полностью заполненными атомными оболочками спины всех электронов спарены друг с другом; такие атомы не имеют полного спина и полного орбитального момента количества движения, а следовательно, магнитного момента, и поэтому указанного диполь-дипольного взаимодействия для них нет. В этом случае представляют интерес другие два взаимодействия: взаимодействие магнитного момента нейтрона с кулоновским полем электронов и ядра (член Фолди) и кулоновское взаимодействие, обусловленное наличием распределенного электрического заряда «внутри» нейтрона, благодаря чему нейтрон и имеет конечное значение величины $\langle r_E^2 \text{ (нейтрон)} \rangle$ [29]. Обобщенная формула (6.50), в которой учитываются вклады от обоих упомянутых взаимодействий, имеет вид

$$-6\hbar^2 \left(\frac{dG_E^n(q^2)}{dq^2} \right)_{q^2=0} = \frac{3}{2} \frac{\mu_n}{\mu_N} \left(\frac{\hbar}{m_n c} \right)^2 + \langle r_E^2 \text{ (нейтрон)} \rangle. \quad (6.52)$$

Вклад от члена Фолди составляет

$$\frac{3}{2} \frac{\mu_n}{\mu_N} \left(\frac{\hbar}{m_n c} \right)^2 = 0,126 \text{ фм}^2. \quad (6.53)$$

По известному экспериментальному эффективному сечению рассеяния медленных нейтронов на атомных электронах можно легко рассчитать величину $(dG_E^n/dq^2)_{q^2=0}$, а потом по формулам (6.52), (6.53) найти $\langle r_E^2 \rangle$ (нейtron). Подобные эксперименты, однако, нелегки, и до настоящего времени результаты различных групп [30] все еще плохо согласуются друг с другом¹⁾. Иными словами, мы еще не можем привести здесь надежных данных, однако уже простое среднее значение по данным всех групп

$$6\hbar^2 (dG_E^n/dq^2)_{q^2=0} = 0,121 \pm 0,006 \text{ фм}^2 \quad (6.54)$$

говорит о следующих двух важных обстоятельствах.

а. Наклон кривой формфактора G_E^n в начальной точке $q^2 = 0$ ненулевой. Согласно соотношениям (6.48), формфактор $G_E^n(q^2)$ практически равен нулю, однако полного обращения его в нуль не происходит.

б. Среднее от квадрата радиуса распределения электрического заряда в нейтроне определяется выражением

$$\langle r_E^2 \rangle \text{ (нейтрон)} \approx 0,008 \pm 0,006 \text{ фм}^2. \quad (6.55)$$

В настоящее время этот весьма малый (почти нулевой) квадрат радиуса распределения электрического заряда в нейтроне представляет собой загадку. Нейтрон, грубо говоря, весь «намагничен» и почти не содержит электрического заряда.

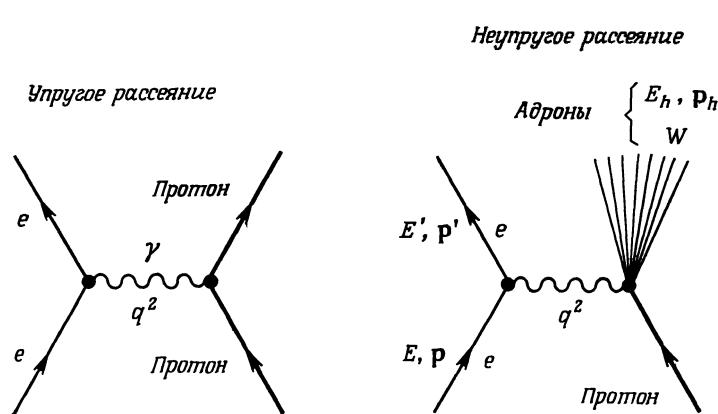
§ 8. ГЛУБОКОЕ НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

В модели атома Дж. Дж. Томсона, модной до 1911 г., предполагалось, что положительные и отрицательные электрические заряды распределены однородно по всему объему атома. Эксперименты Резерфорда по рассеянию α -частиц [1] показали, однако, что положительный заряд сконцентрирован в центре атома в атомном ядре. Открытие это оказало огромное влияние на всю атомную физику и положило начало физики ядерной. Вполне возможно, что ведущиеся в настоящее время экспериментальные исследования по глубокому неупругому рассеянию электронов будут иметь подобное по силе влияние на физику элементарных частиц. Здесь мы рассмотрим наиболее удивительные результаты таких экспериментов [31–33].

При неупругом рассеянии электронов дифференциальное эффективное сечение рассеяния измеряют, регистрируя электроны, которые передали

¹⁾ Koester L. L., частное сообщение.

некоторую часть своей энергии протону. Фейнмановские диаграммы для упругого и неупругого рассеяния электрона на протоне показаны на фиг. 6.14. При взаимодействии между электроном и протоном посредником является фотон, как это проиллюстрировано на фиг. 5.18. При упругом рассеянии



Фиг. 6.14. Упругое и неупругое рассеяние электрона на протоне.

никаких новых частиц не возникает и в конечном состоянии присутствуют только электрон и протон. При неупругом рассеянии рождаются другие, новые частицы. В экспериментах, о которых мы здесь расскажем, новые частицы, однако, непосредственно не регистрируются. В этих экспериментах измеряются только энергии и импульсы падающего и рассеянного электрона (см. фиг. 6.14). Регистрация величин E , p , E' и p' позволяет определить значения двух важных величин v и q^2 ; последние характеризуют процесс рассеяния и имеют простой физический смысл. Так, v — это энергия, которую теряет электрон:

$$v = E - E', \quad (6.56)$$

а q^2 — четыре-импульс, который электрон передает протону ¹⁾:

$$q^2 = \frac{v^2}{c^2} - (\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2. \quad (6.57)$$

Для полных энергии и импульса адронов, образовавшихся в конечном состоянии, законы сохранения энергии и импульса дают

$$E_h = v + mc^2,$$

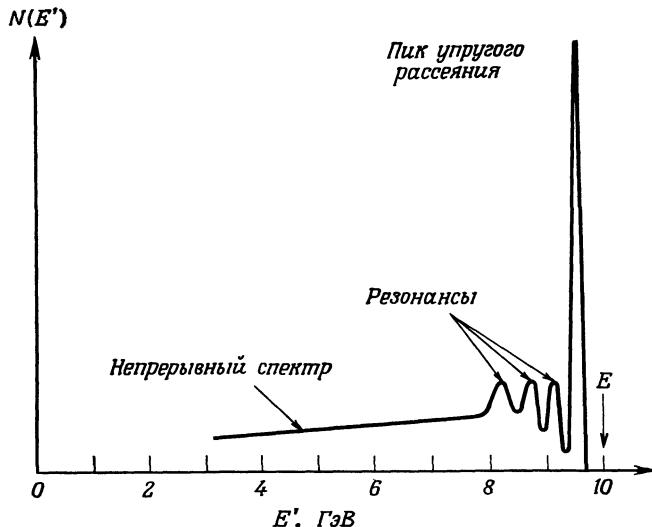
$$\mathbf{p}_h = \mathbf{p} - \mathbf{p}'.$$

¹⁾ См. примечание на стр. 172.

Здесь m — масса протона и все величины берутся в лабораторной системе отсчета. Зная величины E_h и p_h или q и v , мы можем образовать еще одну динамическую величину W :

$$W^2 = E_h^2 - (p_h c)^2 = m^2 c^4 + q^2 c^2 + 2vmc^2. \quad (6.58)$$

В системе отсчета центра масс адронов, образовавшихся в конечном состоянии, в которой $p_h = 0$, имеем $W = E_h$. Таким образом, величина W представляет собой полную энергию образовавшихся адронов в их системе центра масс. Все три величины v , q^2 и W , независимыми из которых являются

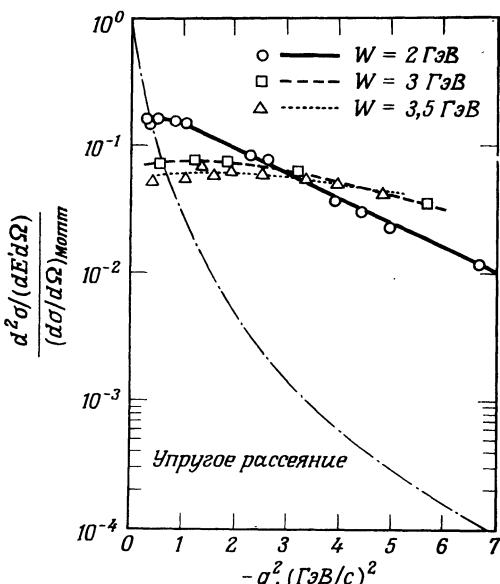


Фиг. 6.15. Схематический вид спектра рассеянных электронов, т. е. число таких рассеянных электронов, которые после рассеяния обладают определенной энергией E' . Энергия E падающих электронов принята равной 10 ГэВ.

только две, — скаляры в отношении преобразований Лоренца и поэтому принимают одинаковые значения в любой системе отсчета. Инвариант q^2 принято обозначать через t , так что $t \equiv q^2$. (В физике высоких энергий t отнюдь не всегда, как видим, означает время.)

Схематически спектр рассеянных электронов представлен на фиг. 6.15. Дано зависимость числа электронов, регистрируемых при фиксированном угле рассеяния при определенной фиксированной энергии падающих электронов (10 ГэВ), от энергии E' рассеянных электронов. Отчетливо видны три особенности спектра: пик упругого рассеяния, резонансы и непрерывный спектр. Резонансы отвечают возбужденным состояниям нуклона (они проиллюстрированы на фиг. 5.30).

Эффективное сечение упругого рассеяния мы уже обсуждали в § 7 настоящей главы. Отношение $d^2\sigma/dE'd\Omega$ к моттовскому сечению (6.19) приведено на фиг. 6.16. Аналогично упругому рассеянию можно изучать дифференциальные эффективные сечения, соответствующие пикам различных резонансов; их зависимость от угла оказывается подобной зависимости от угла дифференциального эффективного сечения упругого рассеяния. Нуклон



Фиг. 6.16. Зависимость упругого двойного дифференциального эффективного сечения, отнесенного к моттовскому сечению $\sigma_{\text{Мотт}} \equiv (d\sigma/d\Omega)_{\text{Мотт}}$ от $-q^2$ [34]. Отношение $(d^2\sigma/dE'd\Omega)/\sigma_{\text{Мотт}}$ выражено в ГэВ⁻¹ и представлено для $W = 2$ ГэВ, $W = 3$ ГэВ и $W = 3,5$ ГэВ.

в своих низколежащих возбужденных состояниях, следовательно, обладает пространственной протяженностью, подобной протяженности его в основном состоянии.

Измерение дифференциального эффективного сечения рассеяния для непрерывного спектра немного более сложно. Здесь, во-первых, необходимо рассматривать так называемое *двойное* дифференциальное эффективное сечение $d^2\sigma/dE'd\Omega$, которое характеризует вероятность рассеяния в данный телесный угол $d\Omega$ и в данный энергетический интервал между E' и $E' + dE'$. Во-вторых, нужно решить еще, какие отбирать значения энергии E' при различных углах рассеяния? Какие это энергии, можно видеть из данных по пикам упругого рассеяния и резонансов. Пику упругого рассеяния соот-

ветствует значение $W = m_p c^2$, а пикам резонансов значения $W = m_{\text{рез}} c^2$, где $m_{\text{рез}}$ — масса соответствующего резонанса. Как отмечалось выше, W характеризует полную энергию адронов, образовавшихся в конечном состоянии. Эффективное сечение $d^2\sigma/dE'd\Omega$ для непрерывного спектра, таким образом, строят в виде функций от q^2 при фиксированных значениях W (фиг. 6.16).

Неупругое электрон-протонное рассеяние с переходом в непрерывный спектр исследуется на Стэнфордском линейном ускорителе [34, 35]. Энергия первичного электронного пучка в этих опытах меняется от 4,5 до 18 ГэВ; величина W достигает 5 ГэВ, а $-q^2$ — величины 21 ($\text{ГэВ}/c$)². Большие значения передаваемых импульсов и инвариантных масс как раз и объясняют, почему это рассеяние носит название *глубокого неупругого рассеяния*. Отношения сечений $(d^2\sigma/dE'd\Omega)/(d\sigma/d\Omega)_{\text{Мотт}}$ для трех значений W показано на фиг. 6.16. Различие между упругим рассеянием и неупругим рассеянием в непрерывный спектр, как видим, очень большое. Указанное отношение для эффективного сечения упругого рассеяния быстро уменьшается с ростом q^2 , в то время как оно почти не зависит от q^2 в случае глубокого неупругого рассеяния в непрерывный спектр. Рассматриваемое отношение представляет собой квадрат формфактора, а из табл. 6.1 следует, что не зависящий от q^2 формфактор означает, что мы имеем точечный центр рассеяния. К такому же заключению мы придем, если посмотрим на величину отношения эффективных сечений. Эффективное сечение $d^2\sigma/dE'd\Omega$, представленное на фиг. 6.16, — это сечение рассеяния в интервал энергий E' , $E' + dE'$, где dE' имеет порядок 1 ГэВ. Для получения полного неупругого эффективного сечения рассеяния в непрерывный спектр следует проинтегрировать сечение $d^2\sigma/dE'd\Omega$ по всем значениям E' . Для грубой оценки результата этого интегрирования можно заметить, что отношение эффективных сечений, показанное на фиг. 6.16, почти не зависит от q^2 и от W в достаточно широкой области значений q^2 и W . Согласно формуле (6.58), такая независимость означает независимость величины $d^2\sigma/dE'd\Omega$ и от значений E' . Следовательно, интегрирование по dE' можно заменить просто умножением на полную величину интервала энергий E , равную практически энергии 10 ГэВ. Таким образом, полное эффективное сечение глубокого неупругого рассеяния в непрерывный спектр примерно в 10 раз превосходит величину $d^2\sigma/dE'd\Omega$ (см. фиг. 6.16) или

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{непр. спектр}} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Мотт}}.$$

Мы снова, таким образом, возвращаемся к Резерфорду. Ведь моттовское сечение описывает рассеяние электрона на точечном рассеивателе, т. е. глубокое неупругое рассеяние в непрерывный спектр ведет себя так, как если бы оно было вызвано точечными центрами рассеяния, находящимися внутри протона. Другие эксперименты тоже свидетельствуют о сущес-

ствовании внутри протона каких-то точечных образований. Например, эффективное сечение рождения мюонных пар фотонами с энергией 10 ГэВ оказалось гораздо большим, чем ожидаемое для размазанного распределения заряда [36]. Сама природа этих точечных центров рассеяния в протоне и их отношение к наблюдаемым или постулированным частицам пока что совершенно не ясны. Фейнман придумал новое слово для этих образований — «*партоны*» [37]; были предприняты попытки отождествить их с кварками [38, 39] (см. гл. 13), а также с «голыми» нуклонами, уже обсуждавшимися нами в § 7 настоящей главы (см. [40]). К сожалению, до сих пор ни одна теория не оказалась полностью успешной и, более того, пожалуй, в будущем нас ожидают еще новые сюрпризы¹⁾.

§ 9. РАССЕЯНИЕ И СТРУКТУРА ЧАСТИЦ

● Изложенное в § 4—8 настоящей главы показывает, какую большую информацию о структуре субатомных частиц можно извлечь из экспериментов по рассеянию. Даже простого взгляда на кривую дифференциального эффективного сечения (без каких-либо подробных вычислений) достаточно, чтобы сделать важные заключения. Например, посмотрите только на фиг. 6.5, 6.7, 6.11 и 6.13, схематически воспроизведенные на фиг. 6.17. Сразу видно существенное различие между тяжелым ядром и нуклоном. Тяжелое ядро обладает четко очерченной поверхностью, а нуклон не обладает. Как и в обычной оптике, интерференционные эффекты в случае тяжелого ядра приводят к появлению дифракционных минимумов и максимумов в дифференциальном эффективном сечении рассеяния. Нуклон, напротив, не обладает сколько-нибудь четко выраженной поверхностью, плотность в нем уменьшается плавно, и поэтому никаких выраженных дифракционных эффектов в сечении рассеяния на нем не возникает.

Амплитуда рассеяния. В данном параграфе мы рассмотрим рассеяние немного более подробно. Даже одного взгляда на любую из современных книг по теории рассеяния [41—43] достаточно, чтобы убедиться, что материал, представленный здесь, — это малая толика того, что действительно используется физиками при исследованиях. Однако мы все же решились изложить в этом параграфе самые основные сведения из теории рассеяния, чтобы читатель смог понять связь между рассеянием и структурой частиц.

Начнем с рассмотрения простого случая — рассеяния нерелятивистской частицы на заданном потенциале $V(x)$, причем мы будем описывать падающую частицу плоской волной $\psi = \exp(ikz)$, распространяющейся вдоль оси z . Решение такой задачи рассеяния — это решение невременного уравнения Шредингера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V\psi = E\psi,$$

или

$$(\nabla^2 + k^2)\psi = \frac{2m}{\hbar^2}V\psi, \quad (6.59)$$

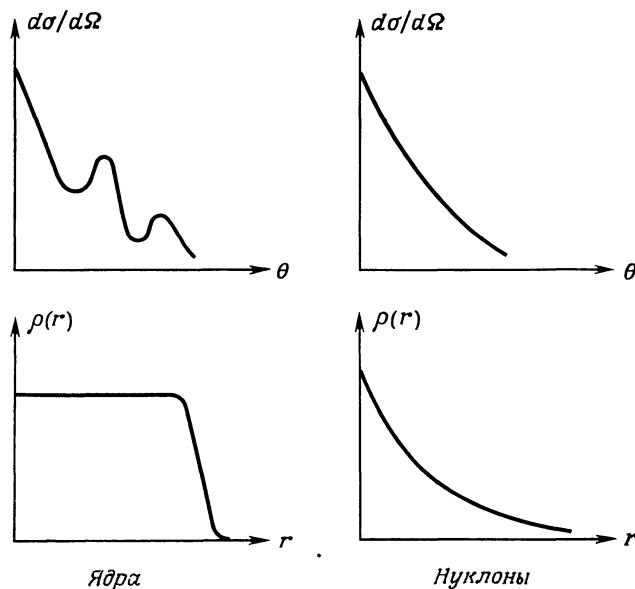
¹⁾ Современное положение вещей в какой-то мере можно охарактеризовать словами Мефистофеля из гетеевского «Фауста»:

«...но о том не надо так крушиться:

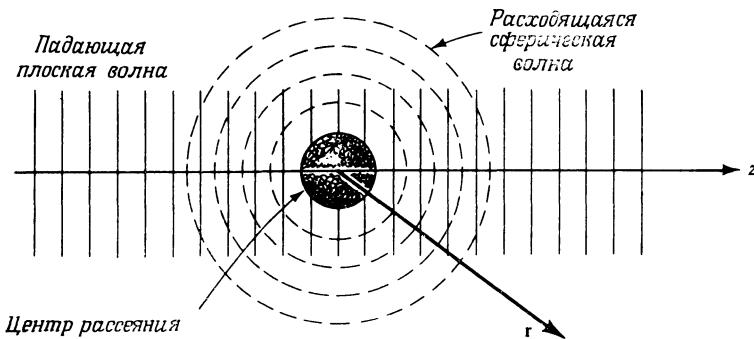
Коль скоро недочет в понятиях случится,

Их можно словом подменить». (Перевод Н. А. Холодковского.)

(Когда не удается выработать понятие, тогда как раз самое подходящее — придумать новое слово!)



Фиг. 6.17. Эффективные сечения и кривые распределения заряда. Появление дифракционных максимумов и минимумов в эффективном сечении для тяжелых ядер свидетельствует о наличии у ядра резко очерченной поверхности. В нуклоне, напротив, плотность электрического заряда убывает плавно.



Фиг. 6.18. Асимптотически волновая функция на больших расстояниях от рассеивающего центра представляется суммой падающей плоской волны и расходящейся сферической волны.

где волновое число k связано с энергией E соотношением

$$k = \frac{p}{\hbar} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}. \quad (6.60)$$

Достаточно далеко от рассеивающего центра расходящаяся волна будет сферической и ее центр совпадет с рассеивающим центром, в который мы помещаем начало нашей системы координат. Таким образом, волновая функция, изображенная на фиг. 6.18, вдали от начала координат имеет следующий асимптотический вид:

$$\psi = e^{ikz} + \Psi_{\text{расс}}, \quad \Psi_{\text{расс}} = f(\theta, \varphi) \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (6.61)$$

где f — амплитуда рассеяния; она описывает зависимость от углов расходящейся сферической волны; определение этой зависимости и является основной целью эксперимента по рассеянию.

Амплитуда рассеяния связана с дифференциальным эффективным сечением формулой (6.10). Для вывода этой формулы заметим, что в рассматриваемом случае одного рассеивающего центра ($N = 1$) из формул (6.3) и (6.4) непосредственно следует

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(d\mathfrak{N}/d\Omega)}{F_{in}}.$$

Рассеянный поток, т. е. число частиц, пересекающих в единицу времени единичную площадку a , расположенную на расстоянии r от рассеивающего центра, связан с производной $d\mathfrak{N}/d\Omega$ равенством

$$F_{out} = \frac{d\mathfrak{N}}{da} = \frac{d\mathfrak{N}}{r^2 d\Omega},$$

так что

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r^2 F_{out}}{F_{in}}. \quad (6.62)$$

Поскольку потоки определяются потоками плотности вероятности, вычислить $d\sigma/d\Omega$ по формуле (6.62) не представляет труда. Для падающей волны $\psi = \exp(ikz)$ получаем

$$F_{in} = \frac{\hbar}{2mi} |\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*| = \frac{\hbar k}{m}.$$

В любом направлении, кроме направления точно вперед (0°), рассеянная волна дается вторым слагаемым суммы (6.61). Следовательно,

$$F_{out} = \frac{\hbar k}{mr^2} |f(\theta, \varphi)|^2.$$

Подставляя эти формулы в формулу (6.62), мы получаем в точности формулу (6.10), связывающую амплитуду рассеяния с дифференциальным эффективным сечением¹⁾.

В направлении вперед нельзя уже пренебрегать интерференцией между падающей волной и волной рассеянной. Учитывать интерференцию здесь необходимо, чтобы обеспечить сохранение потока: частицы, рассеянные из падающего потока, обединяют его. По этой причине должна существовать связь между рассеянием в направлении вперед и полным эффективным сечением. Такая связь действительно имеется, и она носит название *оптической теоремы*. Согласно последней, полное эффективное сечение и мнимая часть

¹⁾ Мы изложили здесь только основную идею вывода. Подробности можно найти в книге Готтфрида [44], § 12.2.

амплитуды рассеяния вперед связаны формулой¹⁾

$$\sigma_{\text{полн}} = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} f(0^{\circ}). \quad (6.63)$$

Интегральное уравнение. Напомним, что общее решение уравнения Шредингера (6.59) можно записать в виде суммы какого-либо частного решения и общего решения соответствующего однородного уравнения, т. е. уравнения (6.59) при $V = 0$. При этом правую часть $(2m/\hbar^2) V \psi$ уравнения (6.59) надо считать заданной неоднородностью, несмотря на то что она содержит неизвестную функцию ψ . Начнем теперь с того, что решим задачу о рассеянии в случае точечного источника, для которого указанная неоднородность является трехмерной дираковской δ -функцией, и уравнение (6.59) принимает вид

$$(\nabla^2 + k^2) G(r, r') = \delta(r - r'). \quad (6.64)$$

Решение этого уравнения, соответствующее расходящейся волне, имеет вид

$$G(r, r') = \frac{-1}{4\pi} \frac{e^{ik|r-r'|}}{|r-r'|}. \quad (6.65)$$

Чтобы убедиться, что эта функция, называемая *функцией Грина*, действительно удовлетворяет уравнению (6.64), положим ради простоты $r' = 0$ и введем обозначение $|r| = r$, а также воспользуемся следующими соотношениями²⁾:

$$\nabla^2 \left(\frac{1}{r} \right) = -4\pi\delta(r), \quad (6.66)$$

$$\nabla^2(FG) = \nabla^2F + 2(\nabla F) \cdot (\nabla G) + \nabla^2G, \quad (6.67)$$

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}. \quad (6.68)$$

Здесь r, θ, ϕ — обычные сферические координаты. Используя эти соотношения, получаем

$$(\nabla^2 + k^2) \frac{e^{ikr}}{r} = -4\pi\delta(r) e^{ikr} = -4\pi\delta(r). \quad (6.69)$$

Второе равенство в (6.69) справедливо потому, что интегралы

$$\int d^3r \delta(r) f(r) \quad \text{и} \quad \int d^3r \delta(r) e^{ikr} f(r)$$

при произвольной непрерывной функции $f(r)$ равны одному и тому же, а именно $f(0)$. Решение уравнения (6.59) при наличии потенциала $V(r)$ теперь можно сразу выписать, если заметить, что неоднородность вида $(2m/\hbar^2) V(r) \psi(r)$ является суперпозицией δ -функций $\delta(r')$ с весами $(2m/\hbar^2) V(r') \psi(r')$. Таким образом, получаем

$$\Psi_{\text{расc}}(r) = \frac{2m}{\hbar^2} \int d^3r' G(r, r') V(r') \psi(r'), \quad (6.70)$$

где $G(r, r')$ — функция Грина (6.65), являющаяся решением уравнения Шредингера для потенциала, взятого в виде δ -функции. Соответствующее общее решение однородного уравнения Шредингера описывает частицу, падающую на мишень² вдоль некоторой оси z ,

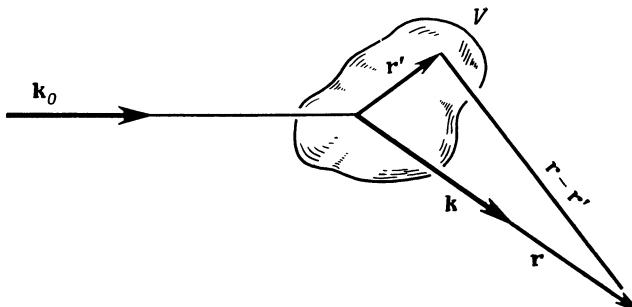
¹⁾ Доказательство оптической теоремы см. в книгах *Парка*, стр. 376, *Мерцбахера*, стр. 505, и *Мессиа*, стр. 867.

²⁾ Вывод соотношения (6.66) см., например, в книге *Джексона*, стр. 13.

следовательно, общее решение уравнения (6.59) принимает вид

$$\Psi(\mathbf{r}) = e^{ikz} + \frac{2m}{\hbar^2} \int d^3r' G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') V(\mathbf{r}') \Psi(\mathbf{r}'). \quad (6.71)$$

Таким образом, мы преобразовали первоначальное дифференциальное уравнение Шредингера для волновой функции ψ в интегральное уравнение (6.71), которое называют *интегральным уравнением теории рассеяния*. При решении многих задач рассеяния более удобно начинать рассмотрение именно с интегрального уравнения (6.71), а не с дифференциального уравнения (6.59).



Фиг. 6.19. Обозначение векторов, используемых при теоретическом описании процесса рассеяния.

В экспериментах по рассеянию пучок падающих частиц приготавливается вдалеке от области действия рассеивающего потенциала, а рассеянные частицы анализируются и регистрируются также вдали от этой области. Детальное поведение волновой функции в области действия потенциала, где происходит рассеяние, следовательно, не исследуется. Все, что изучается в экспериментах по рассеянию, — это *асимптотическое* поведение на больших расстояниях рассеянной волны $\Psi_{\text{расс}}(x)$. Вводя векторы $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$ и $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{r}}$ (см. фиг. 6.19), величину $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ можно представить в виде

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = r \left\{ 1 - \frac{2\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}'}{r^2} + \frac{r'^2}{r^2} \right\}^{1/2} \xrightarrow[r \rightarrow \infty]{} \approx r - \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}', \quad (6.72)$$

так что функция Грина имеет следующую асимптотику:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')_{r \rightarrow \infty} \sim \frac{-1}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}'}. \quad (6.73)$$

Подставляя это асимптотическое выражение для функции Грина в уравнение (6.70) и сравнивая результат с асимптотической формулой (6.61), для амплитуды рассеяния получаем выражение

$$f(\theta, \varphi) = \frac{-m}{2\pi\hbar^2} \int d^3r' e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}'} V(\mathbf{r}') \Psi(\mathbf{r}'). \quad (6.74)$$

Первое борновское приближение. Первое борновское приближение справедливо в случае слабого взаимодействия. Если бы взаимодействия вообще не было, то амплитуда рассеяния обратилась бы в нуль и волновая функция $\Psi(\mathbf{r}')$ равнялась бы

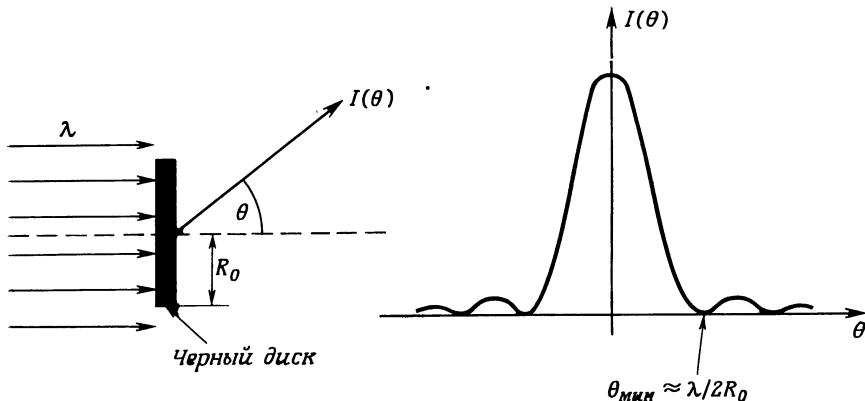
$$\exp(i\mathbf{k}z') \equiv \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}').$$

В первом приближении мы можем подставить эту нулевую волновую функцию в правую часть формулы (6.74). В результате получим

$$f(\theta, \varphi) = \frac{-m}{2\pi\hbar^2} \int d^3r' V(r') e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}'/\hbar}, \quad (6.75)$$

где $\mathbf{q} = \hbar(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k})$ представляет собой тот импульс, который рассеянная частица передает рассеивающему центру; мы уже определили этот вектор выше формулой (6.11). Формула (6.75) носит название формулы *первого борновского приближения*; мы уже без вывода использовали эту формулу в § 3 настоящей главы [см. (6.13)]. Рассеяние электронов высоких энергий нуклонами и легкими ядрами, а также процессы рассеяния, вызываемые слабыми взаимодействиями, можно адекватно описать формулой первого борновского приближения. В § 3 настоящей главы это приближение мы использовали при выводе формулы Резерфорда для эффективного сечения рассеяния. Теперь мы расскажем о таком приближении, которое пригодно при определенных условиях даже при сильных взаимодействиях.

Дифракционное рассеяние. Приближение Фраунгофера. Если длина волны падающей частицы мала по сравнению с размерами области взаимодействия, то следует использовать так называемое *квазиклассическое* приближение, которое справедливо даже в том



Фиг. 6.20. Оптическая дифракционная картина для дифракции от черного диска.

случае, когда взаимодействие является сильным. Действительно, в пределе малых длин волн средняя траектория частицы практически совпадает с ее классической траекторией. Приближение коротких волн, используемое здесь для рассмотрения упругого рассеяния, хорошо известно в оптике, где оно называется приближением Фраунгофера (дифракцией Фраунгофера). Давно установлено, что при рассеянии электромагнитных волн (оптических или радиочастотных в микроволновом диапазоне) появляется дифракционная картина, причем она подробно описана и изучена [45—47]¹⁾. Типичным примером является дифракция от черного диска, проиллюстрированная на фиг. 6.20. Слово «черный» надо понимать в том смысле, что любой фотон, падающий на диск, им поглощается. Для оптической дифракции характерно наличие ряда специфических особенностей, среди которых мы укажем на следующие:

1) См. книгу Джексона, гл. 9.

1. Имеется большой пик интенсивности рассеяния в направлении вперед, т. е. в направлении падающего луча; он называется *дифракционным пиком*.

2. Появляется чередование минимумов и максимумов интенсивности, причем первый минимум располагается по отношению к направлению падающего луча приблизительно под углом

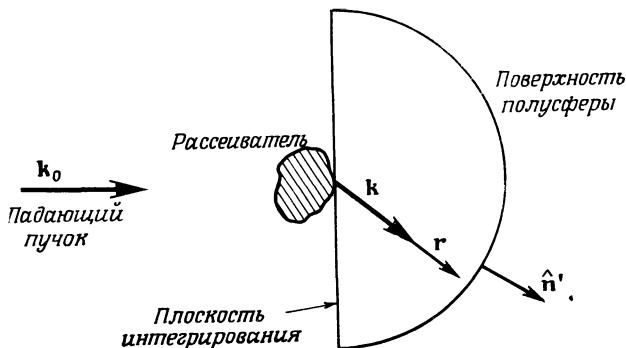
$$\theta_{\min} \approx \frac{\lambda}{2R_0}, \quad (6.76)$$

где R_0 — радиус диска.

3. Стремится к постоянной величине эффективное сечение рассеяния фотонов диском в пределе очень малых длин волн (т. е. при энергии падающего фотона, стремящейся к бесконечности):

$$\sigma \rightarrow \text{const} \quad \text{при } E \rightarrow \infty. \quad (6.77)$$

Очевидно, подробно изучая оптическую дифракционную картину при нескольких значениях длин волн, можно сделать определенные заключения о форме рассеивающего объекта. Дифракционное рассеяние встречается, однако, не только в оптике, оно встречается



Фиг. 6.21. Рассеяние на локализованном в пространстве рассеивателе.

также и в субатомной физике, где оказывается полезным орудием изучения структуры субатомных частиц. С дифракционными явлениями в субатомной физике мы сталкиваемся потому, что длины волн падающих частиц могут оказаться меньшими размеров частицы-мишени. Мы можем при этом воспользоваться приближением Фраунгофера по той причине, что падающая и расходящаяся волны могут считаться плоскими волнами. Здесь мы расскажем об основах теории *дифракционного рассеяния* [48], а затем проиллюстрируем ее на нескольких примерах.

Рассмотрим локализованный в пространстве рассеиватель, на который падает плоская волна, как это изображено на фиг. 6.21. Покажем, что рассеянная волновая функция $\psi_{\text{расс}}$ (\mathbf{r}) полностью задается значениями ее самой и ее производной, взятыми на плоскости, проведенной перпендикулярно падающему лучу и расположенной сразу же за рассеивателем. Действительно, умножим уравнение (6.64) для функции Грина на $\psi_{\text{расс}}$ (\mathbf{r}) и после этого проинтегрируем его по некоторому замкнутому объему, содержащему рассеиватель:

$$\int d^3r' \psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}') [\nabla'^2 + k^2] G(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \int d^3r' \psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}') \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) = \psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}).$$

Вне объема, занятого рассеивателем, функция $\psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}')$ удовлетворяет свободному волновому уравнению, т. е. уравнению (6.59), в котором положено $V = 0$. Умножая свободное уравнение (6.59) на $G(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ и интегрируя по тому же самому замкнутому объему, что и выше, получаем

$$\int d^3r' G(\mathbf{r}', \mathbf{r}) [\nabla'^2 + k^2] \psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}') = 0.$$

Вычитая второе соотношение из первого, будем иметь

$$\psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}) = \int d^3\mathbf{r}' \{ \psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}') \nabla'^2 G(\mathbf{r}', \mathbf{r}) - G(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \nabla'^2 \psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}') \}. \quad (6.78)$$

Согласно теореме Грина, объемный интеграл, стоящий в правой части (6.78), можно преобразовать в поверхностный интеграл, берущийся по поверхности, ограничивающей данный замкнутый объем:

$$\psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}) = \oint ds' \{ \psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}') \hat{\mathbf{n}}' \cdot \nabla' G(\mathbf{r}', \mathbf{r}) - G(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \hat{\mathbf{n}}' \cdot \nabla' \psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}') \}. \quad (6.79)$$

Здесь $\hat{\mathbf{n}}'$ — единичный вектор, нормальный к поверхности и направленный наружу. Если в качестве рассматриваемого объема взять объем, ограниченный частью плоскости, расположенной непосредственно за рассеивателем перпендикулярно падающему лучу, и соответствующей полусфера, как это показано на фиг. 6.21, то вклад от полусферы при стремлении ее радиуса к бесконечности обращается в нуль, если только значение r конечное. Остается, таким образом, лишь вклад от интегрирования по бесконечной плоской поверхности, проведенной непосредственно за рассеивателем, что полностью доказывает сделанное нами выше утверждение.

Формула (6.79) является, таким образом, точной, но, чтобы вычислить ее правую часть, необходимо делать приближения. Мы ограничимся здесь обсуждением так называемого *приближения Фраунгофера*. В оптике дифракцией Фраунгофера называют такую дифракцию, когда расстояния от рассеивающего объекта (здесь у нас диска) до источника света и до детектора велики по сравнению с размерами рассеивающего объекта. Соответствующее условие $r \gg r'$ удовлетворяется в нашем случае, в чём можно убедиться с помощью принципа Бабине [45—47]. Согласно ему, дифракционная картина, которую вызывает диск, показанный на фиг. 6.20, совпадает с дифракционной картиной, вызываемой экраном с дыркой, равной по размерам размеру диска. Волновая функция $\psi(\mathbf{r}')$ тогда отлична от нуля только в области дырки. Интегрирование по ds' в формуле (6.79) надо вести, следовательно, только по области, размеры которой сравнимы с размерами рассеивателя. В экспериментах по рассеянию в субатомной физике и источник, и детектор всегда расположены на большом расстоянии от мишени, и поэтому условие $r \gg r'$ действительно имеет место. Учитывая это неравенство, мы можем воспользоваться разложением (6.72) и, следовательно, в формулу (6.79) вместо функции $G(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ подставить ее асимптотику (6.73). Таким образом, при $r \rightarrow \infty$ получаем

$$\psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}) = \frac{e^{ikr}}{r} \left\{ \frac{-1}{4\pi} \int_{\text{Плоскость}} ds' [\psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}') \hat{\mathbf{n}}' \cdot \nabla' e^{-ik \cdot \mathbf{r}'} - e^{-ik \cdot \mathbf{r}'} \hat{\mathbf{n}}' \cdot \nabla' \psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}')] \right\}.$$

Сравнивая эту последнюю формулу с формулой (6.61), убеждаемся, что величина, заключенная в фигурных скобках, представляет собой амплитуду рассеяния:

$$f(\theta) = \frac{-1}{4\pi} \int_{\text{Плоскость}} ds' [\psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}') \hat{\mathbf{n}}' \cdot \nabla' e^{-ik \cdot \mathbf{r}'} - e^{-ik \cdot \mathbf{r}'} \hat{\mathbf{n}}' \cdot \nabla' \psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}')]. \quad (6.80)$$

В качестве примера применения формулы (6.80) рассмотрим черный диск, показанный на фиг. 6.20. Плоскость интегрирования в (6.80) поместим непосредственно за диском. Чтобы получить значения функции $\Psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}')$ на этой плоскости, заметим, что их можно рассчитать по формуле (6.61):

$$\Psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}') = \psi(\mathbf{r}') - e^{ikz}. \quad (6.81)$$

Для черного рассеивающего диска полная волновая функция $\psi(\mathbf{r}')$ на плоскости интегрирования будет представлять собой падающую плоскую волну, кроме области, вырезаемой тенью, отбрасываемой диском, в которой она равна нулю. Следовательно, значение волновой функции $\Psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}')$ равно нулю повсюду на указанной плоскости, за исключением области, вырезаемой тенью диска, где волновая функция $\Psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}')$, согласно (6.81), равна

$$\Psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}') = -e^{ikz}.$$

Если считать, что плоскость интегрирования в (6.80) совпадает с плоскостью $z = 0$, то амплитуда рассеяния, таким образом, примет вид

$$f(\theta) = \frac{ik}{4\pi} (1 + \cos \theta), \quad \int ds' e^{-ik \cdot \mathbf{r}'}. \\ \text{Тень}$$

Для вычисления входящего в правую часть интеграла примем, что тень лежит в плоскости xy и что вектор \mathbf{k} расположен в плоскости xz и введем цилиндрические координаты z , ρ и φ . Тогда $ds' = \rho d\rho d\varphi$, $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}' = k \sin \theta \rho \cos \varphi$ и

$$f(\theta) = \frac{ik}{4\pi} (1 + \cos \theta) \int_0^{R_0} d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi e^{-ik\rho \sin \theta \cos \varphi}.$$

Если $kR_0 \gg 1$, то интеграл практически равен нулю везде, кроме малых значений θ , т. е. когда $\cos \theta \approx 1$, так что

$$(1) = \frac{ik}{2\pi} \int_0^{R_0} d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi e^{-ik\rho \sin \theta \cos \varphi}.$$

Входящий сюда интеграл по $d\varphi$ можно выразить через функцию Бесселя нулевого порядка¹⁾:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi e^{iz \cos \varphi} = 2\pi J_0(z).$$

Поскольку неопределенный интеграл

$$\int dz z J_0(z) = z J_1(z),$$

мы окончательно получаем

$$f(\theta) = ikR_0^2 \frac{J_1(kR_0 \theta)}{kR_0 \theta}, \quad (6.82)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (kR_0^2)^2 \left(\frac{J_1(z)}{z} \right)^2, \quad z = kR_0 \theta, \quad (6.83)$$

¹⁾ С функциями Бесселя читатель может познакомиться практически по любой книге по математической физике, например по книге Мэтьюза и Уолкера. Формулы, таблицы и графики для функций Бесселя приведены в книге Абрамовича и Стегуна [49].

а следовательно,

$$\sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \pi R_0^2. \quad (6.84)$$

Последние три формулы мы вывели для черного диска. Однако они верны также и для черной сферы радиуса R_0 , поскольку сфера и диск отбрасывают одинаковую тень.

Формулы (6.82) — (6.84) описывают все три особенности дифракционного рассеяния, о которых мы сказали выше:

1. Кривая дифференциального эффективного сечения выглядит так же, как кривая $I(\theta)$, изображенная на фиг. 6.20; она имеет ярко выраженный пик для рассеяния в направлении вперед.

2. Первый нуль функции $J_1(z)$ приходится на значение $z = 3,84$; первый минимум дифракционной картины получается, таким образом, при

$$\theta_{\min} = \frac{3,84}{kR_0} = 0,61 \frac{\lambda}{R_0}, \quad (6.85)$$

что полностью согласуется с формулой (6.76). Угол θ_{\min} уменьшается при увеличении k по закону $1/k$, если размеры мишени R_0 не меняются.

3. Полное упругое сечение рассеяния не зависит от энергии; оно зависит только от размера R_0 области, занятой рассеивателем.

4. Дополнительно к этим трем особенностям формула (6.83) выражает еще одну следующую особенность дифракционного рассеяния. Поскольку $J_1(z) \rightarrow z/2$ при $z \rightarrow 0$, дифференциальное эффективное сечение упругого рассеяния вперед выражается формулой

$$\frac{d\sigma(0^\circ)}{d\Omega} = \frac{1}{4} k^2 R_0^4. \quad (6.86)$$

При стремлении энергии падающей частицы к бесконечности дифференциальное сечение рассеяния в направлении угла 0° возрастает как k^2 ($k = p/\hbar$).

Эти же самые выводы часто записывают немного по-другому. В системе центра масс сталкивающихся частиц переданный импульс при малых углах упругого рассеяния выражается в виде

$$|\mathbf{q}| = 2\hbar k \sin(\theta/2) \approx \hbar k \theta.$$

Если квадрат этой величины обозначить через

$$-t \equiv \mathbf{q}^2, \quad (6.87)$$

то тогда

$$-dt = 2\hbar^2 k^2 \theta d\theta = \hbar^2 k^2 d\Omega / \pi,$$

так что формулу (6.83) можно переписать в виде

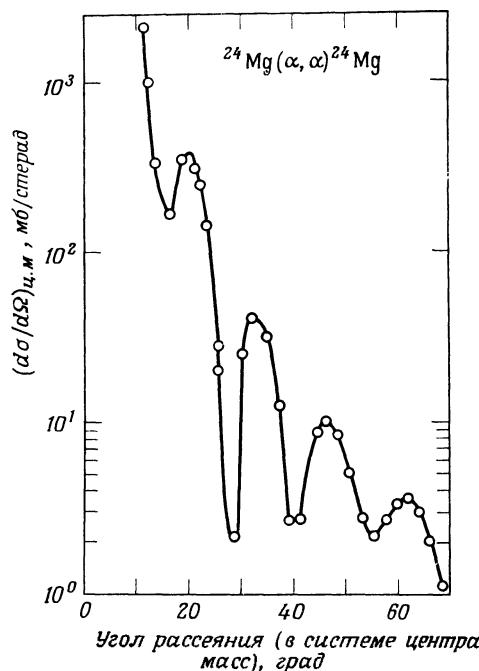
$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{-\pi}{\hbar^2 k^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\pi R_0^4}{\hbar^2} \frac{J_1^2(\sqrt{-tR_0^2/\hbar^2})}{tR_0^2/\hbar^2}. \quad (6.88)$$

Из формулы (6.86) получаем формулу

$$\frac{d\sigma}{dt}(t=0) = \frac{-\pi}{4\hbar^2} R_0^4. \quad (6.89)$$

Следовательно, $d\sigma/dt$ зависит только от t , т. е. от квадрата передаваемого импульса, а не от энергии падающей частицы. Значение $d\sigma/dt$ при $t = 0$ не зависит от импульса падающей частицы.

Теперь мы приведем два примера дифракционного рассеяния: из ядерной физики и из физики элементарных частиц. Сначала рассмотрим рассеяние на ядре [48]. На фиг. 6.22 приведено экспериментально измеренное дифференциальное эффективное сечение для упругого рассеяния α -частиц с энергией 42 МэВ на ядрах ^{24}Mg [50]. Отчетливо видны большой пик рассеяния вперед и четкие дифракционные минимумы и максимумы. Формула (6.83) хорошо описывает положения этих максимумов и минимумов, однако при больших

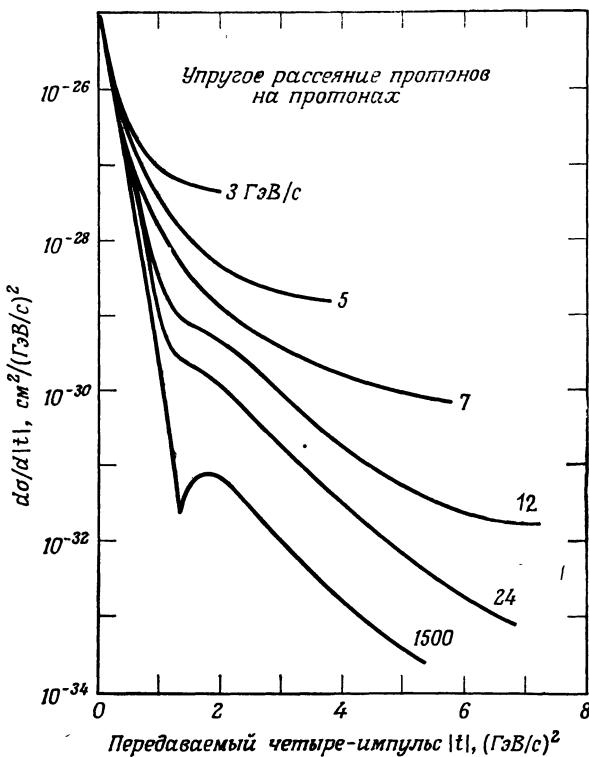


Фиг. 6.22. Зависимость дифференциального эффективного сечения для упругого рассеяния α -частиц на ядре ^{24}Mg от угла рассеяния [50].

углах рассеяния наблюдаемые максимумы оказываются меньшими по величине, чем предсказываемые по этой формуле. Причины такого несогласия очевидны. Прежде всего ядро не обладает резкой границей, как это было предположено при выводе формулы (6.83). Из фиг. 6.7 видно, что ядра имеют довольно нечетко выраженную граничную поверхность, толщина которой велика. Кроме того, ядро отнюдь не всегда имеет сферическую форму, оно, как правило, деформировано (об этом мы еще будем говорить в § 1 гл. 16). Наконец, ядра имеют некоторую прозрачность для адронов низких и средних энергий. Изложенная простая теория должна быть изменена, чтобы можно было учесть упомянутые усложняющие обстоятельства. Теория, развитая с учетом всего этого, довольно хорошо совпадает с экспериментальными данными [51—53].

С дифракционным рассеянием встречаются также и в физике частиц [54—56]. Здесь мы рассмотрим только упругое рассеяние протонов на протонах, поскольку на этом простом примере можно уже проследить все характерные особенности дифракционного рас-

сения. Экспериментальные кривые дифференциальных эффективных сечений $d\sigma/dt$ для упругого pp -рассеяния при различных значениях импульса падающей частицы показаны на фиг. 6.23 [57—59]. Четко виден пик рассеяния вперед, а также наблюдаются следы и других дифракционных особенностей. В частности, значение величины $d\sigma/dt$ при $t = 0$

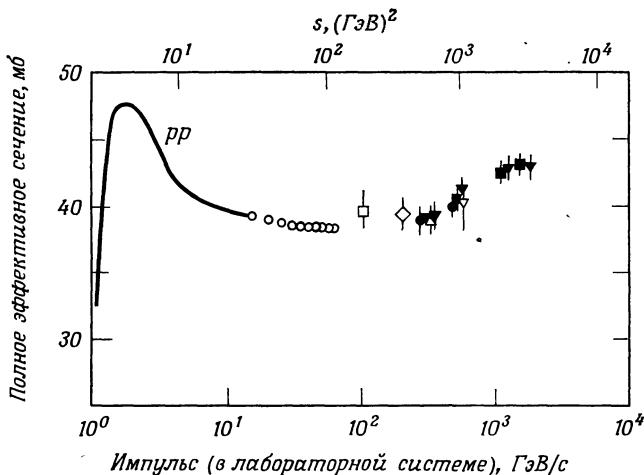


Фиг. 6.23. Зависимость дифференциального эффективного сечения упругого pp -рассеяния от передаваемого четырех-импульса. На отдельных кривых указаны значения импульса падающего протона в лабораторной системе отсчета. Эффективные сечения до импульсов $p_{\text{лаб}} = 19,3 \text{ ГэВ}/c$ были измерены на протонном синхротроне в ЦЕРНе. Сечение при импульсе $p_{\text{лаб}} = 1500 \text{ ГэВ}/c$ было получено на ускорителе с накопительными кольцами в ЦЕРНе.

оказывается приближенно не зависящим от импульса падающей частицы, как это предсказывается формулой (6.89). Полагая $d\sigma/dt \approx 10^{-25} \text{ см}^2/(\text{ГэВ}/c)^2$, согласно формуле (6.89), получаем $R_0^2 \approx 0,7 \text{ фм}^2$. Такое значение не противоречит значению квадрата электромагнитного радиуса, которое дается формулой (6.51).

Другая особенность дифракционного рассеяния — независимость полного эффективного сечения рассеяния при высоких энергиях от энергии — подтверждается в случае pp -рассеяния в довольно широкой области энергий. Полное эффективное сечение рассея-

ния можно экспериментально измерить двумя различными способами. Один способ заключается в измерении уменьшения интенсивности падающего пучка при прохождении им слоя жидкого водорода заданной толщины, другой — в измерении упругого рассеяния вперед и в использовании оптической теоремы, т. е. формулы (6.63). При измерении полного сечения pp -рассеяния были использованы оба способа. Измерения проводились на



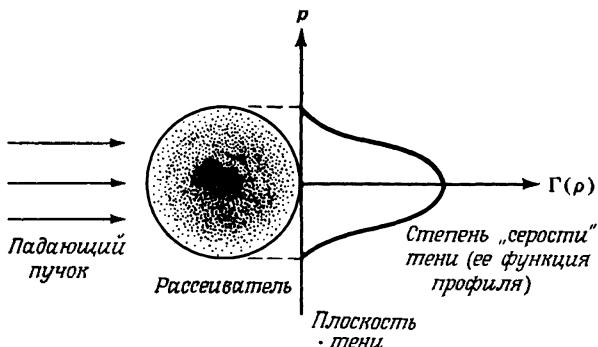
Фиг. 6.24. Зависимость полного сечения упругого pp -рассеяния от квадрата s энергии в системе отсчета центра масс или от соответствующего импульса падающего протона в лабораторной системе отсчета. (Фигура предоставлена авторам ЦЕРНом.) Приведены экспериментальные данные, полученные в Серпухове, в Батавии и на ускорителе с накопительными кольцами в ЦЕРНе.

протонном синхротропе на 70 ГэВ в Серпухове [60], на ускорителе в Батавии [61], а также на ускорителе с накопительными кольцами в Церне [62—64]. Полное эффективное сечение рассеяния протонов на протонах действительно оказалось постоянным в пределах ошибок эксперимента, при энергиях в лабораторной системе отсчета примерно от 2 до 500 ГэВ; значение сечения в этой области примерно равно 39 мб. При ультравысоких энергиях полное эффективное сечение pp -рассеяния, однако, начинает меняться. Данные, полученные на ускорителе с накопительными кольцами в ЦЕРНе [62—64] и в космических лучах [65], обнаруживают слабое возрастание сечения с энергией. На фиг. 6.24 мы приводим полное эффективное сечение pp -рассеяния в зависимости от импульса налетающего протона в лабораторной системе отсчета. В § 7 гл. 12 мы еще немножко поговорим об этом возрастании сечения.

В ядерной физике, как мы видим, дифракционная картина рассеяния проявляется в том, что кривые дифференциального эффективного сечения имеют максимумы и минимумы, как это показано на фиг. 6.22. В физике частиц очень плавное распределение электрического заряда в пуклоне, а также, надо полагать, массы в нем размыает дифракционную картину вплоть до импульсов, по крайней мере равных 20 ГэВ/с. При самых больших исследованных в настоящее время импульсах, однако, начинают уже проявляться первый минимум и второй максимум, как это видно на самой нижней кривой на фиг. 6.23. Интересно отметить, что форму этой кривой эффективного сечения можно объяснить, предпо-

лагая, что распределение массы в протоне пропорционально распределению, описывающему дипольной интерполяцией формфактора, согласно формуле (6.47) [66—69].

Функция профиля тени [70—72]. Использованное нами до сих пор приближение черного диска позволяет понять основные особенности дифракционного рассеяния, но оно не дает возможности описывать более тонкие его детали. Это приближение можно, однако, улучшить, предположив, что мишень — не черная, а серая. Тень от серой мишени уже не является однородно-черной; ее степень серости, т. е. степень прозрачности, меняется



Фиг. 6.25. Серый рассеиватель и функция профиля его тени. Определение величин $\Gamma(\rho)$ и ρ дано в тексте.

от точки к точке и является функцией ρ , где ρ — радиус-вектор в так называемой плоскости тени (фиг. 6.25). В приближении черного диска полная волновая функция рассеяния $\psi(r') \equiv \psi(\rho)$ в плоскости тени обращается в пуль в области непосредственно за рассеивателем, и именно это обстоятельство мы использовали при выводе формулы (6.82). Для серой мишени предполагают, что полная волновая функция в плоскости тени в области непосредственно за рассеивателем задается выражением

$$\psi(\rho) = e^{ik_0 \cdot \rho} e^{i\chi(\rho)}. \quad (6.90)$$

Полная волновая функция по сравнению с волновой функцией падающей волны, таким образом, видоизменяется: в нее вводится добавочный множитель. Для черного диска фаза χ весьма велика и является чисто мнимой. Множитель $\exp(i k_0 \cdot \rho)$ равен 1, но мы его сохраняем для удобства рассуждений. С учетом соотношения (6.81) и равенства $kz = k_0 \cdot \rho$ в плоскости тени выражение для рассеянной волны принимает вид

$$\psi_{\text{расс}}(\rho) = e^{ik_0 \cdot \rho} \Gamma(\rho), \quad (6.91)$$

где функция

$$\Gamma(\rho) = 1 - \exp(i\chi(\rho)) \quad (6.92)$$

называется *функцией профиля* [70, 71]. Подставляя (6.91) в (6.80) и учитывая, что $ds' = d^2\rho$ и $r' = \rho$, для амплитуды рассеяния на малые углы ($\cos \theta \approx 1$) получаем формулу

$$f(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2\rho e^{i\mathbf{q} \cdot \rho/\hbar} \Gamma(\rho). \quad (6.93)$$

Здесь $\mathbf{q} = \hbar(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k})$ — величина передаваемого импульса. Как видим, амплитуда рассеяния представляет собой не что иное, как фурье-образ функции профиля. Если рассеиватель обладает азимутальной симметрией, т. е. симметричен относительно поворотов вокруг оси падающего пучка, то интегрирование в (6.93) по азимутальному углу дает

$$f(\theta) = ik \int_0^{+\infty} d\rho \rho \Gamma(\rho) J_0(k\rho\theta). \quad (6.94)$$

Эта формула в точности совпадает с формулой для функции $f(\theta)$ для черного диска, если положить $\Gamma(\rho) = 1$ при $\rho \leq R_0$ и $\Gamma(\rho) = 0$ при $\rho > R_0$. Связь, устанавливаемая между функциями $\Gamma(\rho)$ и $f(\theta)$ формулой (6.94),носит название преобразования Фурье — Бесселя (или Фурье — Ханкеля) [73]. Если функция профиля нам дана, то амплитуду рассеяния можно без труда вычислить. Возьмем, например, гауссову функцию профиля

$$\Gamma(\rho) = \Gamma(0) e^{-(\rho/\rho_0)^2}. \quad (6.95)$$

Преобразование Фурье — Бесселя этой функции имеет вид [49]

$$f(\theta) = \frac{1}{2} ik \Gamma(0) \rho_0^2 e^{-(k\rho_0\theta/2)^2}.$$

Положив $t = (\hbar k\theta)^2$, для соответствующего дифференциального эффективного сечения находим

$$-\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{4\hbar^2} \Gamma^2(0) \rho_0^4 e^{-(\rho_0^2/2\hbar^2)|t|}. \quad (6.96)$$

Таким образом, гауссова функция профиля дает эффективное сечение $d\sigma/dt$, экспоненциально уменьшающееся при больших $|t|$.

Физический смысл функции профиля наиболее отчетливо выявляется при рассмотрении полного эффективного сечения рассеяния. Подставляя в формулу (6.63), выражющую оптическую теорему, формулу (6.93) для амплитуды рассеяния, взятую при $\theta = 0^\circ$, получаем

$$\sigma_{\text{полн}} = 2 \int d^2\rho \operatorname{Re} \Gamma(\rho). \quad (6.97)$$

Для черного диска $\Gamma(\rho) = 1$ при $\rho \leq R_0$ и $\Gamma(\rho) = 0$ при $\rho > R_0$, т. е. эта величина действительна, а следовательно, амплитуда $f(\theta)$ — чисто мнимая. Предположим теперь, что в пределе весьма высоких энергий амплитуда рассеяния является чисто мнимой¹⁾, тогда функция Γ действительна и формула (6.97) принимает вид

$$\sigma_{\text{полн}} = 2 \int d^2\rho \Gamma(\rho). \quad (6.98)$$

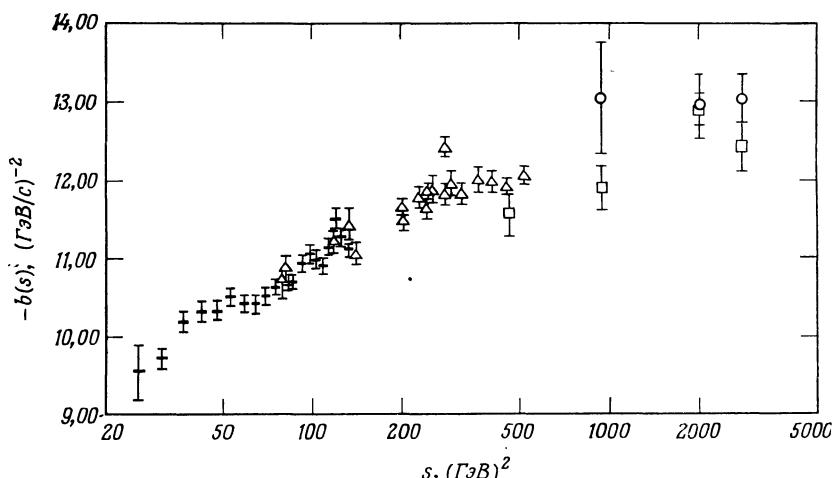
Следовательно, величина $2\Gamma(\rho)$ является вероятностью того, что в элементе $d^2\rho$, расположенному на расстоянии ρ от центра, действительно происходит рассеяние (см. фиг. 6.25). Таким образом, величина $\Gamma(\rho)$ представляет собой плотность распределения вероятности рассеяться в определенной точке в плоскости тени. Именно поэтому величину $\Gamma(\rho)$ называют функцией профиля.

¹⁾ Отношение мнимой части к реальной для амплитуды рассеяния вперед при рассеянии протонов на протонах было измерено и действительно оказалось малым при больших значениях импульса падающей частицы [74].

Применим теперь все, что мы рассказали, к упругому pp -рассеянию [66—69]. Из фиг. 6.23 видно, что основной дифракционный пик экспоненциально спадает на несколько порядков при увеличении $|t|$. Такое его поведение свидетельствует о том, что для эффективного сечения в области этого пика справедлива интерполяционная формула

$$\frac{d\sigma(s, t)}{dt} = \frac{d\sigma(s, t=0)}{dt} e^{-b(s)|t|}. \quad (6.99)$$

Здесь s означает квадрат полной энергии сталкивающихся протонов в системе их центра масс, а величина $b(s)$ носит название *параметра наклона*. Примечательно, что экспериментальные данные в широком интервале значений s и t можно в самом деле описать столь



Фиг. 6.26. Зависимость параметра наклона $b(s)$ для дифракционного пика при pp -рассеянии от квадрата s энергии в системе центра масс. (Использованы данные работы [75], а также работ других групп.)

простой формулой. Параметр наклона оказывается медленно меняющейся логарифмической функцией полной энергии s , как это показано на фиг. 6.26. Экспоненциальное спадание сечения $d\sigma/dt$ с ростом $|t|$ можно считать обязанным гауссовой функции профиля (6.95). Приравнивая (6.96) к (6.99), получаем соотношение

$$\rho_0 = \hbar (2b)^{1/2}, \quad (6.100)$$

где ρ_0 характеризует ширину гауссовой функции профиля, описывающей рассеяние двух неточечных протонов из-за адронных сил взаимодействия. Поэтому нельзя, вообще говоря, сравнивать ρ_0^2 , т. е. соответствующий квадрат радиуса с квадратом среднеквадратичного радиуса протона, определенным по электромагнитным взаимодействиям. Вместе с тем утешительно, что обе эти оценки размеров протона довольно хорошо согласуются: электромагнитный радиус протона, определяемый из (6.51), равен $\langle r^2 \rangle^{1/2} \approx 0.8$ фм, в то время как значение $b = 10 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$, взятое из данных, приведенных на фиг. 6.26, приводит к значению $\rho_0 \approx 0.9$ фм.

«Размер» протона и значение параметра наклона $b(s)$ связаны друг с другом формулой (6.100). Если значение ρ_0 постоянно, то постоянным должен быть также параметр $b(s)$. Однако, согласно фиг. 6.26, значения $b(s)$ возрастают логарифмически с увеличением квадрата энергии в системе центра масс. Поскольку $b(s)$ характеризует ширину дифракционного пика, то возрастание $b(s)$ означает сжатие дифракционного пика, а следовательно, возрастание размера ρ_0 области взаимодействия двух протонов. Такое поведение эффективного сечения мы полностью не понимаем.

Приближение Глаубера [70—72]. Пока что мы рассматривали дифракционное рассеяние от одиночного объекта. Теперь займемся когерентным рассеянием частиц-спарядов на мишени, которая сама составлена из нескольких частиц. Например, пусть это будет ядро, состоящее из нескольких нуклонов. Падающая частица высокой энергии может испытать рассеяние на одном из нуклонов ядра, или последовательно на нескольких его нуклонах, или испытать сильное взаимодействие сразу со всем ядром. Рассмотреть процессы многократного рассеяния не просто. Однако теория дифракции позволяет это сделать. Нужно только использовать *приближение Глаубера* [76].

Чтобы объяснить, в чем заключается приближение Глаубера, рассмотрим аналогичную задачу из оптики — прохождение световой волны с импульсом $p = \hbar k$ через слой вещества с показателем преломления n и толщиной d . Электрический вектор \mathcal{E}_1 волны после прохождения ею сквозь поглощающий слой вещества связан с электрическим вектором падающей волны \mathcal{E}_0 следующим соотношением¹⁾:

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 e^{i\chi_1}, \quad \chi_1 \equiv k(1-n)d. \quad (6.101)$$

Если показатель преломления является комплексным числом, то его мнимая часть описывает поглощение волны веществом. Если волна пересекает последовательно ряд поглощающих слоев, каждый из которых характеризуется своей фазой χ_i , то электрический вектор волны после выхода из последнего поглощающего слоя можно записать в виде

$$\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_0 e^{i\chi_1} e^{i\chi_2} \dots e^{i\chi_n} = \mathcal{E}_0 e^{i(\chi_1 + \dots + \chi_n)}. \quad (6.102)$$

Таким образом, мы видим, что фазы различных поглощающих слоев складываются. Аналогично можно рассуждать также и в задаче о рассеянии частиц высоких энергий. Формула (6.90) показывает, что волна за отдельным рассеивателем связана с падающей волной в точности таким же соотношением (6.101), которое связывает электрические векторы световой волны. В приближении Глаубера считают, что фазы индивидуальных рассеивающих объектов, составляющих мишень, такую, как ядро, также складываются. Чтобы написать соответствующую этому приближению формулу для амплитуды рассеяния, предположим, что отдельные рассеивающие объекты, т. е. нуклоны, расположены так, как это показано на фиг. 6.27. Расстояния от центра каждого рассеивающего объекта до оси, перпендикулярной плоскости тени, обозначим через s_i . Расстояние, от которого зависит отдельная функция профиля тени каждого нуклона, будет теперь не ρ , а $\rho - s_i$, так что фазовый множитель для i -го нуклона, согласно (6.92), равен

$$e^{i\chi_i} = 1 - \Gamma_i(\rho - s_i).$$

Мы предположили, что фазы от отдельных рассеивателей складываются. Поэтому полный фазовый множитель дается формулой

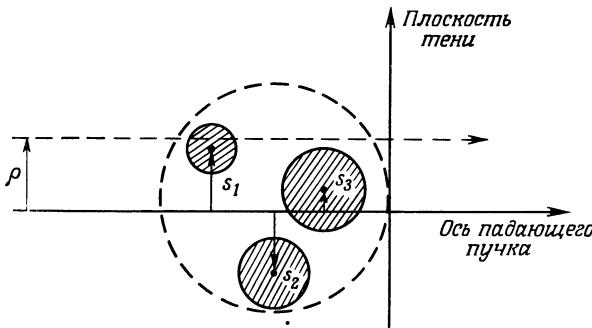
$$e^{i\chi} = e^{i\chi_1} e^{i\chi_2} \dots e^{i\chi_A} = \prod_{i=1}^A [1 - \Gamma_i(\rho - s_i)],$$

¹⁾ См. *Фейнмановские лекции* т. I, гл. 31, § 3.

и для полной функции профиля получаем

$$\Gamma(\rho) = 1 - \prod_{i=1}^A [1 - \Gamma_i(\rho - s_i)]. \quad (6.103)$$

В этом соотношении суть приближения Глаубера. Если функции профиля для отдельных нуклонов нам известны, то по формуле (6.103) мы можем вычислить функцию профиля для всего ядра в целом. Получим теперь в приближении Глаубера формулу для амплитуды рассеяния. Дело в том, что нуклоны в ядре не фиксированы, как это показано на фиг. 6.27;



Фиг. 6.27. Расположение отдельных рассеивателей в ядре.

они все время движутся в ядре, причем их вероятностное распределение в каждый момент времени задается соответствующей многонуклонной волновой функцией ядра. В случае упругого рассеяния на ядре начальная и конечная многонуклонные волновые функции ядра тождественны, а потому значение $\Gamma(\rho)$ в формуле (6.93) можно заменить на следующее среднее:

$$\int d^3x_1 \dots d^3x_A \psi^*(x_1, \dots, x_A) \Gamma(\rho) \psi(x_1, \dots, x_A) \equiv \langle i | \Gamma(\rho) | i \rangle,$$

где $\psi(x_1, \dots, x_A)$ — многонуклонная волновая функция ядра, которое, по предположению, пребывает в стационарном состоянии. Амплитуда рассеяния, таким образом, согласно формуле (6.93), принимает вид

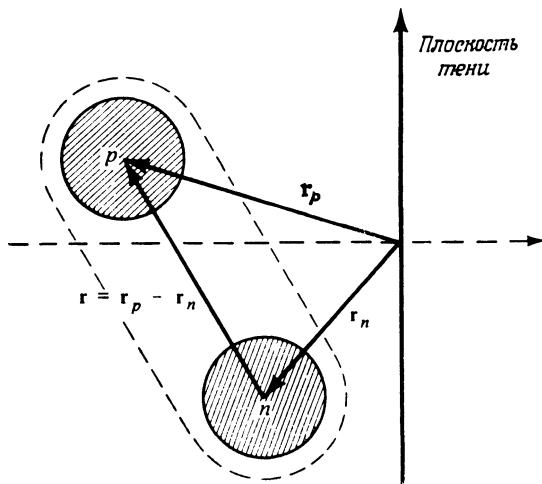
$$f(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2\rho e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{\rho}/\hbar} \langle i | \Gamma(\rho) | i \rangle. \quad (6.104)$$

Обратное соотношение выглядит следующим образом:

$$\langle i | \Gamma(\rho) | i \rangle = \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{\rho}/\hbar} f(\mathbf{q}) d^2q.$$

В качестве примера рассмотрим упругое рассеяние частицы-снаряда с очень большой энергией на простейшем ядре-мишени, дейtronе (фиг. 6.28). Если энергия падающей частицы столь высока, что деборильевская длина волны этой частицы гораздо меньше радиуса дейтрона ($R \approx 4$ фм), то можно предполагать, что нейтрон и протон в дейтроне рассеивают падающую частицу независимо и что полное сечение рассеяния представляет собой попросту сумму индивидуальных сечений на протоне и на нейтроне. Согласно при-

ближению Глаубера, однако, такое утверждение надо считать неправильным. Эксперимент, как мы увидим, подтверждает это заключение. Для дейтрона введем относительную



Фиг. 6.28. Обозначение векторов, используемых при теоретическом описании рассеяния на дейтроне.

координату $r = r_p - r_n$, и тогда выражение (6.103) для $\Gamma(\rho)$ примет вид

$$\Gamma_d(\rho) = \Gamma_p\left(\rho + \frac{1}{2}r\right) + \Gamma_n\left(\rho - \frac{1}{2}r\right) - \Gamma_p\left(\rho + \frac{1}{2}r\right)\Gamma_n\left(\rho - \frac{1}{2}r\right). \quad (6.105)$$

Подставим $\Gamma_d(\rho)$ в (6.104) и используем тот факт, что волновая функция дейтрона $\Psi_d(r)$ зависит только от относительной координаты r . Тогда получим следующее выражение для амплитуды рассеяния на дейтроне:

$$\begin{aligned} f_d(q) = & f_p(q) F\left(\frac{1}{2}q\right) + f_n(q) F\left(\frac{1}{2}q\right) + \\ & + \frac{i}{2\pi k} \int F(q') f_p\left(\frac{1}{2}q - q'\right) f_n\left(\frac{1}{2}q + q'\right) d^2q', \end{aligned} \quad (6.106)$$

где $F(q)$ — формфактор основного состояния дейтрона:

$$F(q) = \int d^3r e^{iq \cdot r/\hbar} |\Psi_d(r)|^2. \quad (6.107)$$

Первые два слагаемых в правой части (6.106) описывают независимые рассеяния на протоне и на нейтроне; последнее слагаемое представляет собой поправку на двукратное рассеяние. Для получения формулы для полного эффективного сечения рассеяния на дейтроне можно использовать оптическую теорему (6.63):

$$\sigma_d = \sigma_p + \sigma_n + \frac{2}{k^2} \int d^2q F(q) \operatorname{Re}\{f_p(-q)f_n(q)\}. \quad (6.108)$$

Размеры дейтрона значительно превышают размеры области действия адронных сил. Это означает, что дейтронный формфактор $F(\mathbf{q})$ имеет резкий пик в направлении вперед, а следовательно, полное эффективное сечение дается формулой

$$\sigma_d \approx \sigma_p + \sigma_n + \frac{2}{k^2} \operatorname{Re} [f_p(0) f_n(0)] \langle r^{-2} \rangle_d,$$

где $\langle r^{-2} \rangle_d$ — среднее значение величины r^{-2} для основного состояния дейтрона. Если рассматривать рассеяния на протоне и на нейтроне как рассеяния на черном диске, то амплитуды рассеяния вперед будут чисто минимыми и тогда

$$\sigma_d \approx \sigma_p + \sigma_n - \frac{1}{4\pi} \sigma_p \sigma_n \langle r^{-2} \rangle_d. \quad (6.109)$$

Последнее слагаемое в правой части формулы (6.109) описывает эффект экранировки одного нуклона другим. Этот вклад теневого, или двукратного, рассеяния имеет знак минус, т. е. полное сечение получается меньшим, нежели сумма сечений рассеяний на протоне и на нейтроне. Такой знак уже следовал из знака в формуле (6.105), в которой слагаемое, отвечающее вкладу от двукратного рассеяния, имеет знак, противоположный знаку слагаемых от одиночных рассеяний. Еще более общая формула (6.103) показывает, что знаки последовательных членов, содержащие отдельные функции G_i , их двойные, тройные и т. д. произведения. Наличие знака минус перед последним слагаемым в формуле (6.109) подтверждается экспериментами.

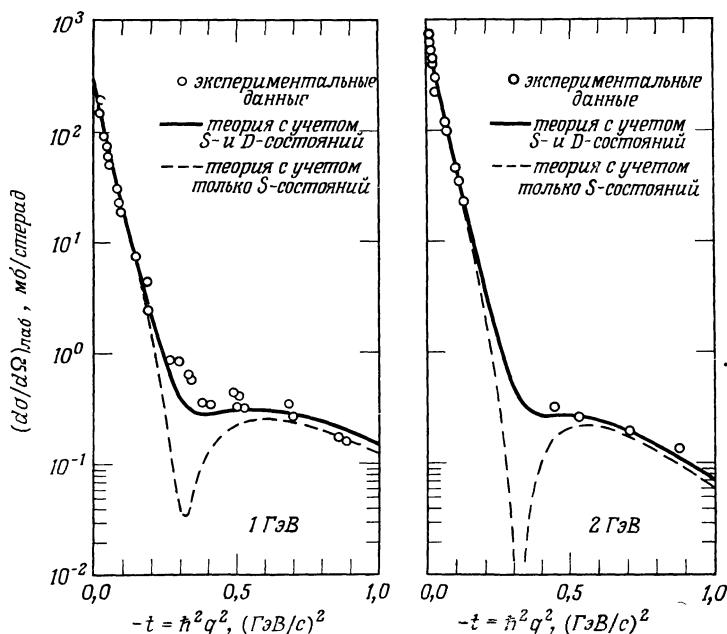
Дифференциальное эффективное сечение рассеяния на дейтроне, конечно, дает значительно большую информацию, чем полное сечение рассеяния. Формулы (6.10) и (6.68) позволяют представить дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{-\pi}{\hbar^2 k^2} |f(\mathbf{q})|^2. \quad (6.110)$$

Для вычисления по этой формуле сечения $d\sigma/dt$ следует подставить в нее величину $f_d(\mathbf{q})$, даваемую формулой (6.106).

Рассмотрим теперь, к примеру, рассеяние протонов на дейтронах. Амплитуды рассеяния f_n и f_p можно в таком случае получить из данных по pp - и $p\bar{n}$ -рассеянию. О том, как это сделать, мы рассказывали выше, см. стр. 187. Чтобы найти формфактор $F(\mathbf{q})$ дейтрона, следует задаться какой-то конкретной формой волновой функции основного состояния дейтрона. Если эта функция ψ_d задана, то амплитуду рассеяния $f_d(\mathbf{q})$, а следовательно, и дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ мы можем рассчитать, используя вышеприведенные формулы. На фиг. 6.29 показано поведение дифференциального сечения $d\sigma/dt$ для рассеяния протонов с энергией 1 и 2 ГэВ на дейтронах. Обращают на себя внимание быстрое начальное спадание кривых до неглубокого минимума, а затем последующее более медленное уменьшение значений величины $d\sigma/dt$. Это поведение кривых можно понять, используя приближение (6.106). Первые два слагаемых в правой части формулы (6.106) описывают одиночные процессы рассеяния на протоне и на нейтроне. Они обладают дифракционными пиками шириной $\sim 1/k$, как это можно заключить из формулы (6.85). При двукратном рассеянии протон и нейtron получают от падающего протона по половине полного передаваемого импульса. Следовательно, ширина дифракционного пика должна быть больше. Начальный участок быстрого спадания обусловлен вкладами одиночных рассеяний. Двукратное рассеяние преобладающий вклад дает при больших значениях t . Непосредственные расчеты дифференциальных сечений рассеяния $d\sigma/dt$ показывают, что по рассеянию действительно можно судить о структуре дейтрона [78]. Как мы подробно объясним в § 5 гл. 12, два нуклона в дейтроне находятся преимущественно в состоянии с относительным орбитальным угловым моментом $L = 0$ (s -состояние), но к этому состоянию примешивается небольшая доля состояния с угловым моментом $L = 2$ (d -состояние) (фиг. 12.9). Если эффективные сечения для дейтрона вычислять с волновой

функцией, соответствующей чистому s -состоянию, то в результате получатся пунктирные кривые, изображенные на фиг. 6.29, не согласующиеся с экспериментальными данными. Для получения хорошего согласия с экспериментом, т. е. для построения кривых, показанных на фиг. 6.29 сплошными линиями, требуется в волновую функцию основного состояния дейтрана включить небольшую примесь (6,7%) d -состояния. Такая малая примесь приводит к резкому размытию глубокого интерференционного минимума между областями одиночного и двукратного рассеяний.



Фиг. 6.29. Зависимость измеренных и вычисленных эффективных сечений упругого рассеяния протонов на дейтранах от $-t$ [77].

Приближение Глаубера, рассмотренное здесь для дейтрана, используется и для исследования структуры прочих ядер [70—72, 78]. Это приближение применяют успешно в тех случаях, когда в качестве падающих частиц для зондирования структуры ядра применяются не протоны, а, например, пионы или антипротоны. ●

§ 10. ЛИТЕРАТУРА

[1] Книга Хоффштадтера [79] включает перепечатку важнейших статей по структуре субатомных частиц, в том числе несколько превосходных обзоров. Она цenna тем, что содержит полную информацию о результатах, полученных до 1963 г.

Вопросы, затронутые в этой главе, излагаются во многих популярных статьях, из которых особый интерес представляют статьи Крэйна [80], Кендалла и Панофского [81] и Перла [82].

Имеется обзорная статья Рича и Уисли [83], посвященная g -факторам лептонов.

Знакомиться с основными представлениями и различными экспериментальными методами, используемыми при исследованиях размеров ядер, лучше начинать по книге Элтона [84]. Обстоятельное изложение материалов по исследованию структуры сложных ядер читатель найдет в книге Юбераля [85].

В данной главе мы рассказали только об одном методе изучения распределения электрического заряда в ядрах — методе упругого рассеяния электронов. Однако есть еще немало других методик. Особенно важная из них состоит в наблюдении рентгеновского излучения мюонных атомов. Этот метод описан в работах [86—88].

Экспериментальные данные о радиусах ядер приведены в обзорной статье Хофтадтера и Колларда [89].

Никакого действительно элементарного изложения вопросов, относящихся к формфакторам элементарных частиц, авторам не известно. Читатель может попытаться извлечь информацию из обзоров [90—92], требующих, однако, более высокого уровня подготовки, чем тот, который мы предполагаем у читателей данной книги.

ЗАДАЧИ

6.1. Пучок электронов с энергией 10 ГэВ и силой тока 10^{-8} А фокусируется на площадку $0,5 \text{ см}^2$. Какова величина потока F ?

6.2. Предположим, что пучок частиц от ускорителя с энергией 100 ГэВ содержит 10^{13} протонов в кубическом сантиметре, сфорксован на площадку 2 см^2 и падает на нее в течение 0,5 с. Вычислите поток.

6.3. Медная мишень толщиной 0,1 см представлена под пучок частиц площадью 4 cm^2 . Нас интересует рассеяние на ядрах.
а. Найдите количество рассеивающих центров в мишени, которые встречает пучок.
б. Предполагая полное эффективное попречное сечение равным 10 мб, определите, какая часть падающего пучка рассеивается?

6.4. Положительные пионы с кинетической энергией 190 МэВ направляют на жидкокводородную мишень толщиной 50 см. Ка-

кая доля пионов пучка подвергается пион-протонному рассеянию? (см. фиг. 5.28).

6.5. Рассмотрите столкновение α -частицы с электроном. Покажите, что максимальная потеря энергии и максимальный передаваемый импульс в одном столкновении малы. Рассчитайте максимальную потерю энергии α -частицей с энергией 10 МэВ, падающей на покоящийся электрон.

6.6. Изложите основные этапы вывода формулы Резерфорда для эффективного сечения рассеяния в классической механике.

6.7. Убедитесь, что формула (6.14) действительно следует из формулы (6.13) для сферически-симметричного потенциала.

6.8. Выведите формулу (6.16).

6.9.

а. Покажите, что во всех экспериментах, которые могут дать информацию о струк-

туре субатомных частиц, членом $(\hbar/a)^2$ в формуле (6.16) можно пренебречь.

б. При каких углах рассеяния поправочный член $(\hbar/a)^2$ становится существенным?

6.10. Выразите в формуле (6.17) передаваемый импульс через кинетическую энергию падающей частицы и угол рассеяния. Убедитесь, что получается в точности стандартная формула Резерфорда.

6.11. Электрон с энергией 100 МэВ рассеивается на ядре свинца.

а. Вычислите максимально возможный передаваемый импульс.

б. Рассчитайте энергию отдачи, испытываемую ядром свинца при заданном значении передаваемого импульса.

в. Покажите, что при данном рассеянии электрон можно считать частицей без собственной массы.

6.12. Выведите формулу (6.28) и найдите следующий член разложения.

6.13. Считайте, что распределение вероятности имеет следующий вид (положите $x = |\mathbf{x}|$):

$$\rho(x) = \rho_0 \quad \text{для } x \leq R, \\ \rho(x) = 0 \quad \text{для } x > R.$$

а. Вычислите формфактор для этого однородного распределения.

б. Вычислите $\langle x^2 \rangle^{1/2}$.

6.14. Электроны с энергией 250 МэВ рассеиваются на ядрах ${}^{40}\text{Ca}$.

а. Пользуясь формулами, приведенными в тексте, вычислите дифференциальные эффективные сечения как функции угла рассеяния при следующих предположениях:

- 1) электроны бесспиновые, ядро точечное,
- 2) электроны со спином, ядро точечное,
- 3) электроны со спином, ядро «гауссов» [см. формулу (6.31)].

б. Сравните полученные теоретические кривые сечений с экспериментальными данными. Определите значение параметра b в формуле (6.31).

6.15.

а. Что представляют собой мюонные атомы?

б. Почему имеет смысл использовать мюонные атомы при изучении структуры ядра?

в. Вычислите энергию мюонного перехода $2p - 1s$ для ${}^{208}\text{Pb}$ при предположении, что ядро Pb точечное. Сравните с экспериментальным значением этой величины, равным 5,8 МэВ.

г. Используйте полученное при вашем расчете значение и значение, приведенное в п.«в» для оценки радиуса ядра Pb. Сравните ваш радиус с реально наблюдаемым радиусом.

6.16. Воспользуйтесь условием (6.26) для определения значения нормировочных константы N в формуле (6.32).

6.17. Пользуясь значениями, приведенными в формуле (6.35), найдите среднее значение расстояния между нуклонами в ядре.

6.18. Обсудите эксперименты, позволяющие определить величину $|g| = 2$ для электрона и для мюона.

а. Выведите формулу (6.41) в нерелятивистском приближении.

б. Предложите принципиальную схему экспериментальной установки для определения $|g| = 2$ для электрона. Как получить поляризованные электроны? Как измерить их поляризацию?

в. Проделайте то же для мюона.

6.19. Как Штерн, Эстерман и Фриш нашли значение магнитного момента протона?

6.20.

а. Каким образом (по косвенным данным) было впервые определено значение магнитного момента нейтрона?

б. Расскажите о прямом методе определения значения магнитного момента свободного нейтрона.

в. Можно ли построить накопительное кольцо для накопления нейтронов? Если можно, то укажите принципиальную схему такого устройства и скажите, на какой физической идеи основана его работа.

6.21. Предположите, что нейtron часть времени проводит в состоянии дираковского нейтрона с нулевым магнитным моментом, а часть времени — в состоянии дираковского протона (магнитный момент равен одному ядерному магнетону) плюс отрицательный пион. Предположите, что отрицательный пион и дираковский про-

тон образуют связанную систему с орбитальным моментом, равным 1. Оцените долю времени, в течение которого реальный физический нейtron должен находиться в протон-пионном состоянии с отрицательным пионом, чтобы можно было объяснить наблюдавшее значение магнитного момента.

6.22. Выведите формулы (6.50) и (6.51).

6.23. Расскажите о каком-нибудь методе, используемом для определения среднеквадратичного радиуса распределения электрического заряда в нейтроне на основании данных по рассеянию медленных нейтронов.

Цитированная литература

1. Rutherford E., Phil. Mag., 21, 669 (1911).
2. Gamow G., My World Line, Viking, New York, 1970.
3. Yennie D. R., Ravenhall D. G., Wilson R. N., Phys. Rev., 95, 500 (1954).
4. Hofstadter R., Ann. Rev. Nucl. Sci., 7, 231 (1958).
5. Bjorken J. D., Drell S. D., Relativistic Quantum Mechanics, McGraw-Hill, New York, 1964, p. 106.
6. Sakurai J. J., Advanced Quantum Mechanics, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1967, p. 193.
7. Herman R., Hofstadter R., High-Energy Electron Scattering Tables, Stanford University Press, Stanford, Calif., 1960.
8. Hofstadter R., Fechter H. R., McIntyre J. A., Phys. Rev., 92, 978 (1953).
9. Bellard J. B. et al., Phys. Rev. Lett., 19, 527 (1967).
10. International Congress on Nuclear Sizes and Density Distributions, Rev. Mod. Phys., 30, 414—569 (1958).
11. Wilson R., What Is the Radius of a Nucleus?, Comm. Nucl. Part. Phys., 4, 116 (1970).
12. Van der Waerden B. L., в сб.: Theoretical Physics of the Twentieth Century, eds. M. Fierz and V. F. Weisskopf, Wiley-Interscience, New York, 1960. (Имеется перевод: Теоретическая физика XX века, ИЛ, 1962, стр. 231—284.)
13. Goudsmit S. A., Phys. Today, 14, 18 (1961).
14. Kusch P., Phys. Today, 19, 23 (February 1966).
15. Galindo A., Sanchez del Rio. C., Amer. Journ. Phys., 29, 582 (1961).
16. Feynman R. P., Quantum Electrodynamics, Benjamin, 1961. (Имеется перевод: Р. Файнман, Квантовая электродинамика, «Мир», М., 1964, стр. 52.)
17. Kush P., Foley H. M., Phys. Rev., 72, 1256 (1947); 74, 250 (1948).
18. Brodsky S. J., Drell S. D., Ann. Rev. Nucl. Sci., 20, 147 (1970).
19. Levine M. J., Wright J., Phys. Rev. Lett., 26, 1351 (1971).
20. Sard R. D., Relativistic Mechanics, Benjamin, Reading, Mass., 1971.
21. Wesley J. C., Rich A., Phys. Rev., A4, 1341 (1971).
22. Gilleland J. R., Rich A., Phys. Rev., A5, 38 (1972).
23. Bailey J., Bartl W., von Bochmann G., Brown R. C. A., Farley F. J. M., Jostlein H., Picasso E., Williams R. W., Phys. Lett., B28, 287 (1968); Nuovo Cimento, 9A, 369 (1972).

24. *Estermann I., Frisch R., Stern O.*, *Nature*, **132**, 169 (1933).
25. *Frisch R., Stern O.*, *Zs. Phys.*, **85**, 4 (1933).
26. *Rosenbluth M. N.*, *Phys. Rev.*, **79**, 615 (1950).
27. *McAllister R. W., Hofstadter R.*, *Phys. Rev.*, **102**, 851 (1956).
28. *Kirk P. N. et al.*, *Phys. Rev.*, **D8**, 63 (1973).
29. *Foldy L. L.*, *Phys. Rev.*, **83**, 688 (1955); *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 471 (1958).
30. *Krohn V. E., Ringo G. R.*, *Phys. Rev.*, **148**, 1303 (1966); **8**, 1305 (1973).
31. *Kendall H. W., Panofsky W. K. H.*, *Sci. Amer.*, **224**, 60 (June 1971).
32. *Drell S. D.*, в сб.: *Subnuclear Phenomena*, International School of Physics, Ettore Majorana, **2** (1970).
33. *Friedman J. I., Kendall H. W.*, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **22**, 203 (1972).
34. *Breidenbach M., Friedman J. I., Kendall H. W., Bloom E. D., Coward D. H., De Staebler H., Drees J., Mo L. W., Taylor R. E.*, *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 935 (1969).
35. *Miller G., Bloom E. D., Buschhorn G., Coward D. H., De Staebler H., Dress J., Jordan C. L., Mo L. W., Taylor R. E., Friedman J. I., Hartmann G. C., Kendall H. W., Verdier R.*, *Phys. Rev.*, **D5**, 528 (1972).
36. *Davis J. F., Hayes S., Imlay R., Stein P. C., Wanderer P. J.*, *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 1356 (1972).
37. *Feynman R. P.*, в сб.: *High Energy Collisions*, Third International Conference, State University of New York, Stony Brook, 1969, eds. C. N. Yang, J. A. Cole, M. Good, R. Hwa, J. Lee-Franzini, Gordon and Breach, New York, 1969.
38. *Bjorken J. D., Paschos E. A.*, *Phys. Rev.*, **185**, 1975 (1969).
39. *Kuti J., Weisskopf V. F.*, *Phys. Rev.*, **D4**, 3418 (1971).
40. *Drell S. D., Lee T. D.*, *Phys. Rev.*, **D5**, 1738 (1972).
41. *Coldberger M. L., Watson K. M.*, *Collision Theory*, Wiley, New York, 1964. (Имеется перевод: *М. Голдбергер, К. Уотсон*, Теория столкновений, «Мир», М., 1967.)
42. *Newton R. G.*, *Scattering Theory of Waves and Particles*, McGraw-Hill, New York, 1966. (Имеется перевод: *Р. Ньютон*, Теория рассеяния волн и частиц, «Мир», М., 1972.)
43. *Rodberg L. S., Thaler R. M.*, *Introduction to the Quantum Theory of Scattering*, Academic Press, New York, 1967.
44. *Gottfried K.*, *Quantum Mechanics*, Benjamin, Reading, Mass., 1966.
45. *Meyer-Arendt J. R.*, *Introduction to Classical and Modern Optics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1972, Sec. 2.3.
46. *Klein M. V.*, *Optics*, Wiley, New York, 1970, ch. 7.
47. *Born M., Wolf E.*, *Principles of Optics*, Pergamon, Elmsford, New York, 1959. (Имеется перевод: *М. Борн, Э. Вольф*, Основы оптики, «Наука», М., 1973.)
48. *Blair J. S.*, в сб.: *Lectures in Theoretical Physics*, eds. P. D. Kunz, D. A. Lind, W. E. Brittin, Vol. VIII-C, University of Colorado Press, Boulder, 1966, p. 343.
49. *Handbook of Mathematical Functions*, eds. M. Abramowitz, I. A. Stegun, Government Printing Office, Washington, D.C., 1964.

50. *Nagib I. M., Blair J. S.*, Phys. Rev., **165**, 1250 (1968).
51. *Fernbach S., Serber R., Taylor T. B.*, Phys. Rev., **75**, 1352 (1949).
52. *Blair J. S.*, Phys. Rev., **115**, 928 (1959).
53. *Inopin E. V., Berezhnoy Yu. A.*, Nucl. Phys., **63**, 689 (1965).
54. *Zachariasen F.*, Phys. Rep., **C2**, 1 (1971).
55. *Feld B. T.*, Models of Elementary Particles, Ginn/Blaisdell, Waltham, Mass., 1969, Ch. 11.
56. *Islam M. M.*, Phys. Today, **25**, 23 (May 1972).
57. *Allaby J. V. et al.*, Nuclear Phys., **B52**, 316 (1973).
58. *Barbiellini G. et al.*, Phys. Lett., **39B**, 663 (1972).
59. *Böhm A. et al.*, Phys. Lett., в печати.
60. *Denisov S. P. et al.*, Phys. Lett., **36B**, 415 (1971).
61. *Bartenev V. et al.*, Phys. Rev. Lett., **29**, 1755 (1972); **31**, 1088 (1973).
62. *Holder M. et al.*, Phys. Rev. Lett., **35B**, 361 (1971).
63. *Amendolia S. R. et al.*, Phys. Lett., **44B**, 119 (1973).
64. *Amaldi U. et al.*, Phys. Lett., **44B**, 112 (1973).
65. *Yodh G. B., Pal Y., Trefil J. S.*, Phys. Rev. Lett., **28**, 1005 (1972).
66. *Serber R.*, Rev. Mod. Phys., **36**, 649 (1964).
67. *Chou T. T., Yang C. N.*, Phys. Rev., **170**, 1591 (1968).
68. *Durand L., Lipes R.*, Phys. Rev. Lett., **20**, 637 (1968).
69. *White J. N. J.*, Nuclear Phys., **B51**, 23 (1973).
70. *Glauber R. J.*, в сб.: Lectures in Theoretical Physics, Vol. 1, eds. W. E. Brittin et al., Wiley-Interscience, New York, 1959, p. 315.
71. *Glauber R. J.*, в сб.: High Energy Physics and Nuclear Structure, ed. G. Alexander, North-Holland, Amsterdam, 1967, p. 311.
72. *Czyz W.*, в сб.: The Growth Points of Physics, Rivista Nuovo Cimento, **1**, Special No., 42, 1969 (from Conf. European Physical Society).
73. *Magnus W., Oberhettinger F.*, Formulas and Theorems for the Functions of Mathematical Physics, Chelsea, New York, 1954, p. 136, 137.
74. *Beznogikh G. G.*, Phys. Lett., **39B**, 411 (1972).
75. *Bartenev V. et al.*, Phys. Rev. Lett., в печати.
76. *Glauber R. J.*, Phys. Rev., **100**, 252 (1955).
77. *Franco V., Glauber R. J.*, Phys. Rev. Lett., **22**, 370 (1969).
78. *Czyz W.*, Adv. Nucl. Phys., **4**, 61 (1971).
79. *Hofstadter R.*, Nuclear and Nucleon Structure, Benjamin, Reading, Mass., 1963.
80. *Crane H. R.*, The g Factor of the Electron, Sci. Amer., **218**, 72 (1968).
81. *Kendall H. W., Panofsky W. K. H.*, Sci. Amer., **224**, 61 (June 1971).
82. *Perl M. J.*, How Does the Muon Differ from the Electron?, Phys. Today, **24**, 34 (1971).
83. *Rich A., Wesley J. C.*, Rev. Mod. Phys., **44**, 250 (1972).
84. *Elton L. R. B.*, Nuclear Sizes, Oxford University Press, London, 1961.

85. *Überall H.*, Electron Scattering from Complex Nuclei, Academic Press, New York, 1971, Vol. I, II.
86. *Devons S., Dueroth I.*, Adv. Nucl. Phys., **2**, 295 (1969).
87. *Wu C. S., Wilets L.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., **19**, 527 (1969).
88. *Kim Y. N.*, Mesic Atoms and Nuclear Structure, American Elsevier-North-Holland, New York, 1971.
89. *Hofstadter R., Collard H. R.*, в сб.: Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Group I, Vol. 2: Nuclear Radii, ed. H. Schopper, Springer, Berlin, 1967.
90. *Drell S. D.*, Form Factors of Elementary Particles, в сб.: Selected Topics on Elementary Particle Physics, Academic Press, New York, 1963.
91. *Griffy T. A., Schiff L. I.*, Electromagnetic Form Factors, в сб.: High-Energy Physics, Vol. 1, Academic Press, New York, 1967.
92. *Bartoli D., Felicetti F., Silvestrini V.*, Electromagnetic Structure of Hadrons, Rivista Nuovo Cim., **2**, 241 (1972).

ЧАСТЬ III

СИММЕТРИИ И ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ

Если бы были полностью известны законы субатомного мира, то вообще отпала бы всякая необходимость исследовать симметрии и законы сохранения. Состояние любой области субатомного мира можно было бы тогда определить, разрешая некие основные фундаментальные уравнения, которые автоматически учитывали бы все симметрии и все законы сохранения. В классической электродинамике, например, мы имеем уравнения Максвелла; в них содержатся и симметрии и законы сохранения. В субатомной физике, однако, фундаментальные уравнения, к сожалению, пока что не найдены, о чем мы еще поговорим в части IV. Исследование различных симметрий и законов сохранения, а также следствий этих симметрий и законов, широко проводимое в настоящее время в субатомной физике, позволяет, таким образом, отыскивать нужные подходы, помогающие приступить к построению пока отсутствующих фундаментальных уравнений субатомного мира. Весьма примечательной является следующая специфическая закономерность, вытекающая из наличия в природе той или иной симметрии: *в каждом случае, когда физические законы инвариантны относительно какой-либо операции симметрии, обязательно, как правило, существует соответствующая ей сохраняющаяся физическая величина.* Инвариантность относительно трансляции во времени, например, связана с сохраняющейся величиной — энергией; инвариантность относительно пространственных поворотов — с моментом количества движения. Эту глубокую взаимосвязь в субатомной физике используют двояко. Во-

первых, если симметрия обнаружена (или если подозревают о ее существовании), то ищут соответствующую сохраняющуюся величину до тех пор, пока ее не обнаружат. Если же, наоборот, уже имеют сохраняющуюся величину, то ищут соответствующую ей операцию симметрии. Здесь, однако, важно проявлять известную осторожность: интуитивные или предвзятые соображения часто могут повести совсем по неверному пути. Нередко тот или иной принцип симметрии нам кажется весьма привлекательным, и тем не менее на поверку он оказывается верным лишь отчасти или вообще неверным. Только эксперимент — единственный верховный судья во всех этих вопросах. Только он один устанавливает пригодность или непригодность того или иного принципа симметрии.

Числовые значения сохраняющихся величин удобно использовать в качестве *индексов* при обозначении состояний субатомных частиц. Элементарную частицу можно характеризовать ее массой, т. е. энергией покоя, поскольку энергия — сохраняющаяся величина. Кроме того, можно взять электрический заряд q . Он сохраняется и, как оказывается, принимает только такие значения, которые кратны величине элементарного кванта e . Числовые значения отношения q/e можно, таким образом, использовать, чтобы различать элементарные частицы, обладающие одинаковой массой. Таким образом, мы можем, например, говорить о положительном, нейтральном и отрицательном пионах: «пион» — это фамилия, а «положительный», «нейтральный» и «отрицательный» — имя.

В трех главах этой части мы расскажем читателю о нескольких конкретных симметриях и законах сохранения. Имеется много других симметрий, и с одной из них мы познакомим читателя позже. Некоторые симметрии идеально и скрупулезно соблюдаются в природе, и даже при самой тщательной проверке никогда не обнаруживается отклонений от соответствующих им законов сохранения. Симметрия пространственных поворотов и соответствующий ей закон сохранения момента количества движения представляют собой примеры «идеальной» симметрии и «идеального» закона сохранения. Кроме того, имеются так называемые «нарушенные» симметрии, для которых соответствующие законы сохранения выполняются лишь приближенно. Симметрия относительно зеркального отражения (операции четности) представляет собою пример такой *нарушенной* симметрии.

В настоящее время неизвестно, почему некоторые симметрии нарушаются, а другие нет. Неясно даже, какой из двух вопросов имеет больше смысла: почему нарушаются некоторые симметрии? или почему отдельные симметрии являются идеальными? Мы должны упорно продолжать исследовать симметрии и вытекающие из них следствия в надежде, что рано или поздно в какой-то момент мы все окончательно поймем¹⁾.

1) Значение симметрий в физике и вообще в повседневной жизни человека превосходно описано в следующих книгах:

1. *Фейнмановские лекции*, т. I, гл. 52.
2. *Weyl H., Symmetry*, Princeton Univ. Press, Princeton, N. J., 1952.
3. *Wigner E. P., Symmetries and Reflections*, Indiana Univ. Press, Bloomington, 1967. (Имеется перевод: *Е. Вигнер, Этюды о симметрии*, «Мир», М., 1971.)
4. *Yang C. N., Elementary Particles*, Princeton Univ. Press, Princeton, N. J., 1962.

7

АДДИТИВНЫЕ ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ

В данной главе сначала мы расскажем читателю об общей связи, существующей между сохраняющимися величинами и симметриями. Хотя это и довольно формальные рассмотрения, но они нам совершенно необходимы, так как без них невозможно понять имеющуюся зависимость между симметриями и инвариантностями. Затем мы поговорим о некоторых аддитивных законах сохранения, начиная с самого главного из них — закона сохранения электрического заряда. Электрический заряд — прототип величины, удовлетворяющей аддитивному закону сохранения. Заряд нескольких частиц равен алгебраической сумме зарядов отдельных частиц. Кроме того, электрический заряд — квантованная величина; он наблюдается в природе только в виде кратных элементарного кванта e . Существуют также другие сохраняющиеся квантованные величины, и в данной главе мы расскажем о тех из них, которые в настоящее время надежно установлены.

§ 1. СОХРАНЯЮЩИЕСЯ ВЕЛИЧИНЫ И СИММЕТРИИ

Когда говорят, что данная физическая величина сохраняется? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим систему, которая описывается не зависящим от времени гамильтонианом H . Волновая функция ее удовлетворяет уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{d\psi}{dt} = H\psi. \quad (7.1)$$

Как известно, значение наблюдаемой величины¹⁾ F в состоянии $\psi(t)$ дается

¹⁾ Как известно, понятия наблюдаемой величины и матричного элемента сначала казутся очень трудными. Однако постоянное обращение к этим понятиям, сопровождающее перечитыванием отдельных мест из учебников квантовой механики (например, из книги Айсберга, § 7.8, или еще лучше из книги Мерцбахера, § 7.8), как надеемся, устранит

средним значением $\langle F \rangle$. Когда среднее значение $\langle F \rangle$ не зависит от времени? Чтобы это выяснить, предположим, что оператор F не зависит от t , и вычислим производную $(d/dt) \langle F \rangle$:

$$\frac{d}{dt} \langle F \rangle = \frac{d}{dt} \int d^3x \psi^* F \psi = \int d^3x \frac{d\psi^*}{dt} F \psi + \int d^3x \psi^* F \frac{d\psi}{dt}.$$

Для преобразования полученного выражения воспользуемся комплексно-сопряженным уравнением Шредингера

$$-i\hbar \frac{d\psi^*}{dt} = (H\psi)^* = \psi^* H, \quad (7.2)$$

причем здесь мы приняли во внимание, что H — эрмитов оператор. С учетом (7.1) и (7.2) для производной $(d/dt) \langle F \rangle$ получаем окончательную формулу:

$$\frac{d}{dt} \langle F \rangle = \frac{i}{\hbar} \int d^3x \psi^* (HF - FH) \psi. \quad (7.3)$$

Выражение $HF - FH$ называется *коммутатором* операторов H и F ; оно обозначается квадратными скобками:

$$HF - FH \equiv [H, F]. \quad (7.4)$$

Формула (7.3) показывает, что среднее значение $\langle F \rangle$ сохраняется (т. е. не зависит от времени) при условии, что коммутатор операторов H и F обращается в нуль:

$$[H, F] = 0 \rightarrow \frac{d}{dt} \langle F \rangle = 0. \quad (7.5)$$

у читателя затруднения. Здесь мы заметим только, что наблюдаемые величины представляются в квантовой механике операторами F , средние значения которых описывают количественные результаты экспериментов. Среднее значение оператора F по состоянию Ψ_a по определению равно

$$\langle F \rangle = \int d^3x \psi_a^*(x) F \psi_a(x).$$

Поскольку среднее значение $\langle F \rangle$ можно измерить, оно должно быть действительным числом, а оператор F поэтому должен быть эрмитовым. Если взять не одно, а два состояния, то можно рассмотреть величину, аналогичную среднему $\langle F \rangle$:

$$F_{ba} = \int d^3x \psi_b^*(x) F \psi_a(x).$$

Величина F_{ba} называется матричным элементом оператора F , взятым между состояниями a и b . Среднее значение оператора F в состоянии a — это диагональный матричный элемент F_{ba} при $b = a$:

$$\langle F \rangle = F_{aa}.$$

Недиагональные элементы не соответствуют непосредственно классическим величинам. Квантовые переходы между состояниями a и b непосредственно связаны с величинами F_{ba} (см. Айсберг, § 9.2, и Мерцбахер, § 5.4).

Если операторы H и F коммутируют, то собственные функции гамильтониана H можно выбрать так, что они будут также и собственными функциями оператора F :

$$\begin{aligned} H\psi &= E\psi, \\ F\psi &= f\psi. \end{aligned} \quad (7.6)$$

Здесь E — собственное значение энергии и f — собственное значение оператора F для состояния ψ .

Как отыскать сохраняющуюся величину? После ответа на вопрос, что означает, что наблюдаемая величина сохраняется, займемся более конкретной проблемой: *Как построить сохраняющуюся величину?* Разумеется, прямой подход — выписать гамильтониан H и все наблюдаемые величины, а затем подставлять их по очереди в коммутатор с H — не годится хотя бы потому, что гамильтониан H обычно нам точно неизвестен. К счастью, оператор H и не нужно знать в явном виде; сохраняющуюся наблюдаемую величину мы можем построить, если знаем только операции симметрии, относительно которых гамильтониан H инвариантен. Чтобы дать формальное определение *операции симметрии*, рассмотрим вообще оператор преобразования U . Этот оператор переводит волновую функцию $\psi(x, t)$ в другую волновую функцию $\psi'(x, t)$:

$$\psi'(x, t) = U\psi(x, t). \quad (7.7)$$

При этом мы будем считать, что по самому своему определению *оператор преобразования* не изменяет нормировки волновой функции

$$\int d^3x \psi^* \psi = \int d^3x (U\psi)^* U\psi = \int d^3x \psi^* U^\dagger U\psi.$$

Оператор преобразования U , следовательно, должен быть *унитарным*¹):

$$U^\dagger U = UU^\dagger = I. \quad (7.8)$$

Оператор U называется *оператором симметрии* в том случае, если $U\psi$ удовлетворяет тому же самому уравнению Шредингера, что и функция ψ . Из

¹⁾ Обозначения и определения. Если A — некоторый оператор, то эрмитово сопряженный с ним оператор A^\dagger определяется с помощью формулы

$$\int d^3x (A\psi)^* \phi = \int d^3x \psi^* A^\dagger \phi.$$

Оператор A называют эрмитовым, если $A^\dagger = A$, унитарным, если $A^\dagger = A^{-1}$ (или если $A^\dagger A = 1$). Унитарные операторы — обобщение комплексных чисел $e^{i\alpha}$, по абсолютному значению равных 1 (см. *Мерцбахер*, гл. 14). Если A — матрица с элементами a_{ik} , то A^* означает комплексно-сопряженную матрицу с элементами a_{ik}^* . \tilde{A} означает транспонированную матрицу с элементами a_{ki} . A^\dagger означает эрмитово-сопряженную матрицу с элементами a_{ki}^* . Далее, $(AB)^\dagger = B^\dagger A^\dagger$. Матрица I означает единичную матрицу. Матрица F называется эрмитовой, если $F^\dagger = F$. Матрица U называется унитарной, если $U^\dagger U = UU^\dagger = I$.

уравнения

$$i\hbar \frac{d(U\psi)}{dt} = HU\psi$$

следует, что

$$i\hbar \frac{d\psi}{dt} = U^{-1}HU\psi,$$

где оператор U предполагается не зависящим от времени и U^{-1} означает обратный оператор. Сравнивая последнее уравнение с уравнением (7.1), получаем

$$H = U^{-1}HU = U^{\dagger}HU,$$

откуда имеем

$$HU - UH \equiv [H, U] = 0. \quad (7.9)$$

Таким образом, оператор симметрии U коммутирует с гамильтонианом.

Сравнивая формулы (7.5) и (7.9), приходим к способу построения сохраняющихся наблюдаемых величин. Если U — эрмитов оператор, то он представляет некоторую наблюдаемую величину. Если U — неэрмитов оператор, то можно найти другой эрмитов оператор, связанный с оператором U и удовлетворяющий соотношению (7.5). Но прежде чем показать, как строить такой оператор, мы укажем важнейшие свойства операторов F и U .

Оператор F представляет наблюдаемую величину, т. е. физическую величину. Его средние значения должны быть действительными, чтобы они могли характеризовать экспериментально измеряемые значения этой величины. Следовательно, оператор F должен быть эрмитовым:

$$F^{\dagger} = F. \quad (7.10)$$

Оператор преобразования U унитарен; он преобразует одну волновую функцию в другую [см. (7.7)].

Вообще говоря, операторы преобразования неэрмитовы и, следовательно, не соответствуют наблюдаемым величинам. Однако существуют исключения. Отметим прежде всего, что в природе есть два типа преобразований: непрерывные и дискретные. Непрерывные преобразования получаются плавно из единичного оператора; дискретные преобразования так получить нельзя. Среди операторов, описывающих дискретные преобразования, имеются такие, которые одновременно и унитарны, и эрмитовы. Рассмотрим, например, оператор обычной четности (пространственной инверсии), который переводит x в $-x$ и характеризует зеркальное отражение в начале координат. Такая операция очевидным образом не непрерывна; ведь невозможно отразить в зеркале только «чуточку». Отражение либо произойдет, либо не произойдет. Если пространственную инверсию осуществить дважды, мы приходим к тому, с чего начали; операторы дискретных преобразований

часто обладают этим свойством:

$$U_h^* = 1. \quad (7.11)$$

Как легко видеть из формул (7.8) и (7.11), оператор U_h в таком случае будет одновременно унитарным и эрмитовым, и он поэтому сам описывает некоторую наблюдаемую величину.

Прекрасным примером непрерывных преобразований служат обычные повороты в пространстве. Поворот вокруг заданной оси можно производить на любой произвольный угол α , причем угол α можно сделать сколь угодно малым. Вообще говоря, непрерывное преобразование всегда можно сделать столь малым, что его оператор будет сколь угодно близок к единичному. Оператор U для непрерывного преобразования можно записать в виде

$$U = e^{i\varepsilon F}, \quad (7.12)$$

где ε — некоторое действительное число, а оператор F называется *генератором* операторов U . Действие такого экспоненциального оператора на произвольную волновую функцию ψ определяется согласно формуле

$$U\psi = e^{i\varepsilon F}\psi \equiv \left[1 + i\varepsilon F + \frac{(i\varepsilon F)^2}{2!} + \dots \right] \psi.$$

Как правило, $e^{i\varepsilon F} \neq e^{-i\varepsilon F^\dagger}$ и оператор U неэрмитов. Вместе с тем из условия унитарности (7.8) (если только $[F, F^\dagger] = 0$) получаем

$$e^{-i\varepsilon F^\dagger} e^{i\varepsilon F} = e^{i\varepsilon(F - F^\dagger)} = I,$$

следовательно,

$$F^\dagger = F. \quad (7.13)$$

Генератор F операторов преобразования U является эрмитовым оператором, и он как раз описывает ту наблюдаемую величину, которая связана с операторами U , когда операторы U неэрмитовы. Чтобы построить оператор F , лучше всего рассмотреть бесконечно малые преобразования:

$$U = e^{i\varepsilon F} \rightarrow U = 1 + i\varepsilon F, \quad \varepsilon F \ll 1. \quad (7.14)$$

Если система инвариантна относительно конечных преобразований, то она несомненно инвариантна относительно бесконечно малых преобразований, а исследовать бесконечно малые преобразования намного проще, чем конечные. В частности, если U — оператор симметрий, то он коммутирует с H , как это следует из формулы (7.9). Подставим разложение (7.14) в (7.9) и получим

$$H(1 + i\varepsilon F) - (1 + i\varepsilon F)H = 0;$$

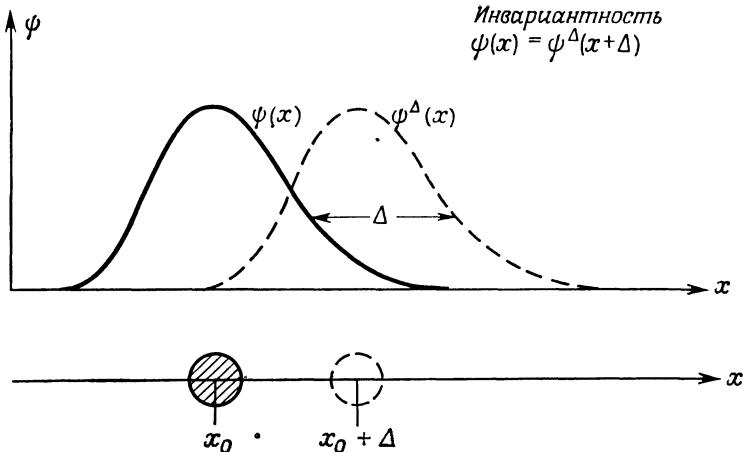
следовательно,

$$[H, F] = 0. \quad (7.15)$$

Генератор F — эрмитов оператор, и, как видим, он сохраняется при условии, что сохраняется U .

Приведенные рассуждения довольно формальны и абстрактны. Последующие применения полученных формул, однако, покажут читателю, что эти, казалось бы, нереальные вещи приводят к далеко идущим выводам. Непрерывные и дискретные симметрии играют важную роль в субатомной физике. Инвариантность относительно непрерывных преобразований ведет к *аддитивным законам сохранения*; примеры их мы рассмотрим в данной главе и в гл. 8. Инвариантность относительно дискретных преобразований может повести к *мультипликативным законам сохранения*; примеры их мы рассмотрим в гл. 9.

Пример. Изложение в следующих параграфах и в гл. 8 и 9 довольно сжато, и поэтому мы сначала очень подробно рассмотрим один простой пример, чтобы облегчить читателю усвоение последующего материала.



Фиг. 7.1. Частица, движущаяся в одном измерении x . Показаны два различных положения частицы и две соответствующие волновые функции. Два положения сдвинуты относительно друг друга на расстояние Δ .

Рассмотрим поведение частицы (или системы), движущейся в одном измерении x . Два положения частицы и две соответствующие волновые функции изображены на фиг. 7.1. Функция $\psi(x)$ — волновая функция частицы, локализованной около положения x_0 , а функция $\psi^{\Delta}(x)$ — волновая функция частицы, которая сместилась на расстояние Δ . Согласно формуле (7.7), функции ψ и ψ^{Δ} , зависящие от одного и того же x , связаны некоторым оператором преобразования U :

$$\psi^{\Delta}(x) = U(\Delta) \psi(x). \quad (7.7a)$$

До сих пор мы не использовали никаких соображений инвариантности; волновые функции ψ и ψ^Δ могли иметь совершенно разный вид. Если теперь предположить, что наша система *инвариантна относительно трансляции* вдоль оси x , то функции ψ и ψ^Δ будут удовлетворять одному и тому же уравнению Шредингера, а операторы H и U будут коммутировать. Инвариантность означает, что волновая функция не изменяет своего вида, когда она смещается вместе с частицей вдоль оси x , и, таким образом, как это видно из фиг. 7.1, мы имеем

$$\psi(x) = \psi^\Delta(x + \Delta).$$

Наша цель теперь — найти явные формулы для оператора симметрии U и для соответствующего генератора F . Для бесконечно малых смещений Δ , разлагаая в ряд правую часть последнего равенства, получаем

$$\psi(x) \approx \psi^\Delta(x) + \frac{d\psi^\Delta(x)}{dx} \Delta = \left(1 + \Delta \frac{d}{dx}\right) \psi^\Delta(x).$$

Умножая слева на $(1 - \Delta d/dx)$ и пренебрегая членом, пропорциональным Δ^2 , будем иметь

$$\psi^\Delta(x) \approx \left(1 - \Delta \frac{d}{dx}\right) \psi(x).$$

Сравнивая эту формулу с формулой (7.7а), окончательно получаем

$$U(\Delta) = 1 - \Delta \frac{d}{dx}.$$

Вообще для любого бесконечно малого оператора U справедлива формула (7.14); идентифицируя действительное число ε со смещением Δ , видим, что генератор F пропорционален оператору импульса p_x :

$$F = i \frac{d}{dx} = -\frac{i}{\hbar} p_x.$$

Так как оператор U коммутирует с гамильтонианом H , то и оператор F с ним коммутирует, как это следует из формулы (7.15). Итак, *инвариантность относительно трансляций вдоль оси x приводит к сохранению соответствующей проекции импульса p_x* .

§ 2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД

В качестве первого примера важной сохраняющейся физической величины рассмотрим электрический заряд. Мы настолько привыкли к факту, что электричество не возникает и не исчезает спонтанно, что зачастую забываем спросить себя: а с какой же точностью на самом деле в настоящем время известно, что электрический заряд сохраняется? Хороший способ убедиться

в сохранении электрического заряда — посмотреть, не распадается ли сам электрон. Если бы электрический заряд не сохранялся, распад электрона на нейтрино и фотон, т. е.

$$e \rightarrow \nu\gamma,$$

был бы разрешен всеми остальными известными законами сохранения. Но как наблюдать такой процесс? Если бы электрон, связанный в атоме, мог распасться, то образовалась бы дырка в атомной оболочке. Эта дырка, конечно, сразу бы заполнилась электроном, перескочившим в нее из более высокого энергетического состояния, причем одновременно был бы испущен рентгеновский квант. В действительности до сих пор такого рентгеновского излучения не наблюдалось; отсюда можно заключить, что время жизни электрона не менее $2 \cdot 10^{21}$ лет [1]. Этот результат можно обобщить, предположив, что *полный электрический заряд в любой реакции строго сохраняется*, т. е. электрический заряд вступающих в реакцию частиц должен равняться электрическому заряду получающихся частиц:

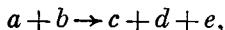
$$\sum q_{\text{нач}} = \sum q_{\text{конеч.}} \quad (7.16)$$

Закон сохранения электрического заряда подтверждается всеми нашими экспериментами.

Квантование электрического заряда позволяет нам выразить связанный с ним закон сохранения немного в другой форме. (Квантование было установлено в знаменитых экспериментах Милликена с масляными каплями.) Все имеющиеся в настоящее время экспериментальные результаты согласуются с тем положением, что электрический заряд любой субатомной частицы всегда равен целому кратному элементарного кванта e :

$$q = Ne. \quad (7.17)$$

Число N называют *электрическим зарядовым числом частицы* или иногда, не совсем правильно, просто *электрическим зарядом*. Из (7.17) следует, в частности, что заряд нейтрона точно равен нулю и что заряд электрона точно равен по абсолютной величине заряду протона. Действительно, изучая поведение пучков нейтронов и нейтральных атомов в электрических полях, можно непосредственно заключить, что заряд нейтрона меньше $3 \cdot 10^{-20} e$, а сумма зарядов электрона и протона меньше $3 \cdot 10^{-17} e$ [2, 3]. Электрическое зарядовое число N , таким образом, можно приписать каждой субатомной частице. Закон сохранения электрического заряда (7.16) требует, чтобы число N удовлетворяло *аддитивному закону сохранения*. Другими словами, в любой реакции, например в реакции вида



сумма электрических зарядовых чисел должна оставаться постоянной:

$$N_a + N_b = N_c + N_d + N_e. \quad (7.18)$$

Соотношение (7.16) — пример закона сохранения. А как мы уже говорили в предыдущем параграфе, каждый закон сохранения должен быть связан с соответствующей симметрией. Какая же симметрия отвечает закону сохранения электрического заряда? Чтобы дать ответ на этот вопрос, повторим здесь еще раз наши рассуждения из § 1 настоящей главы, применяя их теперь к закону сохранения электрического заряда. Мы настоятельно советуем читателю сопоставить основные этапы приводимого ниже вывода с этапами абстрактного вывода из § 1 настоящей главы. Итак, предположим, что функция ψ_q описывает состояние с зарядом q и удовлетворяет уравнению Шредингера [см. (7.1)]:

$$i\hbar \frac{d\psi_q}{dt} = H\psi_q. \quad (7.19)$$

Если Q — оператор электрического заряда, то из (7.5) и (7.6) непосредственно следует, что среднее $\langle Q \rangle$ не будет меняться во времени только в том случае, когда операторы H и Q коммутируют друг с другом. Тогда функцию ψ_q всегда можно выбрать так, чтобы она была собственной функцией оператора Q :

$$Q\psi_q = q\psi_q. \quad (7.20)$$

Собственное значение q не зависит от времени. Какая же симметрия дает нам гарантию того, что операторы H и Q будут коммутировать друг с другом. Ответ на поставленный вопрос дал Вейль [4]; он предложил рассмотреть преобразования вида (7.12):

$$\psi'_q = e^{i\varepsilon Q}\psi_q, \quad (7.21)$$

где ε — произвольное действительное число, а Q — оператор электрического заряда. Преобразования (7.21) называются калибровочными преобразованиями первого рода. Калибровочная инвариантность означает, что функция ψ'_q удовлетворяет тому же самому уравнению Шредингера, что и функция ψ_q :

$$i\hbar \frac{d\psi'_q}{dt} = H\psi'_q,$$

или

$$i\hbar \frac{d}{dt} (e^{i\varepsilon Q}\psi_q) = He^{i\varepsilon Q}\psi_q.$$

Умножая это уравнение слева на $e^{-i\varepsilon Q}$ и используя то, что оператор Q эрмитов и не зависит от времени, а также сравнивая результат с уравнением (7.19), получаем

$$e^{-i\varepsilon Q}He^{i\varepsilon Q} = H. \quad (7.22)$$

Поскольку ε — произвольное действительное число, его можно взять сколь угодно малым, чтобы выполнялось условие $\varepsilon Q \ll 1$. Разлагая тогда экспон-

менты в (7.22), будем иметь

$$(1 - i\varepsilon Q) H (1 + i\varepsilon Q) = H,$$

откуда непосредственно следует

$$[Q, H] = 0. \quad (7.23)$$

Инвариантность относительно калибровочных преобразований (7.21) гарантирует, таким образом, сохранение электрического заряда. Но на все это можно взглянуть еще и следующим образом. Так как, согласно нашим экспериментам, электрический заряд сохраняется, то допустимы в физической теории только такие гамильтонианы, которые инвариантны относительно калибровочных преобразований. Хотя приведенные рассуждения и могут показаться читателю формальными, они очень важны, потому что позволяют связать электричество (Q) с квантовой механикой (ψ).

§ 3. БАРИОННОЕ ЧИСЛО

Сохранение одного только электрического заряда не гарантирует стабильности всех частиц относительно распадов. Например, протон мог бы распасться на позитрон и γ -квант без нарушения и закона сохранения электрического заряда, и закона сохранения момента количества движения. Что же запрещает подобный распад? Штюкельберг [5] первым предположил, что всегда должно сохраняться полное число нуклонов. Этот закон сохранения наиболее легко сформулировать, если приписать *барионное число* $A = 1$ протону и нейтрону и число $A = -1$ антiproтону и антинейтрону (об античастицах мы еще будем говорить в § 5 настоящей главы). Лептонам, фотонам и мезонам нужно приписать барионное число $A = 0$. (В физике элементарных частиц барионное число обозначают через B , однако в ядерной физике его обозначают через A , как это делаем мы здесь.) Закон сохранения барионного числа тогда можно записать в следующем виде:

$$\sum A_i = \text{const.} \quad (7.24)$$

Пределы, до которых закон сохранения барионного числа (7.24) выполняется, определяются возможной длительностью времени жизни протона. Оценку времени жизни протона можно получить, рассматривая поток тепла, идущий из внутренних частей Земли. Если бы протоны внутри Земли распадались, то должно было бы выделяться тепло и это можно было бы использовать для оценки времени жизни протона. Если из наблюдаемого потока тепла вычесть тепло от распадов известных радиоактивных элементов, то мы получим оценку времени жизни протона 10^{20} лет. Лучшая оценка найдена путем детектирования возможных распадов протонов в больших объемах веществ с помощью очень больших счетчиков, помещенных в шахтах глубоко под землей и тем самым защищенных от космических лучей. Таким образом,

получается предел времени жизни протона 10^{28} лет. Следовательно, нам нечего опасаться, что мы сами распадемся вследствие распада протонов нашего тела — мы, конечно, распадаемся, но только путем биологического распада.

Открытие странных частиц привело к обобщению закона сохранения барионного числа. Рассмотрим, например, распады

$$\begin{aligned}\Lambda^0 &\rightarrow n\pi^0, \\ \Sigma^+ &\rightarrow p\pi^0, \\ \Sigma^+ &\rightarrow \Lambda e^+\nu, \\ \Sigma^- &\rightarrow n\pi^-\end{aligned}$$

или распад любого гиперона из табл. П.3 в приложении. В каждом из этих распадов барионное число будет сохраняться, если только положить

$$A = 1 \text{ для } p, n, \Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$$

и $A = -1$ для всех соответствующих античастиц. Подобным образом все *резонансы* и все *атомные ядра* можно характеризовать значениями барионного числа A . Поскольку атомные ядра состоят из протонов и нейтронов, то барионное число A для ядра тождественно совпадает с числом нуклонов в ядре, о чём мы уже говорили в § 9 гл. 5. *Гиперядра* полностью подобны обычным атомным ядрам, только один или два нуклона в них заменены на какой-нибудь гиперон.

Как и в случае закона сохранения электрического заряда, возникает вопрос о симметрии, ответственной за закон сохранения барионного числа. Здесь снова вводят в рассмотрение калибровочные преобразования

$$\psi' = \psi e^{ieA}, \quad (7.25)$$

которые чисто формально приводят к закону сохранения (7.24). Физический смысл этих калибровочных преобразований пока что покрыт тайной.

§ 4. ЛЕПТОННОЕ И МЮОННОЕ ЧИСЛА

В § 6 гл. 5 мы рассказали об основных характеристиках лептонов (электрона, мюона и двух нейтрино), а также отметили, что у всех этих четырех лептонов существуют свои античастицы. Чтобы объяснить отсутствие некоторых мод распада, разрешенных всеми другими законами сохранения, Кононинский и Махмуд [7] первыми ввели лептонное число L и закон сохранения лептонного числа. Они приписали $L = 1$ частицам e^- , μ^- , ν_e и ν_μ , $L = -1$ частицам e^+ , μ^+ , $\bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_\mu$ и $L = 0$ всем другим частицам. Закон сохранения лептонного числа требует, чтобы

$$\sum L_i = \text{const.} \quad (7.26)$$

Лептоны, как и барионы, могут распадаться или разрушаться, только участвуя в реакциях в виде пар частица — античастица. Фотоны с высокими энергиями могут рождать, например, такие пары частиц:

$$\gamma \rightarrow e^-e^+, \quad \gamma \rightarrow p\bar{p}. \quad (7.27)$$

Однако никогда не наблюдались процессы $\gamma \rightarrow e^-p$. (Напомним читателю, что все процессы (7.27) могут идти только в поле атомного ядра, которое берет на себя импульс, см. задачу 3.22.)

А имеет ли, действительно, смысл и правильно ли это — приписывать субатомным частицам лептонные числа? Если это разумно, то как убедиться, что мы верно приписали значения лептонных чисел частицам? Сразу же отметим, что положительный ответ на первый вопрос целиком поконится на нашей интуиции. Всего имеются четыре нейтрино: электронное и мюонное нейтрино и две их античастицы. Нейтрино не имеют ни заряда, ни массы; они обладают только спином и импульсом. Как же так получается, что такая простая частица может появляться в четырех вариантах? Если в будущем окажется, что нейтрино и антинейтрино идентичны, то уже нельзя будет больше приписывать элементарным частицам лептонные числа.

Доказательство закона сохранения лептонного числа мы черпаем из *нейтринных реакций* и из исследования *двойного β-распада*. Расскажем здесь только о нейтринных реакциях, так как они находятся на самом переднем крае фронта современных исследований и, вероятнее всего, поведут к наиболее волнующим результатам в ближайшие годы. Рассмотрим сначала реакцию захвата антинейтрино

$$\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n. \quad (7.28)$$

Такая реакция разрешена законом сохранения лептонного числа, так как лептонное число с обеих сторон реакции (7.28) имеет значение -1 . Реакцию захвата антинейтрино наблюдали Рейнес, Кован и их сотрудники для антинейтрино, вылетающих из ядерного реактора [8]. Реактор производит главным образом антинейтрино потому, что в нем распадаются богатые нейтронами ядра (гл. 17). Процессы распада таких ядер сопровождаются реакцией

$$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e. \quad (7.29)$$

Так как у нейтрона $L = 0$, то и в правой части (7.29) мы должны иметь состояние с $L = 0$. Поэтому не имеющая массы частица, испускаемая вместе с электроном, должна быть антинейтрино. Эксперименты по реакциям (7.28) согласуются с заключением, что в реакторе идет главным образом реакция (7.29). Реакции типов $\bar{\nu}_e n \rightarrow e^- p$ и $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$ запрещены законом сохранения лептонного числа. Дэвис, используя антинейтрино, испускаемые ядерным реактором, решил, однако, поискать реакцию именно такого типа:

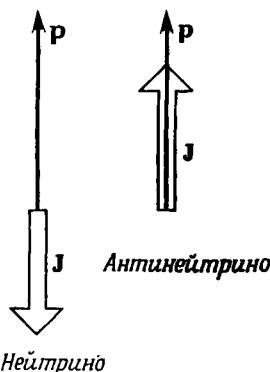
$$\bar{\nu}_e {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- {}^{37}\text{Ar}. \quad (7.30)$$

В реакции (7.30) $L = -1$ слева и $L = +1$ справа, т. е. закон сохранения лептонного числа нарушен. Дэвису не удалось наблюдать реакции (7.30), а пределы, которые он установил таким образом для величин эффективных сечений, решительно отвергают возможность идентичности нейтрино и антинейтрино [9]. Отметим здесь, что сходная реакция



наблюдалась на эксперименте, и Дэвис даже попытался использовать ее, чтобы наблюдать нейтрино, происходящие в результате термоядерных реакций на Солнце (гл. 18).

Данные по нейтринным реакциям [см. (7.28) и (7.30)] согласуются с данными других экспериментов, и мы, таким образом, вынуждены считаться



Фиг. 7.2. Нейтрино и антинейтрино всегда поляризованы. У нейтрино спин направлен против импульса, а у антинейтрино — вдоль импульса.

Нейтрино

с фактом, что нейтрино и антинейтрино — разные частицы. Такое различие наблюдалось, в частности, при β -распаде, и мы иллюстрируем его на фиг. 7.2. У нейтрино спин всегда направлен против направления его движения, а у антинейтрино — вдоль направления движения. Другими словами, нейтрино закручены по левому винту, а антинейтрино — по правому. Такие свойства нейтрино и антинейтрино можно согласовать с законом сохранения лептонного числа только в том случае, если считать, что нейтрино и антинейтрино не имеют массы. Безмассовые частицы движутся со скоростью света, и поэтому частицы, закрученные по правому винту, так и остаются закрученными по правому винту в любой системе отсчета. Для частицы с массой всегда можно указать такое преобразование Лоренца, при котором скорость направлена вдоль импульса частицы и импульс в новой системе отсчета изменяет свое направление на обратное. Спин частицы, однако, можно всегда представлять себе как вращение частицы вокруг оси импульса. Направление этого вращения не меняется при преобразовании Лоренца, когда скорость направлена вдоль импульса. Преобразование Лоренца, которое переворачивает направление импульса, оставляет, таким образом, направление враще-

ния неизменным. Так что частица с массой, закрученная по правому винту в одной системе отсчета, превращается в частицу, закрученную по левому винту в другой системе отсчета. Если бы антинейтрино обладало массой, то оно могло бы превратиться в нейтрино и закон сохранения лептонного числа не имел бы места. На фиг. 7.2 наглядно показано различие между нейтрино и антинейтрино.

Теперь ответим на вопрос: Почему мы различаем *мюонное* и *электронное* нейтрино? Оба имеют $L = 1$. В каком смысле они разные? Чтобы объяснить это, мы должны поговорить еще об одной загадке, связанной с нейтрино. Мюон распадается в реакции

$$\mu \rightarrow e\bar{\nu}\nu, \quad (7.32)$$

хотя реакция

$$\mu \rightarrow e\nu \quad (7.33)$$

не запрещена ни одним законом сохранения из тех, о которых мы рассказывали читателю до сих пор. В течение долгих лет многие группы экспериментаторов безуспешно искали такие γ -распады мюонов, но они только установили предел для отношения вероятностей распада по моде (7.33) и по моде (7.32); он оказался меньше $2 \cdot 10^{-8}$. Простейший способ объяснить отсутствие γ -распада мюона — ввести новый закон сохранения: *закон сохранения мюонного лептонного числа* L_μ . Считают, что число $L_\mu = +1$ для отрицательного мюона и число $L_\mu = -1$ для положительного мюона. Лептонные числа нейтрино, связанных с мюонами, тогда можно найти по следующим реакциям распадов пионов:

$$\begin{array}{ccc} \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu & \pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, \\ L_\mu: 0 & 1 & -1 \end{array} \quad (7.34)$$

$$L_\mu: 0 \quad 1 \quad -1 \quad 0 \quad -1 \quad 1.$$

Для мюонного нейтрино, таким образом, необходимо положить $L_\mu = 1$, а для мюонного антинейтрино $L_\mu = -1$. Всем остальным частицам, кроме указанных четырех, мы приписываем значение $L_\mu = 0$. Антинейтрино мы обозначаем через $\bar{\nu}_\mu$; оно закручено по правому винту.

Итак, законом сохранения мюонного лептонного числа можно объяснить отсутствие распада $\mu \rightarrow e\nu$. Однако если бы из этого закона мы ничего больше не получили, то он был бы бессодержательным. В действительности такой закон сохранения позволяет сделать ряд важных предсказаний. Рассмотрим, в частности, две реакции:

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_\mu n &\rightarrow \mu^- p, \\ \nu_\mu n &\rightarrow e^- p. \end{aligned} \quad (7.35)$$

Если мюонное лептонное число сохраняется, то может идти только первая реакция, а вторая реакция будет запрещена. Этот вывод можно, действительно, проверить на эксперименте; при распаде пионов (7.34) также полу-

чаются только мюонные нейтрино. Реальные эксперименты, однако, чрезвычайно трудны, так как нейтрино имеют чрезвычайно малые эффективные сечения и так как детекторы для регистрации реакций (7.35) нужно предохранять от попадания в них других частиц. В 1962 г. Колумбийская группа физиков произвела удачный эксперимент на Брукхейвенском ускорителе и в самом деле обнаружила, что никаких электронов не рождается в процессах с мюонным нейтрино [10, 11]. После этого первого эксперимента указанный факт подтверждался много раз.

§ 5. ЧАСТИЦЫ И АНТИЧАСТИЦЫ

Концепция частиц и античастиц — одна из самых ярких в субатомной физике, но то, что за ней скрывается, требует обстоятельных разъяснений, причем часто происходит так, что после этих пояснений у желающего ее понять остается еще больше неясностей. В данном небольшом параграфе мы, конечно, не сможем ответить на все вопросы. Но все же то, что нам нужно для последующего изложения, мы постараемся здесь получше объяснить.

Это началось в 1927 г. с формулы [см. (1.2)]

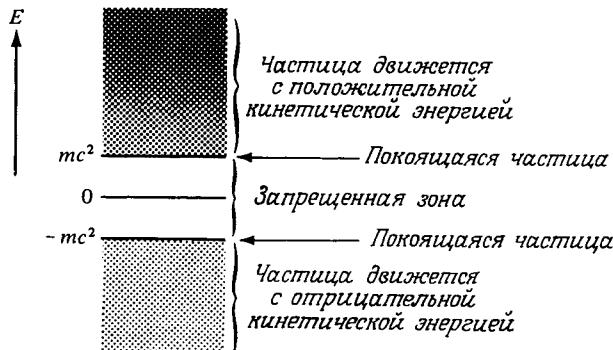
$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2, \quad (1.2)$$

которая относится к частице с импульсом p и массой m . Чему равна энергия частицы? Каждого из нас учили в школе, что при извлечении квадратного корня нужно ставить два знака:

$$E^\pm = \pm [(pc)^2 + (mc^2)^2]^{1/2}. \quad (7.36)$$

Мы имеем, таким образом, две энергии: *положительную и отрицательную*. Как же так получается, что энергия частицы отрицательна? В классической физике, впрочем, все ясно. Когда Бог создавал классический мир, он просто взял в качестве начальных состояний состояния с положительной энергией. Царящая в классической физике непрерывность гарантирует, что ни одно из состояний с отрицательной энергией впоследствии не возникает. В квантовой физике ситуация намного серьезнее. Рассмотрим, например, энергетические уровни частицы с массой m . Согласно формуле (7.36), возможны уровни как с положительной, так и с отрицательной энергией; все такие уровни изображены на фиг. 7.3. Наименьшая возможная положительная энергия $E = mc^2$, наибольшая отрицательная энергия $E = -mc^2$. Согласно той же формуле (7.36), частица может иметь любую энергию от mc^2 до $+\infty$ и от $-mc^2$ до $-\infty$. Могут ли состояния с отрицательной энергией проявляться на эксперименте? Как мы покажем дальше, могут; и действительно, имеется огромное количество экспериментального материала, который доказывает это утверждение. Но прежде мы упомянем о чисто математическом соображении, из которого следует необходимость принимать во внимание состояния с отрицательной энергией. Одна из фундаментальных теорем

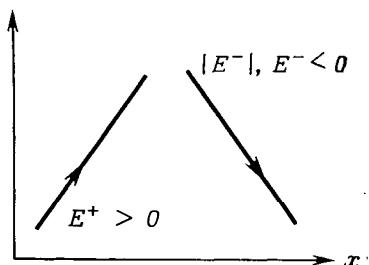
в нерелятивистской квантовой механике утверждает, что для любой наблюдаемой величины набор ее собственных функций полный¹⁾). Однако в релятивистской квантовой механике можно доказать, что собственные функции не могут образовать полного набора, если в него не включать состояний с отрицательной энергией.



Фиг. 7.3. Состояния с положительной и отрицательной энергиями для частицы с массой m .

Итак, состояния с отрицательной энергией должны существовать. Но что же это означает? Ведь они не могут быть, действительно, энергетическими состояниями частицы, как видно из фиг. 7.3. Иначе обычные частицы смогли

Фиг. 7.4. Частица с положительной энергией $E^+ > 0$ движется, как обычная частица. Частицу с отрицательной энергией E^- следует представлять себе как частицу с положительной энергией $|E^-|$, движущуюся назад по времени. Обе частицы движутся вдоль положительного направления оси x .



бы переходить все ниже и ниже в состояния с отрицательной энергией и испускать при этом положительную энергию. Тогда вещество в нашем мире в конечном счете быстро распалось бы и исчезло. Первую рабочую интерпретацию состояний с отрицательной энергией предложил Дирак [12]; он отождествил отсутствующую частицу на уровне с отрицательной энергией (дырку) с античастицей. Мы здесь не будем заниматься его теорией дырок, а сразу расскажем о современной интерпретации состояний с отрицательной энер-

¹⁾ См. Мерцбахер, § 8.3.

глей, впервые предложенной Штюкельбергом [13] и позже существенно развитой Фейнманом [14]. Эта интерпретация очень простая. Пусть наша частица движется вдоль положительного направления оси x и обладает положительным импульсом p и положительной энергией E^+ . Траектория этой частицы изображена на плоскости xt на фиг. 7.4. Волновая функция частицы имеет вид

$$\psi(x, t) = e^{(i/\hbar)(px - E^+ t)}. \quad (7.37)$$

В том, что частица движется направо, легче всего убедиться, если заметить, что фаза волновой функции постоянна, когда

$$px - E^+ t = \text{const},$$

а следовательно, когда

$$x = \frac{E^+}{p} t, \quad (7.38)$$

т. е. точка x действительно движется направо. (Это рассуждение можно провести более строго, используя волновые пакеты.) Для состояния с отрицательной энергией имеем волновую функцию

$$\psi(x, t) = e^{(i/\hbar)(px - E^- t)}, \quad E^- < 0 \quad (7.39)$$

и вместо (7.38) получаем

$$x = \frac{E^-}{p} t = -\frac{|E^-|}{p} t = \frac{|E^-|}{p} (-t). \quad (7.40)$$

Последнюю формулу можно интерпретировать следующим образом. Можно считать, что частица движется назад по времени, обладая положительной энергией $||E^-||$.

Но что это означает «назад по времени»? Классическое уравнение движения для частицы с электрическим зарядом $-q$ во внешнем магнитном поле \mathbf{B} имеет вид

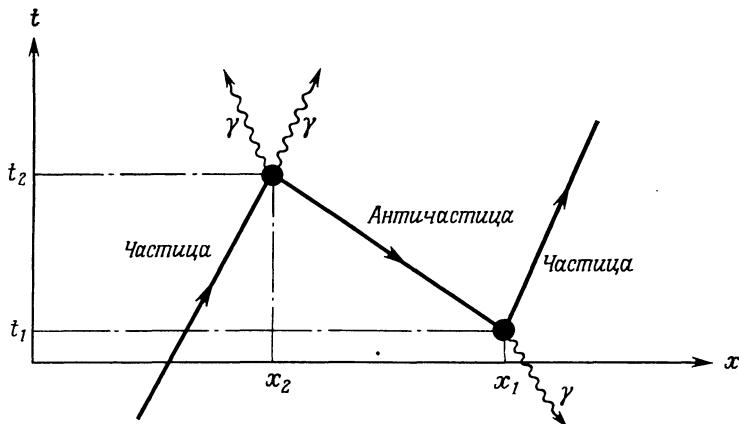
$$m \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = \frac{-q}{c} \frac{d\mathbf{x}}{dt} \times \mathbf{B} = \frac{q}{c} \frac{d\mathbf{x}}{d(-t)} \times \mathbf{B} \quad (7.41)$$

[см. формулу (2.13) для силы Лоренца]. Из вида уравнения (7.41) непосредственно следует, что частица с зарядом q , движущаяся назад по времени, удовлетворяет тому же уравнению движения, что и частица с зарядом $-q$, движущаяся вперед по времени¹⁾.

Рассматриваемые вместе формулы (7.40) и (7.41) говорят о следующем. Согласно (7.40), можно считать, что решение с отрицательной энергией описывает частицу, движущуюся назад по времени и имеющую положительную

¹⁾ Это еще более отчетливо видно в ковариантной формулировке; см., например у Джексона формулу (12.65).

энергию. Согласно (7.41), частица, движущаяся назад по времени, удовлетворяет в точности тому же самому уравнению, как и частица, обладающая противоположным электрическим зарядом и движущаяся вперед по времени. Взятые вместе формулы (7.40) и (7.41) означают, что частица с зарядом q и отрицательной энергией ведет себя как частица с зарядом $-q$ и положительной энергией. Частица с зарядом $-q$ является античастицей частицы с зарядом q . Таким образом, частицы в состояниях с отрицательной энергией



Фиг. 7.5. Пара частица — античастица родилась в точке (x_1, t_1) и уничтожилась в точке (x_2, t_2) . Как уже говорилось в гл. 3, рождение пары может произойти только в поле атомного ядра, которое берет на себя импульс. Таким образом, вблизи точки (x_1, t_1) имеется какое-то атомное ядро.

ведут себя как античастицы. В такой интерпретации процессы, изображенные на фиг. 7.5, можно описать следующими двумя различными, но эквивалентными друг другу способами. Пользуясь обычным языком, мы должны сказать, что пара частица — античастица родилась в момент времени t_1 в пространственной точке x_1 . Затем родившаяся античастица встретила другую частицу в момент времени t_2 в пространственной точке x_2 , уничтожилась с ней и породила два γ -кванта, которые стали распространяться вперед по времени. Пользуясь языком Штюкельберга — Фейнмана, мы должны сказать, что здесь речь идет только об одной частице, которая «петляет» в пространстве и времени, двигаясь то вперед, то назад по времени. Так, в момент времени t_2 в точке x_2 частица, испустив два фотона, повернула назад по времени и дошла до точки (x_1, t_1) . Там она рассеялась на фотоне и стала опять двигаться вперед по времени.

В чем же особое преимущество такого рассмотрения состояний с отрицательной энергией? Оно состоит прежде всего в том, что мы вообще не говорим о состояниях с отрицательной энергией, а вместо этого говорим об античасти-

цах с положительной энергией. Далее, такое рассмотрение делает очевидным, что античастицами обладают как фермионы, так и бозоны.

Из предположения, что античастица является просто частицей, движущейся назад по времени, можно сразу вывести ряд следствий. Частица и ее античастица должны иметь одинаковую массу и одинаковый спин, так как они на самом деле представляют одну-единственную частицу, которая может двигаться то вперед, то назад по времени:

$$\begin{aligned} m(\text{частица}) &= m(\text{античастица}), \\ J(\text{частица}) &= J(\text{античастица}). \end{aligned} \quad (7.42)$$

Вместе с тем мы должны обязательно заключить, что частица и античастица имеют противоположные аддитивные квантовые числа. Обратимся, например, к процессу рождения пары в момент времени t_1 , изображенном на фиг. 7.5. При $t < t_1$ около пространственной точки x_1 имелся только один фотон и его аддитивные квантовые числа q , A , L и L_μ были равны нулю. Так как эти квантовые числа, по предположению, сохраняются, то суммы соответствующих квантовых чисел для пары частица — античастица должны тоже равняться нулю, а потому

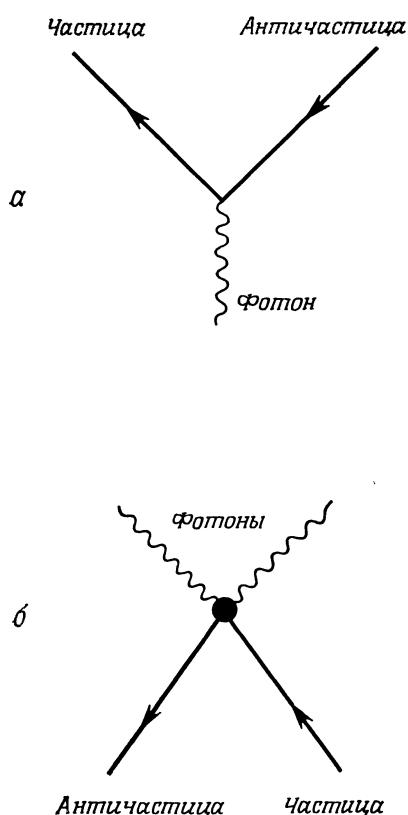
$$N(\text{частица}) = -N(\text{античастица}). \quad (7.43)$$

Здесь N означает любое аддитивное квантовое число, значение которого для фотона равно нулю.

В заключение сделаем одно небольшое замечание о фейнмановских диаграммах. Его всегда полезно иметь в виду. Процесс рождения пары принято изображать, как это показано на фиг. 7.6, а. Стрелка на линии частицы указывает направление ее импульса. Стрелку на линии античастицы, однако, направляют в противоположную сторону. Это соглашение позволяет однозначно «прочитывать» фейнмановские диаграммы. На фиг. 7.6, б мы приводим еще один пример фейнмановской диаграммы.

Спросим теперь: а правильна ли интерпретация Штюкельберга — Фейнмана частиц и античастиц? Это может, разумеется, решить только эксперимент, и он в действительности дал убедительное подтверждение такой интерпретации. Так, Дирак еще в 1931 г. предсказал существование антиэлектрона, который экспериментально был обнаружен [15] в 1933 г. Сразу же встал вопрос: а существует ли антипротон? Самые настойчивые поиски его в космических лучах ничего не дали. Наконец, в 1955 г., когда начал работать бетатрон в Беркли, антипротон был открыт [16]. С тех пор экспериментально открыты античастицы практически всех частиц. Особенно впечатляющим явилось открытие античастицы Ω -частицы [17]. Гиперон $\bar{\Omega}$ получили в реакции



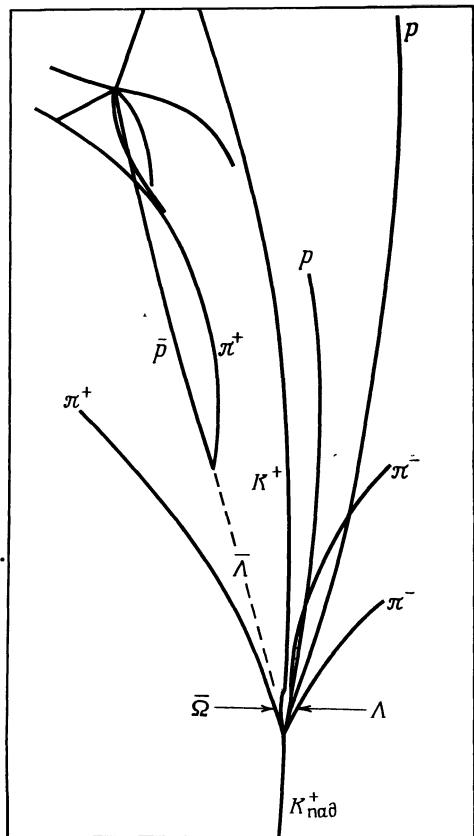


Фиг. 7.6. Соглашение о направлении стрелок на линиях частиц и античастиц.

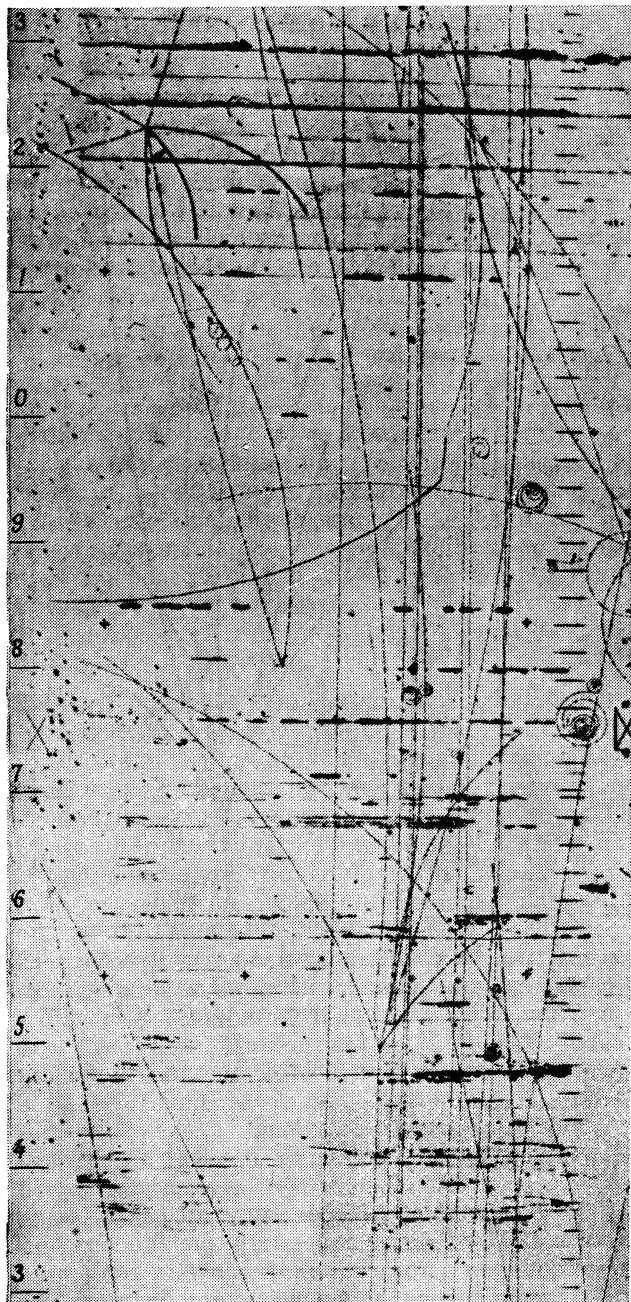
Отдельные акты рождения и уничтожения частиц в этой реакции показаны на фиг. 7.7 и 7.8.

§ 6. ГИПЕРЗАРЯД (СТРАННОСТЬ)

В 1947 г. Рочестер и Батлер [18] первыми наблюдали так называемые V -частицы (см. фиг. 5.21). Уже к 1952 г. было зарегистрировано большое количество « V -событий», которые поначалу представлялись очень таинственными. Действительно, V -частицы очень легко образовывались, однако рас-



Фиг. 7.7. Схематическое изображение реакции $dK^+ \rightarrow \bar{\Omega}\Lambda\pi^+\pi^-$ и соответствующих распадов [17].



Фиг. 7.8. Рождение частицы $\bar{\Omega}$ в реакции K^+d при импульсе 12 ГэВ/с в двухметровой пузырьковой камере [17] в Стенфордском линейном ускорительном центре. (Фотографию любезно предоставила авторам Г. Голдгабер из Лауренсовской лаборатории в Беркли.)

падались очень и очень медленно. Например, они рождаются в реакции (5.54), т. е. $r\pi^- \rightarrow \Lambda^0 K^0$, с эффективным сечением порядка нескольких мб, а распадаются со средним временем жизни порядка 10^{-10} с. Эффективные сечения порядка нескольких мб типичны для адронных взаимодействий, хотя времена распада 10^{-10} с характерны для слабых взаимодействий. Таким образом, каоны и гипероны рождаются в сильных взаимодействиях, а распадаются в слабых. Пайс сделал первый шаг, позволяющий разрешить данный парадокс. Он предположил, что V -частицы всегда рождаются парами [19]. Полное решение этого парадокса дали Гелл-Манн и независимо от него Нишиджима, которые ввели новое квантовое число [20, 21]. Гелл-Манн назвал новое квантовое число *странныстью*, и это название теперь укоренилось. Расскажем читателю, как приписывать частицам указанное аддитивное квантовое число, основываясь на обстоятельно изученных адронных реакциях¹⁾.

Начнем с того, что припишем странность $S = 0$ нуклонам и пионам, и покажем, что странность нельзя определить для лептонов. Странность считают сохраняющейся величиной в электромагнитных и адронных взаимодействиях, но не сохраняющейся в слабых:

$$\sum_i S_i = \text{const} \quad \text{в адронных и электромагнитных взаимодействиях.} \quad (7.45)$$

Мы имеем здесь первый пример «нарушенной» симметрии: странность S сохраняется в адронных и электромагнитных взаимодействиях, но нарушается в слабых. Как легко видеть, квантовое число странности разрешает парадокс с обильным рождением и медленным распадом. Возьмем, например, реакцию рождения $r\pi^- \rightarrow \Lambda^0 K^0$ и припишем странность $S = 1$ каону K^0 . Полная странность в обеих частях реакции должна равняться нулю, так как вначале у нас были лишь несторанные частицы. Следовательно, гиперон Λ^0 должен иметь странность -1 . Так мы приходим к пониманию правила Пайса. В реакциях, которые происходят между несторанными частицами, сторанные могут рождаться только парами. Далее, одна странная частица не может распадаться адронно или электромагнитно на несторанные частицы. Такие распады могут происходить только посредством слабых взаимодействий. Именно по этой причине они медленные. Таким образом, находит себе объяснение и большое время жизни странных частиц.

Приписывание странностей различным адронам базируется на реакциях, которые происходят посредством адронных взаимодействий. По определению странность положительного каона полагается равной 1:

$$S(K^+) = 1. \quad (7.46)$$

¹⁾ Отметим, что теперь приписывать странность частицам гораздо легче, чем это было в 1952—1953 гг. В настоящее время изучено огромное количество реакций со странными частицами. Пайсу, Гелл-Манну и Нишиджиме, однако, приходилось работать только с немногими из них и делать удивляющие нас сегодня догадки.

Известно, что реакция



идет с эффективным сечением, характерным для адронных взаимодействий, а потому следует положить

$$S(K^-) = -1. \quad (7.48)$$

Положительный и отрицательный каоны имеют противоположную странность, и мы предположим в согласии с (7.43), что они образуют пару частица — античастица.

Перейдем к рассмотрению стабильных барионов, перечисленных в табл. П.3 в приложении. Все они имеют барионное число $A = 1$, а потому все являются частицами. Соответствующие им античастицы тоже существуют, и значения странности для античастиц противоположны значениям странности для частиц, которые мы сейчас установим.

С помощью двух заряженных каонов удивительно просто устанавливаются значения S для барионов. Возьмем, например, реакцию

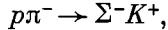


В эту реакцию вступают две несторанные частицы; из самого факта ее существования мы сразу устанавливаем, что $S(X) = -S(K)$. Таким образом, гиперон X имеет странность $S = -1$, если каон K положительный, и странность $S = +1$, если каон K отрицательный. На современных ускорителях можно разделить каонные пучки и ставить эксперименты с реакциями вида

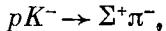


а также с соответствующими реакциями с положительными каонами. В первой реакции (7.50) $S(X) = S(K^-) = -1$, а во второй $S(X') = -2$. Реакции (7.49) и (7.50) приведены только как типы реакций; имеется много конкретных процессов, которые используются для определения странности S .

В качестве примера реакции (7.49) возьмем процесс



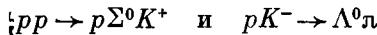
который позволяет приписать значение $S = -1$ для частицы Σ^- . В качестве примера реакции (7.50) рассмотрим реакцию



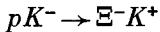
которая дает $S(\Sigma^+) = -1$. Обе частицы Σ^- и Σ^+ — барионы с $A = 1$; они имеют одну и ту же странность и противоположные электрические заряды. Этот факт не противоречит утверждению (7.43), согласно которому античастица и частица должны иметь противоположные электрические заряды,

однако из него вовсе не следует, что любая пара частиц с противоположными электрическими зарядами должна быть парой частица — античастица.

Реакции

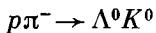


позволяют приписать странность -1 гиперонам Λ^0 и Σ^- . Реакция



дает $S = -2$ для частицы Ξ^- . Подобным образом было найдено, что странность частицы Ω^- равна -3 , а следовательно, странность частицы $\bar{\Omega}^-$ равна $+3$, как это непосредственно видно из реакции (7.44).

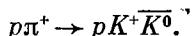
Вернемся к каонам. Реакция (5.54):



позволяет приписать странность $+1$ каону K^0 . Это обстоятельство, однако, вызывает некоторое недоумение. Действительно, мы имеем табличку

$$\begin{aligned} S(K^+) &= 1, & S(K^-) &= -1, \\ S(K^0) &= 1, & ? & \end{aligned}$$

в которой одна клетка остается незаполненной. Имеется два каона с $S = 1$ и только один каон с $S = -1$. Гелл-Манн поэтому предположил, что каон K^0 должен иметь античастицу \bar{K}^0 с $S = -1$. И эта античастица, действительно, была экспериментально найдена; она рождается, например, в реакции



Существование двух нейтральных каонов, отличающихся только странностью (а остальные квантовые числа у них одинаковы), приводит в самом деле к замечательному квантовомеханическому интерференционному эффекту (о нем мы еще расскажем читателю в гл. 9). Этот эффект — субатомный аналог инверсионного спектра аммиака.

Теперь в научной литературе чаще говорят о гиперзаряде Y , а не о странности S ; гиперзаряд Y определяется формулой

$$Y = A + S. \tag{7.51}$$

В табл. 7.1 мы приводим значения барионного числа, странности и гиперзаряда для важнейших адронов. В последнем столбце даются средние значения зарядового числа для указанных частиц. Об этой величине мы поговорим в гл. 8.

Табл. 7.1 дает богатую пищу для размышлений. Она свидетельствует о ряде примечательных фактов. (Некоторые из них мы объясним позже в этой книге.) Во-первых, число отдельных частиц в каждой строке разное. Имеются три пиона, два каона, два нуклона, одна Λ -частица и т. д. Почему так? Мы

Таблица 7.1

Барионное число A , странность S , гиперзаряд Y и среднее значение зарядового числа $\langle N_q \rangle = q/e$ для некоторых элементарных частиц

| Частица | | A | S | Y | $\langle N_q \rangle$ |
|--------------------|------------------------------|-----|-----|-----|-----------------------|
| Фотон | γ | 0 | 0 | 0 | 0 |
| Пион | $\pi^+ \pi^0 \pi^-$ | 0 | 0 | 0 | 0 |
| Каон | $K^+ K^0$ | 0 | 1 | 1 | $1/2$ |
| Нуклон | $p n$ | 1 | 0 | 1 | $1/2$ |
| Λ -частица | Λ^0 | 1 | -1 | 0 | 0 |
| Σ -частица | $\Sigma^+ \Sigma^0 \Sigma^-$ | 1 | -1 | 0 | 0 |
| Каскадная частица | $\Xi^- \Xi^0$ | 1 | -2 | -1 | $-1/2$ |
| Ω -частица | Ω^- | 1 | -3 | -2 | -1 |

объясним это в гл. 8. Во-вторых, все соответствующие указанным частицам античастицы существуют; они экспериментально обнаружены. В ряде случаев наборы античастиц идентичны наборам частиц. Когда так получается? Согласно (7.43), частица может быть идентична своей античастице только в том случае, когда она имеет все аддитивные квантовые числа, равные нулю. Единственными частицами из табл. 7.1, удовлетворяющими этому условию, являются фотон и нейтральный пион. Пионный набор, действительно, идентичен своему антнабору; положительный пион является античастицей для отрицательного пиона. Все остальные частицы, перечисленные в табл. 7.1, имеют отличающиеся от них античастицы. В-третьих, из табл. 7.1 мы непосредственно видим, что

$$Y = 2 \langle N_q \rangle = 2 \left\langle \frac{q}{e} \right\rangle ; \quad (7.52)$$

это важное соотношение мы еще используем в гл. 8.

§ 7. ЛИТЕРАТУРА

Подробный и интересный обзор литературы по симметриям можно найти у Парка [22].

Симметриям и принципам инвариантности посвящены книги Сакураи [23] и Лоу [24]. Обе написаны на более высоком уровне, чем данная книга (хотя во введении к своей книге Лоу и утверждает, что его «лекции чрезвычайно элементарны»). Тем не менее мы настоятельно рекомендуем обе указанные книги читателю, желающему углубиться в вопросы, обсуждаемые в настоящей и двух последующих главах.

Пределы проверяемости различных законов сохранения обсуждаются в статье Фейнберга и Голдгабера [25].

Дополнительные сведения читатель может почерпнуть из книг, посвященных физике элементарных частиц [26, 27].

ЗАДАЧИ

7.1. Покажите, что из требования действительности средних значений $\langle F \rangle$ следует эрмитовость оператора F .

7.2. Разберитесь подробнее в том, о чем мы говорили в тексте:

а. Как с квантовомеханическими операторами связывают матрицы? Как определяется матрица для данной наблюдаемой величины F и данного оператора преобразования U ?

б. Какой оператор называют эрмитовым? Как определяют эрмитову матрицу?

в. Какой оператор называют унитарным? Как определяют унитарную матрицу?

7.3. Расскажите, как проверяется закон сохранения электрического заряда и электрического тока для макроскопических систем (в классической электродинамике).

7.4. Предложите эксперимент, в котором можно было бы измерить возможный электрический заряд нейтранона. Используя реальные значения для потоков нейтронов, скоростей нейтронов в пучке, напряженности электрического поля, а также для скорости регистрации счетчика нейтронов, оцените возможный предел значения электрического заряда нейтранона.

7.5. Предположите, что протоны распадаются у временем жизни 10^{15} лет и что вся энергия распада протонов в Земле преобразуется в тепло. Рассчитайте тепловой поток у поверхности Земли. Сравните выделяемую энергию с энергией, которую Земля получает от Солнца за тот же промежуток времени.

7.6. Изобразите принципиальную схему установки Рейнеса и Кропа [6], предназначенный для измерения времени жизни протонов. Как можно было бы усовершенствовать эксперимент?

7.7. Эффективное сечение для поглощения антинейтрино при энергиях, с которыми

антинейтрино покидают ядерный реактор, равно 10^{-43} см^2 .

а. Рассчитайте толщину слоя воды, необходимую, чтобы снизить интенсивность антинейтрионного пучка в 2 раза.

б. Рассмотрите жидкий сцинтилляционный счетчик объемом 10^3 л и пучок антинейтрино с интенсивностью $10^{13} \text{ в/см}^2 \cdot \text{с}$. Сколько захватов [см. (7.28)] будет за день?

в. Как отличить процесс захвата антинейтрино от других реакций?

7.8. Как наблюдать реакцию (7.31)? См. работу [28] и ссылки, приведенные в этой работе.

7.9. Используя волновые пакеты, определите утверждение, что частицу с отрицательной энергией можно интерпретировать как частицу с положительной энергией, движущуюся назад по времени..

7.10. Используйте ковариантное уравнение движения заряженной частицы во внешнем электромагнитном поле и покажите, что частица с зарядом $-q$, движущаяся назад по времени, ведет себя как античастица с зарядом q , движущаяся вперед по времени.

7.11. Могут ли странные частицы рождаться поодиночке в реакциях, в которых участвуют только несторанные частицы? Если могут, то приведите пример какой-нибудь реакции.

7.12. Проследите за рождением и распадом частицы $\bar{\Omega}$ на фиг. 7.7 и 7.8 и проверьте, что аддитивные квантовые числа A и q сохраняются в каждом акте рождения и уничтожения частиц. Где странность S сохраняется и где не сохраняется?

7.13. Приведите пример реакции (реакций), которые позволяют приписать странность $S = -3$ частице Ω^- и странность $S = +3$ частице $\bar{\Omega}^-$.

7.14. Какие из перечисленных ниже реакций могут идти? Если какая-либо реакция запрещена, укажите, какими правилами отбора. Если разрешена, скажите, с какими взаимодействиями связана эта реакция.

- a. $pp \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^+\pi^-$,
- b. $pK^- \rightarrow \Sigma^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$,

- в. $p\pi^- \rightarrow pK^-$
- г. $\bar{p}\pi^- \rightarrow \Lambda^0\bar{\Sigma}^0$,
- д. $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+n$,
- е. $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow e^+n$,
- ж. $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+\Lambda^0 K^0$,
- з. $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^-\Sigma^+ K^+$.

Цитированная литература

1. *Moe M. K., Reines F.*, Phys. Rev., **140B**, 992 (1965).
2. *Shull C. G., Billman W. K., Wedgwood F. A.*, Phys. Rev., **153**, 1415 (1967).
3. *King J. G.*, Phys. Rev. Lett., **5**, 562 (1960).
4. *Weyl H.*, The Theory of Groups and Quantum Mechanics, Dover, New York, 1950, p. 100, 214.
5. *Stueckelberg E. C. G.*, Helv. Phys. Acta, **11**, 225, 299 (1938).
6. *Kropp W. R., Jr., Reines F.*, Phys. Rev., **137B**, 740 (1965).
7. *Konopinski E. J., Mahmoud H. M.*, Phys. Rev., **92**, 1045 (1953).
8. *Reines F., Cowan C. L., Harrison F. B., McGuire A. D., Kruse H. W.*, Phys. Rev., **117**, 159 (1960).
9. *Davis R.*, Phys. Rev., **97**, 766 (1955).
10. *Danby G., Gaillard J. M., Goulianios K., Lederman L. M., Mistroy N., Schwartz M., Steinberger J.*, Phys. Rev. Lett., **9**, 36 (1962).
11. Adventures in Experimental Physics, Vol. α , 1972.
12. *Dirac P. A. M.*, Proc. Roy. Soc., **A126**, 360 (1930).
13. *Stueckelberg E. C. G.*, Helv. Phys. Acta, **14**, 588 (1941).
14. *Feynman R. P.*, Phys. Rev., **74**, 939 (1948).
15. *Anderson C. D.*, Phys. Rev., **43**, 491 (1933); Amer. Journ. Phys., **29**, 825 (1961).
16. *Chamberlain O., Segrè E., Wiegand C., Ypsilantis T.*, Phys. Rev., **100**, 947 (1955).
17. *Firestone A., Goldhaber G., Lissauer D., Sheldon B. M., Trilling G. H.*, Phys. Rev. Lett., **26**, 410 (1971).
18. *Rochester G. D., Butler C. C.*, Nature, **160**, 855 (1947).
19. *Pais A.*, Phys. Rev., **86**, 663 (1952).
20. *Gell-Mann M.*, Phys. Rev., **92**, 833 (1953).
21. *Nakano T., Nishijima K.*, Progr. Theor. Phys., **10**, 581 (1953).
22. *Park D.*, Resourse Letter SP-1 on Symmetry in Physics, Amer. Journ. Phys., **36**, 577 (1968).
23. *Sakurai J. J.*, Invariance Principles and Elementary Particles, Princeton University Press, Princeton, N.J., 1964.
24. *Low F.*, Symmetries and Elementary Particles, Gordon and Breach, New York, 1967.
25. *Feinberg G., Goldhaber M.*, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S., **45**, 1301 (1959).
26. *Adair R. K., Fowler E. C.*, Strange Particles, Wiley-Interscience, New York, 1963.
27. *Frazer W. R.*, Elementary Particles, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1966.
28. *Bahcall, Davis*, Phys. Rev. Lett., **26**, 662 (1971).

8

МОМЕНТ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ И ИЗОСПИН

В настоящей главе мы сначала покажем читателю, что инвариантность относительно поворотов в пространстве приводит к появлению сохраняющейся величины — момента количества движения. Затем мы займемся изоспином — величиной, во многом подобной обычному спину, и расскажем о «нарушенной» изоспиновой инвариантности.

§ 1. ИНВАРИАНТНОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНО ПОВОРОТОВ В ПРОСТРАНСТВЕ

На примере инвариантности относительно поворотов в пространстве мы можем проиллюстрировать общие абстрактные рассуждения из § 1 гл. 7. Рассмотрим идеализированную экспериментальную установку, изображенную на фиг. 8.1. Ради простоты предположим, что эта установка целиком находится в плоскости x, y и что ее ориентация характеризуется углом φ . Предположим далее, что результаты некоторого эксперимента, проводимого в этой установке, описываются определенной волновой функцией $\psi(x)$. Повернем теперь установку на угол α вокруг оси z . Этот поворот обозначим $R_z(\alpha)$. В результате поворота точка x перейдет в точку x^R :

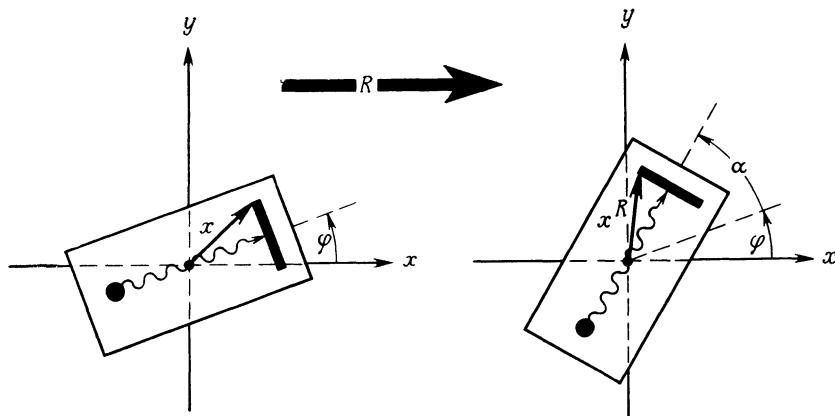
$$x^R = R_z(\alpha) x. \quad (8.1)$$

Волновая функция при повороте изменяется; соотношение между волновыми функциями до и после поворота, зависящими от x , дается формулами (7.7):

$$\psi^R(x) = U_z(\alpha) \psi(x). \quad (8.2)$$

Здесь обозначения дают сразу понять, что поворот совершается на угол α вокруг оси z . Пока нет никакой речи о свойствах инвариантности; формулы (8.1) и (8.2) справедливы даже и в том случае, когда система изменяет свои свойства при пространственных поворотах.

Свойство инвариантности системы относительно поворотов в пространстве можно теперь использовать, чтобы построить в явном виде оператор U . Если состояние системы не меняется при повороте, то значение волновой



Фиг. 8.1. Поворот вокруг оси z . Угол φ характеризует положение осей, жестко связанных с установкой; он не описывает поворота. Устройство поворачивается вокруг оси z на угол α . Инвариантность относительно поворота означает, что результаты эксперимента не зависят от того, произведен поворот или нет.

функции в точке x в первоначальной системе тождественно значению «поворнутой» волновой функции в «поворнутой» точке x^R :

$$\psi(x) = \psi^R(x^R). \quad (8.3)$$

Обратите внимание на различие между формулами (8.2) и (8.3). Первая формула связывает $\psi(x)$ с ψ^R , причем считается, что обе функции зависят от одной и той же переменной x . Вторая формула связывает ψ в точке x с ψ^R в точке x^R . Преобразование U мы сразу же построим, если нам удастся выразить $\psi^R(x^R)$ через $\psi^R(x)$. Вследствие того, что пространственные повороты представляют собой непрерывные преобразования, любой поворот на конечный угол можно построить из поворотов на бесконечно малые углы. Знать *бесконечно малые повороты*, таким образом, достаточно, чтобы найти оператор U . Если наша система повернута на бесконечно малый угол $d\alpha$ вокруг оси z , то для $\psi^R(x^R)$ мы имеем следующую приближенную формулу:

$$\psi^R(x^R) = \psi^R(x) + \frac{\partial \psi^R(x)}{\partial \varphi} d\alpha = \left(1 + d\alpha \frac{\partial}{\partial \varphi}\right) \psi^R(x).$$

Эту формулу можно обратить, если умножить правую и левую ее части на $(1 - d\alpha(\partial/\partial\varphi))$. Тогда, пренебрегая членом порядка $(d\alpha)^2$ и используя (8.3),

получаем

$$\psi^R(x) = \left(1 - \delta\alpha \frac{\partial}{\partial\phi}\right) \psi(x). \quad (8.4)$$

Сравнивая формулу (8.4) с (8.2), видим, что оператор в (8.4), действующий на функцию $\psi(x)$, есть как раз оператор $U_z(\delta\alpha)$. Общее выражение для оператора бесконечно малого унитарного преобразования дается формулой (7.14). Отождествляя в последней формуле ϵ с $\delta\alpha$ и сравнивая оба выражения для оператора U , для эрмитова оператора $F^1)$ получаем следующую формулу:

$$F = i \frac{\partial}{\partial\phi}. \quad (8.5)$$

Если оператор U коммутирует с гамильтонианом H , то оператор F тоже будет коммутировать с H [согласно (7.15)]. Таким образом, мы построили искомую *сохраняющуюся наблюдаемую величину*, связанную с инвариантностью нашей системы относительно поворотов в пространстве. Можно было бы теперь приступить к выяснению физических свойств оператора F и найти его собственные функции и собственные значения. Но этого нам вовсе не нужно делать, так как оператор F — наш старый друг. Из (5.3) мы заключаем, что

$$F = -\frac{L_z}{\hbar}, \quad (8.6)$$

т. е. (вовсе не неожиданно) оператор F оказывается пропорциональным составляющей по оси z орбитального момента количества движения. Инвариантность системы относительно поворотов вокруг оси z приводит к сохранению величины F , а следовательно, оператора L_z .

¹⁾ Может возникнуть недоразумение из-за того, что формально оператор $F^\dagger = -i\partial/\partial\phi$ выглядит иначе, чем оператор $F = i\partial/\partial\phi$. Здесь, однако, нужно учитывать, что эрмитовость — это не только свойство самого оператора, но также и свойство волновых функций, на которые он действует, и области интегрирования, по которой берутся интегралы. См. *Парк*, стр. 61. Для любого эрмитова оператора, для которого $F^\dagger = F$, соотношение из примечания на стр. 214 имеет вид

$$\int d^3x (F\psi)^* \phi = \int d^3x \psi^* F\phi.$$

Оператор $F = i\partial/\partial\phi$ удовлетворяет этому соотношению:

$$\int d^3x \left(i \frac{\partial\psi}{\partial\phi}\right)^* \phi = \int d^3x \left(-i \frac{\partial}{\partial\phi}\right) \psi^* \phi = \int d^3x \psi^* i \frac{\partial\phi}{\partial\phi}.$$

При получении последнего равенства мы проинтегрировали по частям и перенесли действие оператора с ψ^* на ϕ . Явный вид эрмитова оператора зависит, таким образом, от того, стоит ли он *перед* или *после* волновой функции.

Физически разумны следующие два обобщения проведенного рассуждения, которые мы дадим здесь без доказательства:

1) Если система имеет полный момент количества движения \mathbf{J} (спиновый плюс орбитальный), то оператор L_z следует заменить на оператор J_z .

2) Оператор поворота U на любой угол δ вокруг произвольного направления $\hat{\mathbf{n}}$ (где $\hat{\mathbf{n}}$ — единичный вектор) имеет вид

$$U_{\hat{\mathbf{n}}}(\delta) = e^{-i\delta \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{J}/\hbar}. \quad (8.7)$$

Если система инвариантна относительно поворотов вокруг направления $\hat{\mathbf{n}}$, то ее гамильтониан будет коммутировать со всеми операторами $U_{\hat{\mathbf{n}}}$, а следовательно, с оператором $\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{J}$:

$$[H, U_{\hat{\mathbf{n}}}] = 0 \rightarrow [H, \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{J}] = 0. \quad (8.8)$$

Составляющая момента количества движения на направление $\hat{\mathbf{n}}$, таким образом, сохраняется. Если вектор $\hat{\mathbf{n}}$ характеризует любое направление в пространстве, то все составляющие \mathbf{J} сохраняются и \mathbf{J} будет интегралом движения.

С помощью формулы (8.7) легко непосредственно вывести коммутационные соотношения для составляющих вектора \mathbf{J} . Они имеют следующий вид:

$$[J_x, J_y] = i\hbar J_z. \quad (5.6)$$

Циклическая замена x, y, z

(Как это сделать, поясняется в задаче 8.1.) Коммутационные соотношения (5.6) вытекают из формулы (8.7) для нашего унитарного преобразования, которая сама следует из предположения об инвариантности гамильтониана H относительно поворотов.

§ 2. НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ, ОТНОСИТЕЛЬНО ПОВОРОТОВ В ПРОСТРАНСТВЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Частицу со спином \mathbf{J} и магнитным моментом μ можно описать с помощью гамильтониана

$$H = H_0 + H_{\text{маг}}, \quad (8.9)$$

где $H_{\text{маг}}$ дается формулой (5.20). Обычно гамильтониан H_0 изотропен и система, описываемая гамильтонианом H_0 , инвариантна относительно произвольных поворотов вокруг любого направления в пространстве. Это обстоятельство выражается формулой

$$[H_0, \mathbf{J}] = 0. \quad (8.10)$$

Таким образом, энергия частицы не зависит от ориентации частицы в пространстве. Если теперь включить магнитное поле, то симметрия нарушится

и формула (8.10) больше не будет иметь места:

$$[H, \mathbf{J}] = [H_0 + H_{\text{маг}}, \mathbf{J}] \neq 0. \quad (8.11)$$

[В случае необходимости коммутатор (8.11) можно вычислить, используя (5.20) и (5.6).] Однако при включенном магнитном поле *составляющая момента количества движения вдоль поля будет еще сохраняться*. Направим, как обычно, ось квантования z вдоль магнитного поля. Тогда из (5.6) и (5.20) получим

$$[H_0 + H_{\text{маг}}, J_z] = 0. \quad (8.12)$$

Наша система, оказывается, все еще остается инвариантной относительно поворотов вокруг направления приложенного внешнего магнитного поля, а именно вокруг оси z . Вместе с тем появление в пространстве выделенного направления (вдоль магнитного поля) нарушает первоначальную симметрию относительно произвольных поворотов вокруг любого направления в пространстве, и теперь момент количества движения \mathbf{J} не будет сохраняться. До включения поля энергетические уровни системы были $(2J + 1)$ -кратно вырождены, как это показано слева на фиг. 5.5. Включение поля приводит к снятию этого вырождения; соответствующее зеемановское расщепление показано на фиг. 5.5.

§ 3. ЗАРЯДОВАЯ НЕЗАВИСИМОСТЬ СИЛ АДРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В 1932 г., когда был открыт нейтрон, природа сил, связывающих ядра, все еще оставалась таинственной. Но уже к 1936 г. основные особенности ядерных сил были установлены¹⁾. Очень много дал анализ данных по pp - и pr -рассеянию. Разумеется, в те годы эти эксперименты были проделаны только при очень малых энергиях, но все же их результаты были удивительными. После вычитания поправок, учитывающих влияние кулоновских сил отталкивания в pp -рассеянии, оказалось, что pp - и pr -адронные силы имеют примерно равную величину и приблизительно одинаковый радиус действия [2]. Этот результат был вскоре подтвержден при изучении дефектов масс для ядер ^3H и ^3He : были получены примерно одинаковые величины для pp -, pr - и pn -взаимодействий. Убедительное доказательство зарядовой независимости ядерных сил нашли Финберг и Вигнер [3]. Свойство зарядовой независимости ядерных сил можно сформулировать следующим образом. *Силы, действующие между любыми двумя нуклонами, находящимися в одинаковых состояниях, одинаковы, если отвлечься от эффектов электромагнитного взаимодействия*.

¹⁾ В 1936 и в 1937 гг. Бете с сотрудниками написали обзор состояния проблемы ядерных сил в виде серии из трех замечательных статей [1], позже получивших название *Бетевской библии*. Вплоть до настоящего времени чтение этих статей приносит немалую пользу.

действия. В настоящее время экспериментальные подтверждения свойства зарядовой независимости ядерных сил очень убедительны, и теперь твердо установлено, что вообще все адронные силы, а не только ядерные силы, действующие между нуклонами, зарядово-независимы¹⁾. Здесь мы не станем обсуждать экспериментальные доказательства зарядовой независимости, а отметим только, что само понятие *изоспина*, о котором мы будем говорить в следующих параграфах, является прямым следствием зарядовой независимости адронных сил.

§ 4. ИЗОСПИН НУКЛОНА

Зарядовая независимость ядерных сил привела к введению нового сохраняющегося квантового числа — *изоспина*. Еще в 1932 г. Гейзенберг стал рассматривать нейтрон и протон как два состояния одной частицы — нуклона N [5]. Он предположил, что если не учитывать электромагнитного взаимодействия, эти два состояния в спектре масс имеют одинаковую массу; но если это взаимодействие учесть, массы протона и нейтрона будут немного отличаться, как это и наблюдается на эксперименте. Идея о том, что нейтрон и протон — два состояния одной и той же частицы — нуклона, подкрепляется изучением структуры этих частиц, о чем мы говорили в § 7 гл. 6. Согласно (6.48), магнитные формфакторы G_M для нейтрона и протона можно описать одной и той же функцией. Если предположить, что магнитные моменты нейтрона и протона обусловлены их адронной структурой, то такое сходство формфакторов впечатляюще.

Чтобы описать два рассматриваемых состояния нуклона, вводят изоспиновое пространство (зарядовое пространство) и используют следующую аналогию с двумя спиновыми состояниями частицы со спином $1/2$:

| | Направление спина $1/2$ в обычном пространстве | Направление изоспина $1/2$ в изоспиновом пространстве |
|------------|---|--|
| Ориентация | Вверх Вниз | Вверх (протон) Вниз (нейтрон) |

Два состояния частицы с обычным спином $1/2$ рассматривают не как две разные частицы, а как два состояния одной и той же частицы. Подобным образом протон и нейтрон рассматривают не как две разные частицы, а как два состояния одной частицы — нуклона с изоспином, направленным *вверх*.

¹⁾ Эксперименты, подтверждающие зарядовую независимость адронных сил, обсуждаются в книге Хенли [4].

или *вниз*. Формально все это описывается путем введения нового квантового числа — изоспина \vec{I} ¹⁾. Нуклон с изоспином $1/2$ имеет $2I + 1 = 2$ возможных ориентаций в изоспиновом пространстве. Три составляющих изоспинового вектора \vec{I} обозначают I_1 , I_2 и I_3 . Протон и нейтрон соответствуют разным собственным значениям составляющей I_3 . По определению для протона $I_3 = +1/2$, для нейтрана $I_3 = -1/2$ ²⁾. Наиболее удобно обозначать состояния с заданными значениями I и I_3 с помощью дираковских кет-векторов:

$$|I, I_3\rangle.$$

Протон и нейтрон в этих обозначениях записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{протон} & \quad \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle, \\ \text{нейтрон} & \quad \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle. \end{aligned} \tag{8.13}$$

Заряд частицы $|I, I_3\rangle$ дается формулой

$$q = e \left(I_3 + \frac{1}{2} \right). \tag{8.14}$$

Подставляя сюда $I_3 = 1/2$ для протона и $I_3 = -1/2$ для нейтрана, получаем для электрического заряда протона значение e и для электрического заряда нейтрана значение 0.

§ 5. НАРУШЕННАЯ ИЗОСПИНОВАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ

Чего же мы достигли, введя в рассмотрение изоспин для протона и нейтрана? Пока что очень немного. Просто формально нейтрон и протон мы стали описывать как два состояния одной и той же частицы, а это само по себе нам ничего не дает. Новые представления и новые результаты мы получим, если воспользуемся фактом зарядовой независимости адронных сил и если припишем значения изоспина всем элементарным частицам и всем атомным ядрам, а не только протону и нейтрану.

Вследствие зарядовой независимости адронные силы одинаковы для протона и нейтрана. Таким образом, пока мы учитываем лишь одно адронное взаимодействие, вектор изоспина \vec{I} может быть направлен как угодно. Другими словами, существует инвариантность относительно любых поворотов в изоспине.

¹⁾ Чтобы различать обычный спин и изоспин, мы будем обозначать изоспиновые векторы буквами со стрелкой наверху.

²⁾ В физике атомного ядра изоспин часто называют изобарным спином и обозначают буквой T . При этом полагают, что $I_3 = 1/2$ для нейтрана и $I_3 = -1/2$ для протона; так как в стабильных ядрах имеется больше нейтранов, чем протонов, то для них I_3 будет положительно.

новом пространстве, т. е. наша система инвариантна относительно поворотов вокруг любых направлений в нем. Как и в (8.10), этот факт можно выразить формулой

$$[H_h, \vec{I}] = 0. \quad (8.15)$$

Если присутствует только адронное взаимодействие H_h , то $2I + 1$ состояний системы с различными значениями I_3 будут вырождены; все они имеют одну и ту же энергию (массу). В частности, если бы имелось только адронное взаимодействие, то нейtron и протон обладали бы одинаковой массой. Электромагнитное взаимодействие разрушает изотропию изоспинового пространства; оно нарушает изоспиновую симметрию, и, подобно (8.11), мы имеем

$$[H_h + H_{em}, \vec{I}] \neq 0. \quad (8.16)$$

Вместе с тем, как мы знаем из § 2 гл. 7, электрический заряд всегда сохраняется и при наличии электромагнитного взаимодействия H_{em} :

$$[H_h + H_{em}, Q] = 0. \quad (8.17)$$

Здесь Q — оператор электрического заряда q ; оператор Q связан с оператором составляющей изоспина I_3 формулой (8.14): $Q = e(I_3 + 1/2)$. Подставляя эту формулу в выражение для коммутатора (8.17), получаем

$$[H_h + H_{em}, I_3] = 0. \quad (8.18)$$

Как видим, третья составляющая изоспина сохраняется даже в присутствии электромагнитного взаимодействия. Аналогия со случаем магнитного поля и эффектом Зеемана полная. Формула (8.18) — это точный изоспиновый аналог формулы (8.12).

Как мы отметили в § 4 настоящей главы, зарядовая независимость адронных сил справедлива не только в отношении нуклонов, но также и в отношении всех адронов. Однако, прежде чем приступить к обобщению понятия изоспина на все адроны и изучать вытекающие следствия, сделаем несколько предварительных замечаний в отношении самого понятия *изоспинового пространства*. Подчеркнем, что \vec{I} — вектор в изоспиновом пространстве, а не в обычном. Далее, отметим, что направление в изоспиновом пространстве не имеет никакого отношения к направлению в обычном пространстве, а собственные значения операторов \vec{I} и I_3 в изоспиновом пространстве никак не связаны с собственными значениями операторов в обычном пространстве.

До сих пор мы связали только третью составляющую изоспина \vec{I} с наблюдаемой физической величиной, а именно мы связали ее с электрическим зарядом q [см. (8.14)]. Какой же физический смысл у составляющих I_1 и I_2 ? Эти составляющие никак не связаны непосредственно ни с какими физическими измеряемыми величинами. Причиной тому — сама природа изоспина. В лабора-

тории можно создать два магнитных поля: первое, направленное по оси z , а второе — по оси x . Действие такой комбинации магнитных полей на обычный спин частицы можно обстоятельно изучить и вычислить. Вдоль любого направления в обычном пространстве можно провести измерение спина частицы (в пределах, допустимых соотношением неопределенности). Электромагнитное поле в изоспиновом пространстве мы не можем, однако, включать и выключать по собственному усмотрению. Электрический заряд связан только с одной составляющей вектора изоспина \vec{I} , и в качестве этой составляющей по традиции всегда берут I_3 . Если переименовать составляющие и связать заряд, например с составляющей I_2 , то это не даст ничего нового.

Предположим теперь, что в природе для всех элементарных частиц действительно существует изоспиновое пространство с третьей составляющей изоспина, связанной с зарядом частиц линейным соотношением

$$q = aI_3 + b. \quad (8.19)$$

Согласно этому соотношению, из закона сохранения электрического заряда непосредственно вытекает сохранение величины I_3 . Следовательно, I_3 — хорошее, т. е. точное квантовое число, даже при учете электромагнитного взаимодействия. Унитарный оператор поворота на угол ω вокруг направления $\hat{\alpha}$ в изоспиновом пространстве имеет следующий вид:

$$U_{\hat{\alpha}}(\omega) = e^{-i\omega\hat{\alpha} \cdot \vec{I}}. \quad (8.20)$$

Здесь \vec{I} — эрмитов генератор, связанный с унитарными операторами U ; следовательно, мы должны ожидать, что \vec{I} будет представлять определенную сохраняющуюся наблюдаемую величину. Как и в случае оператора момента количества движения J , мы можем теперь повторить для оператора \vec{I} все основные этапы абстрактного рассуждения из § 1 гл. 7. Чтобы выяснить физические свойства оператора \vec{I} , предположим сначала, что у нас есть только адронное взаимодействие. Тогда электрический заряд для любой субатомной частицы равен нулю, а потому формула (8.19) не выделит нам определенного направления в изоспиновом пространстве для составляющей I_3 . Таким образом, из зарядовой независимости адронных сил непосредственно вытекает, что адронная система без электромагнитного взаимодействия инвариантна относительно любого поворота в изоспиновом пространстве. Как мы об этом говорили в § 1 гл. 7 [см. (7.9)], оператор U в таком случае будет коммутировать с оператором H_h :

$$[H_h, U_{\hat{\alpha}}(\omega)] = 0. \quad (8.21)$$

Следовательно, согласно (7.15), имеем

$$[H_h, \vec{I}] = 0.$$

Таким образом, зарядовая независимость адронных сил непосредственно приводит к сохранению изоспина.

Коммутационные соотношения для составляющих вектора обычного момента количества движения \mathbf{J} можно вывести с помощью простых алгебраических вычислений непосредственно из формулы (8.7) для унитарного оператора преобразования. Не требуется делать при этом никаких дополнительных допущений. В точности те же самые рассуждения мы можем теперь использовать и в отношении унитарного оператора преобразования $U_{\hat{\alpha}}(\omega)$ и получить для трех составляющих вектора изоспина следующие коммутационные соотношения:

$$\begin{aligned}[I_1, I_2] &= iI_3, \\ [I_2, I_3] &= iI_1, \\ [I_3, I_1] &= iI_2.\end{aligned}\tag{8.22}$$

Собственные значения и собственные функции изоспиновых операторов специально исследовать не нужно, так как они такие же, как для обычного спина. Рассуждение, ведущее от (5.6) к (5.7) и к (5.8), не связано с конкретной физической интерпретацией рассматриваемых в нем операторов. Таким образом, здесь мы можем использовать все формулы для обычного момента количества движения. В частности, для операторов I^2 и I_3 имеем следующие уравнения на собственные значения:

$$I_{\text{оп}}^2 |I, I_3\rangle = I(I+1) |I, I_3\rangle,\tag{8.23}$$

$$I_{3, \text{ оп}} |I, I_3\rangle = I_3 |I, I_3\rangle.\tag{8.24}$$

Здесь слева стоят операторы $I_{\text{оп}}^2$ и $I_{3, \text{ оп}}$, а справа — квантовые числа I и I_3 . Собственная функция ψ_{I, I_3} обозначается $|I, I_3\rangle$. (В тех случаях, когда не может возникнуть недоразумений, мы будем опускать индекс «оп».) Разрешенные значения для квантового числа I в точности такие же, как для квантового числа J [см. (5.9)]. Они равны

$$I = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots.\tag{8.25}$$

При фиксированном I квантовое число I_3 может пробегать $2I + 1$ значений от $-I$ до $+I$ через единицу.

В следующих параграфах мы применим формулы (8.22)–(8.25) при рассмотрении изоспинов атомных ядер и элементарных частиц и покажем, что понятие изоспина очень существенно для понимания и классификации субатомных частиц.

● Выше мы сказали, что составляющие изоспина I_1 и I_2 непосредственно не связаны с какими-либо физическими наблюдаемыми величинами. Однако их линейные комбинации,

$$I_{\pm} = I_1 \pm iI_2,\tag{8.26}$$

имеют определенный физический смысл. Если этими операторами подействовать на состояние $|I, I_3\rangle$, то оператор I_+ будет увеличивать, а оператор I_- уменьшать собственное значение I_3 на единицу

$$I_{\pm}|I, I_3\rangle = [(I \mp I_3)(I \pm I_3 + 1)]^{1/2}|I, I_3 \pm 1\rangle. \quad (8.27)$$

Формулу (8.27) легко вывести из формул (8.22) — (8.24)¹⁾. ●

§ 6. ИЗОСПИНЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

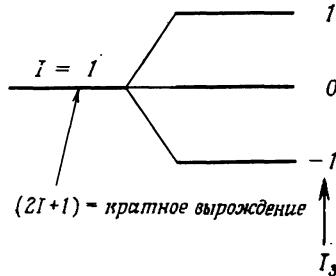
Изоспины сначала были приписаны атомным ядрам, а не элементарным частицам, однако основные особенности изоспина легче проследить на примере элементарных частиц. Как мы уже сказали в предыдущем параграфе, изоспин был бы хорошим квантовым числом в том случае, если бы в природе существовало только одно адронное взаимодействие. Электромагнитное взаимодействие разрушает изотропию изоспинового пространства (в точности так же, как магнитное поле нарушает изотропию обычного пространства). Изоспин должен проявляться, таким образом, более четко тогда, когда электромагнитное взаимодействие мало. Для атомных ядер зарядовое число полного электрического заряда Z может принимать значения до 100, а для элементарных частиц это число равно, как правило, 0 или 1. Изоспин поэтому — более хорошее квантовое число для элементарных частиц, и его основные особенности легче проследить именно на их примере.

Если изоспин действительно характеризует наблюдаемую физическую величину, которая в самом деле существует в природе, то из формул (8.15) и (8.23) — (8.25) можно предсказать следующие ее характерные свойства. Квантовое число I должно принимать только значения $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$. Для данной элементарной частицы квантовое число I должно всегда иметь одно и то же значение. В отсутствие электромагнитного взаимодействия частица с изоспином I должна быть $(2I + 1)$ -кратно вырожденной, т. е. вместо нее мы должны иметь $2I + 1$ субчастиц с одной и той же массой. Поскольку операторы H_h и \vec{I} коммутируют друг с другом, все субчастицы должны иметь одинаковые адронные свойства и различаться только величиной составляющей изоспина I_3 . Электромагнитное взаимодействие частично или полностью будет снимать упомянутое вырождение, как это показано на фиг. 8.2; таким образом, здесь мы имеем точный изоспиновый аналог эффекта Зеемана. Говорят, что $2I + 1$ субчастиц, принадлежащих данному состоянию с изоспином I , образуют *изоспиновый мультиплет*. Электрический заряд каждого члена мультиплета связан с I_3 формулой (8.19). Квантовые числа, которые сохраняются при электромагнитном взаимодействии H_{em} , не меняются при включении этого взаимодействия. Поскольку большинство квантовых чисел обладает этим свойством, члены изоспинового мультиплета имеют почти идентичные физические свойства; например, они имеют одинаковый спин,

¹⁾ См. *Мерцбахер*, § 16.2, и *Мессиа*, § XIII.1.

барионное число, гиперзаряд и внутреннюю четность. (О внутренней четности мы будем говорить в § 2 гл. 9.) Различные члены изоспинового мультиплета соответствуют по существу *одной* субатомной частице, принимающей разные ориентации в изоспиновом пространстве; в частности так же зеемановские

H_{em} выключено H_{em} включено



Фиг. 8.2. Элементарная частица, обладающая изоспином I , $(2I + 1)$ -кратно вырождена при отсутствии электромагнитного взаимодействия H_{em} . Взаимодействие H_{em} снимает вырождение, и получаемые субчастицы характеризуются различными значениями I_3 .

уровни отвечают состояниям одной и той же частицы с различными ориентациями спина по отношению к приложенному магнитному полю. Определить квантовое число I для данного субатомного состояния легко, если только известны все субчастицы, принадлежащие данному изоспиновому мультиплету. Число таких субчастиц равно $2I + 1$; отсюда мы сразу получаем значение I . Однако в ряде случаев мы не можем пересчитать члены мультиплета, и тогда надо обратиться к другим способам определения I , например использовать *правила отбора по изоспину*.

Все, что мы сказали до сих пор, можно пояснить на примере *пиона*. Возможные значения изоспина пиона можно определить из фиг. 5.19. Когда нуклоны обмениваются виртуальными пионами, идущая при этом основная реакция Юкавы



должна сохранять изоспин. Нуклон, как мы уже сказали, имеет изоспин $1/2$. Далее, изоспины складываются векторно в точности так же, как моменты количества движения, и, следовательно, согласно приведенной реакции, пион может иметь изоспин 0 или 1. Если бы $I = 0$, то существовал бы только один пион. Если $I = 1$, то должно быть три пиона [6]. Действительно, известны три и только три адрона с массой примерно 140 МэВ; они образуют изоспиновый вектор с составляющими

$$I_3 = \begin{cases} +1 & \pi^+ \quad m = 139,576 \text{ МэВ}/c^2, \\ 0 & \pi^0 \quad m = 134,972 \text{ МэВ}/c^2, \\ -1 & \pi^- \quad m = 139,576 \text{ МэВ}/c^2. \end{cases}$$

Заряды этих трех частиц связаны с I_3 соотношением

$$q = eI_3; \quad (8.28)$$

оно является частным случаем соотношения (8.19). На примере пиона мы особенно ясно видим, что свойства в обычном и изоспиновом пространствах никак не связаны друг с другом. Действительно, пион — вектор в изоспиновом пространстве и скаляр (спин равен 0) в обычном пространстве.

В случае обычного эффекта Зеемана всегда легко убедиться, что различные подуровни являются членами одного зеемановского мультиплета. Действительно, если постепенно выключать внешнее магнитное поле, то все подуровни сольются в один вырожденный уровень. Этот способ непригоден, однако, для изоспиновых мультиплетов элементарных частиц, так как электромагнитное взаимодействие мы выключить не можем. Необходимо провести вычисления, чтобы показать, что за наблюдаемое расщепление массовых уровней в спектре масс ответственно на самом деле электромагнитное взаимодействие H_{em} . Уже на примере пиона и нуклона мы видим, что это сделать не так просто. Протон легче нейтрона, а заряженные пионы тяжелее нейтрального пиона. Тем не менее все расчеты, проведенные до настоящего времени, подтверждают, что расщепление масс, по-видимому, действительно можно связать исключительно с электромагнитным взаимодействием¹⁾.

После того как мы рассказали читателю столь подробно об изоспине пиона, мы можем теперь более кратко остановиться на изоспине других адронов.

Каон имеет два частичных и два античастичных состояния. Приписывание ему значения $I = \frac{1}{2}$ согласуется со всеми известными экспериментальными фактами.

Приписать изоспины I гиперонам тоже довольно просто. Предполагают, что гипероны примерно с одинаковыми массами образуют изоспиновые мультиплеты. Λ -частица только одна, и ее мы считаем изоспиновым синглетом. Σ -частица наблюдается в трех зарядовых состояниях, и поэтому она — изоспиновый триплет. Каскадная, или Ξ -частица, является изоспиновым дублетом, а Ω -частица — изоспиновым синглетом.

Все адроны, которые мы рассмотрели до сих пор, можно характеризовать определенными наборами аддитивных квантовых чисел A , q , Y , I_3 . В случае пиона составляющая изоспина I_3 и электрический заряд q связаны соотношением (8.28). Гелл-Манн и Нипиджима показали, как это соотношение можно обобщить на странные частицы. Они предположили, что заряд q и составляющая изоспина I_3 для всех странных и нестранных частиц связаны общим линейным соотношением (8.19). Константу a в соотношении (8.19) легко найти с помощью формулы (8.28); она оказывается равной e . Чтобы найти константу b , обратим внимание на то, что I_3 изменяется от $-I$ до $+I$.

¹⁾ См. [7—9]. Современное состояние вопроса изложено в работе [10].

Поэтому средний заряд изоспинового мультиплета равен b :

$$\langle q \rangle = b.$$

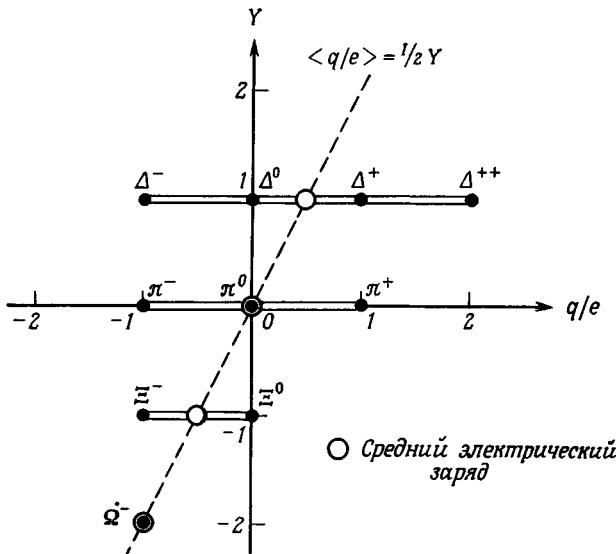
О среднем заряде изоспинового мультиплета мы уже говорили в гл. 7 в связи с формулой (7.52):

$$\langle q \rangle = \frac{1}{2} eY. \quad (8.29)$$

Только частица с нулевым гиперзарядом $Y = 0$ имеет средний заряд мультиплета $\langle q \rangle = 0$; для всех остальных частиц он не равен нулю. Следовательно, обобщая соотношения (8.14) и (8.28), окончательно получаем

$$q = e \left(I_3 + \frac{1}{2} Y \right) = e \left(I_3 + \frac{1}{2} A + \frac{1}{2} S \right). \quad (8.30)$$

Эту формулу называют «соотношением Гелл-Манна — Нишиджимы». Если рассматривать q как оператор, то можно сказать, что оператор электрическо-



Фиг. 8.3. Изоспиновые мультиплеты при $Y \neq 0$ смещены: их центр заряда (средний заряд) лежит в точке $1/2eY$. Приведены данные только для небольшого числа изоспиновых мультиплетов, которых существует великое множество.

го заряда Q равен сумме изоспинового скаляра $1/2eY$ и третьей составляющей изоспинового вектора eI_3 .

Соотношение Гелл-Манна — Нишиджимы можно наглядно представить на плоскости в виде диаграммы q/e , Y , как это показано на фиг. 8.3, на кото-

рой отмечены элементарные частицы, принадлежащие нескольким изоспиновым мультиплетам. Мультиплеты с $Y \neq 0$ называют *смещенными*. Средний заряд для них не равен нулю, как это следует из формулы (8.29); он равен $\frac{1}{2}eY$.

Надеемся, мы убедили читателя, что изоспин — полезное квантовое число в физике элементарных частиц. Значение I для данной элементарной частицы определяет число субчастиц, принадлежащих к изоспиновому мультиплету, к которому принадлежит эта элементарная частица. Третья составляющая изоспина I_3 сохраняется во всех взаимодействиях, в то время как вектор изоспина \vec{I} сохраняется только в адронных взаимодействиях. В следующем параграфе мы покажем, что изоспин оказывается полезной величиной также и в ядерной физике.

§ 7. ИЗОСПИНЫ АТОМНЫХ ЯДЕР [11]

Атомное ядро, содержащее A нуклонов (Z протонов и N нейтронов), обладает электрическим зарядом Ze . Полный электрический заряд равен сумме электрических зарядов всех A нуклонов, и в согласии с соотношением (8.14) его можно записать в виде

$$Ze = \sum_{i=1}^A q_i = e \left(I_3 + \frac{1}{2} A \right), \quad (8.31)$$

где третья составляющая полного вектора изоспина получается в результате суммирования по всем нуклонам:

$$I_3 = \sum_{i=1}^A I_{3,i}. \quad (8.32)$$

Алгебраически вектор изоспина \vec{I} ведет себя так же, как вектор обычного спина \mathbf{J} ; полный изоспин ядра, состоящего из A нуклонов, равен сумме изоспинов всех его нуклонов:

$$\vec{I} = \sum_{i=1}^A \vec{I}_i. \quad (8.33)$$

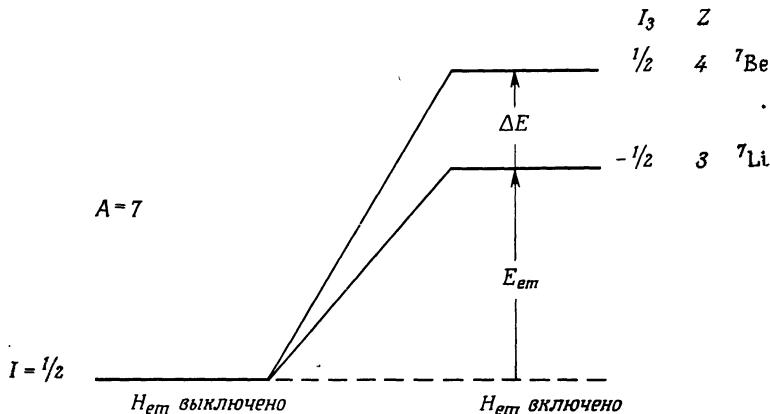
Имеют ли эти формулы какой-нибудь физический смысл? Все состояния данного ядра характеризуются одними и теми же значениями A и Z . Чему же равны для них значения I и I_3 ? Согласно формуле (8.31), все состояния данного ядра имеют одинаковое значение I_3 , а именно

$$I_3 = Z - \frac{1}{2} A = \frac{1}{2} (Z - N). \quad (8.34)$$

Однако приписать состояниям ядра значения полного изоспинового квантового числа I на так просто. В атомном ядре имеется A изоспиновых векторов с $I = \frac{1}{2}$, и когда они векторно складываются, может получиться очень много различных значений I . Максимальное из них равно $\frac{1}{2}A$; оно достигается в том случае, когда изоспины всех нуклонов параллельны друг другу. Минимальное значение I равно $|I_3|$, так как длина вектора не может быть меньше длины любой его составляющей. Поэтому возможные значения I для состояний данного атомного ядра удовлетворяют неравенству

$$\frac{1}{2}|Z-N| \leq I \leq \frac{1}{2}A. \quad (8.35)$$

Можно ли приписать значение I данному энергетическому уровню ядра и можно ли определить его экспериментально? Чтобы ответить на эти вопросы, рассмотрим опять воображаемый мир, в котором все взаимодействия, кроме адронного, выключены, и возьмем в нем ядро, состоящее из A нуклонов.



Фиг. 8.4. Изоспиновый дублет. При выключенном электромагнитном взаимодействии оба подуровня сливаются. При включенном взаимодействии H_{em} вырождение снимается, причем подуровни принадлежат спектрам разных изобарных ядер. Говорят, что два уровня изобарных ядер образуют изоспиновый дублет.

В таком чисто адронном мире I будет хорошим квантовым числом, и каждое состояние ядра можно будет характеризовать своим значением I . Неравенство (8.35) показывает, что I — целое число, если A — четное число, и I — полуцелое число, если A — нечетное число. Любое состояние рассматриваемого воображаемого ядра будет $(2I + 1)$ -кратно вырожденным. Если теперь из воображаемого мира мы перейдем в реальный мир и учтем электромагнитное взаимодействие, такое вырождение будет снято, как это проиллюстрировано на фиг. 8.4. Каждый подуровень будет характеризоваться своим

значением J_z и, как это непосредственно ясно из формулы (8.31), разные подуровни будут наблюдаться как энергетические уровни различных изобарных ядер. Пока электромагнитное взаимодействие разумно мало [$(Ze^2/\hbar c) \ll 1$], мы можем ожидать, что энергетические уровни реальных атомных ядер будут вести себя так, как мы только что сказали; следовательно, им можно приписывать квантовое число изоспина I . Оказывается, приписывать квантовое число I можно даже энергетическим уровням тяжелых ядер, для которых вышеприведенное условие относительно электромагнитного взаимодействия не выполняется. Описанные состояния называются *аналоговыми состояниями в изобарных ядрах*; они были экспериментально открыты в 1961 г.¹⁾. Фиг. 8.4 является аналогом в ядерной физике фиг. 8.2, относящейся к физике элементарных частиц. Обе фигуры являются изоспиновыми аналогами эффекта Зеемана (фиг. 5.5). В случае обычного спина уровням приписываются значения J и J_z , а в случае изоспина — значения I и I_z . В первом случае уровень расщепляет магнитное поле, а во втором — электромагнитное взаимодействие.

Способ, с помощью которого уровням атомных ядер приписываются значения I , подобен используемому для элементарных частиц. Если все члены данного изоспинового мультиплета нам известны, то нужно просто подсчитать их общее число. Его надо приравнять $2I + 1$ и, таким образом, найти I . Как мы уже говорили в § 6 настоящей главы, следует ожидать, что все члены изоспинового мультиплета имеют одинаковые квантовые числа, кроме чисел I_z и q . Свойства, не описываемые дискретными квантовыми числами, могут изменяться при включении электромагнитного взаимодействия, но немногого. Обычно занимаются изучением спектра энергетических уровней данного изобарного ядра и пытаются отыскать уровни с похожими свойствами в спектрах уровней соседних изобарных ядер. В отличие от физики элементарных частиц, где эффекты электромагнитного взаимодействия рассчитать довольно трудно, в ядерной физике положение энергетических уровней ядер можно уверенно предсказать. Электромагнитное взаимодействие проявляется в двух эффектах: в отталкивании между протонами ядра и в разности масс протона и нейтрона. Кулоновское отталкивание можно точно рассчитать, а разность масс протона и нейтрона взять из эксперимента. Разность энергий членов какого-то одного изоспинового мультиплета в изобарных ядрах ($A, Z + 1$) и (A, Z) равна

$$\Delta E = E(A, Z + 1) - E(A, Z) \approx \Delta E_c - (m_n - m_p)c^2, \quad (8.36)$$

где $(m_n - m_p)c^2 = 1,293$ МэВ. Самую простую оценку величины кулоновской энергии можно получить, если сделать предположение, что заряд Ze однородно распределен по сфере радиусом R . Классическая электростатиче-

¹⁾ См. [12]. Аналоговые состояния в изобарных ядрах мы будем еще рассматривать в § 6 гл. 15.

ская энергия такого распределения равна

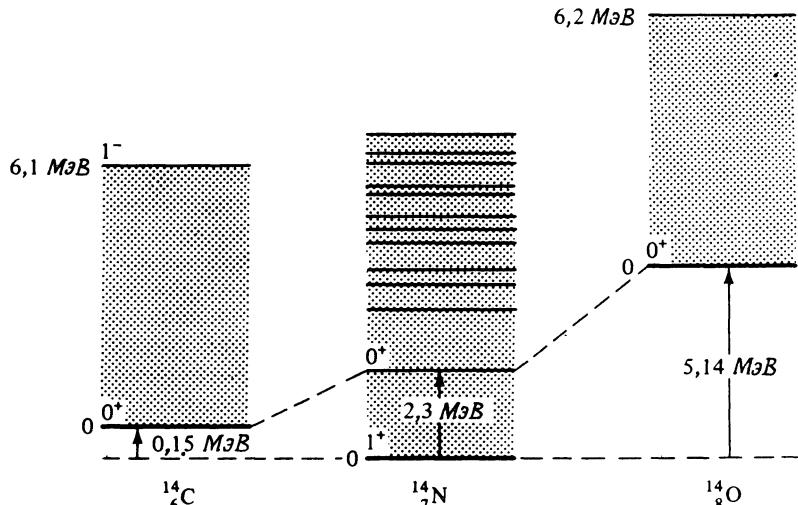
$$E_C = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R}, \quad (8.37)$$

и эта энергия приводит к сдвигу уровней, показанному на фиг. 8.4. Разность энергий членов изоспинового мультиплета в изобарных ядрах с зарядами $Z + 1$ и Z , таким образом, приближенно равна

$$\Delta E_C \approx \frac{6}{5} \frac{e^2}{R} Z, \quad (8.38)$$

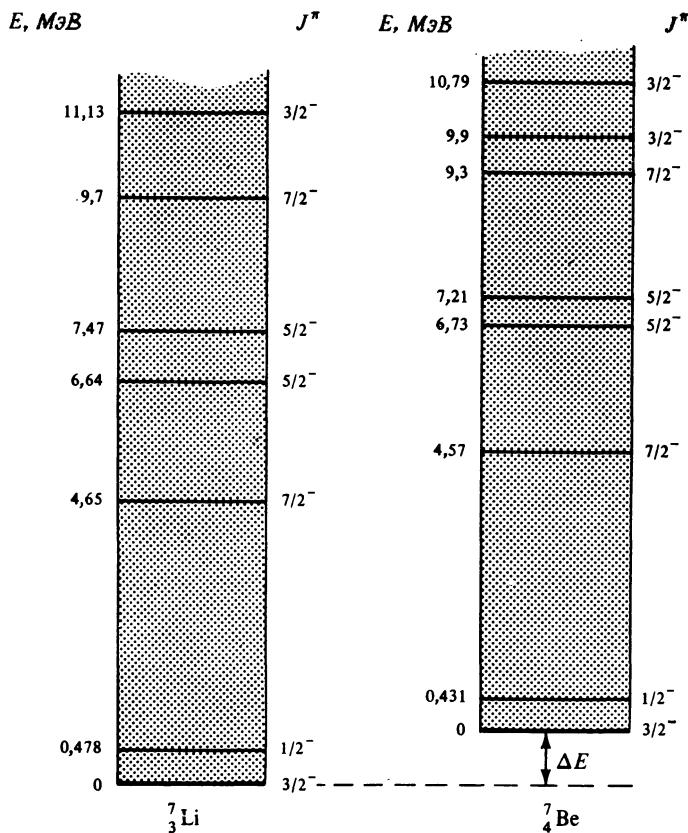
если считать, что оба ядра имеют одинаковый радиус. (Они должны иметь одинаковые радиусы, ибо их адронная структура сходна.) Значения радиуса R можно рассчитать по формуле (6.38), а после этого вычислить разность кулоновских энергий.

Значения обычных спинов для ядер изменяются от 0 до больших 10. Имеется ли такое же обилие значений для изоспинов энергетических уровней



Фиг. 8.5. Спектры энергетических уровней изобарных ядер с $A = 14$. На фигуре указаны спины и четность рассматриваемых уровней, именно: 0^+ , 1^+ , 1^- . Основное состояние ядра ^{14}N является изоспиновым синглетом, а первое возбужденное состояние принадлежит изоспиновому триплету.

в атомных ядрах? Оказывается, имеется; многие значения изоспина наблюдали на эксперименте. Ниже мы расскажем о некоторых экспериментальных данных, чтобы еще раз подчеркнуть важность понятия изоспина. Во всех приведенных ниже примерах проявляется следующая общая закономер-



Фиг. 8.6. Спектры энергетических уровней для двух изобарных ядер ^7Li и ^7Be . Оба ядра содержат одинаковое число нуклонов. Если выключить эффекты электромагнитного взаимодействия, то диаграммы уровней станут тождественными. J^π означает спин и четность данного уровня. Пространственная четность обсуждается в гл. 9.

ность: изоспин для основного состояния ядра всегда принимает наименьшее значение в согласии с неравенством (8.35), т. е. $I = I_{\min} = |Z - N|/2$.

Изоспиновые синглеты, $I = 0$, могут появиться только у ядер с $N = Z$, как это очевидно из (8.35). Такие ядра называют «самосопряженными». Для основных состояний ядер ^2H , ^4He , ^6Li , ^8Be , ^{12}C , ^{14}N и ^{18}O мы действительно имеем $I = 0$. Ядро ^{14}N особенно показательно; на фиг. 8.5 приведены самые низкие энергетические уровни трех изобарных ядер с $A = 14$. Поскольку $A = 14$, т. е. четному числу, разрешенными оказываются только цело-

численные значения изоспина. Если бы основное состояние ядра ^{14}N имело значение $I \neq 0$, то подобные уровни должны были бы появиться в спектрах ядер ^{14}C и ^{14}O с $I_3 = \pm 1$. Такие уровни имели бы те же значения обычного спина и четности, что и основное состояние ядра ^{14}N , т. е. 1^+ . Формула (8.36) позволяет рассчитать примерное положение указанных уровней. Оказывается, что уровень ядра ^{14}O должен лежать на 2,4 МэВ выше, а уровень ядра ^{14}C на 1,8 МэВ ниже уровня основного состояния ядра ^{14}N . Ничего подобного не наблюдается на эксперименте. У ядра ^{14}O первый уровень появляется при энергии 5,1 МэВ, имеет спин 0 и положительную четность. У ядра ^{14}C первый уровень лежит выше, а не ниже и также имеет спин 0. Это убедительно доказывает, что изоспин основного состояния ядра ^{14}N действительно равен 0.

Изоспиновые *дублеты* наблюдаются у так называемых «зеркальных» ядер, для которых $Z = (A \pm 1)/2$. На фиг. 8.6 приведены примеры таких дублетов в спектрах уровней ядер ^7Li и ^7Be . Основное состояние и первые пять возбужденных уровней имеют изоспин $1/2$. Согласно формуле (8.36), разность энергий равна 0,6 МэВ, что хорошо согласуется с наблюдаемым значением этой разности 0,86 МэВ.

Пример изоспинового *триплета* показан на фиг. 8.5. Основные состояния ядер ^{14}C и ^{14}O образуют изоспиновый триплет $I = 1$ с первым возбужденным состоянием ядра ^{14}N . Все три состояния имеют обычный спин 0 и положительную четность. Разности энергий довольно хорошо согласуются с предсказываемыми по формуле (8.36). В энергетических спектрах атомных ядер наблюдаются также *квартеты* и *квинтеты* [13], так что существование изоспиновых мультиплетов в изobarных ядрах надежно установлено.

§ 8. ЛИТЕРАТУРА

Ссылки на общую литературу по свойствам инвариантности читатель найдет в § 7 гл. 7. Кроме того, мы рекомендуем ему ознакомиться со следующими книгами и статьями.

Теория поворотов в обычном пространстве и квантовомеханическая теория момента количества движения очень важны в субатомной физике. Здесь мы рассмотрели лишь самые основы. Более полно читателю может познакомиться с указанными теориями по книгам *Мессиа* и *Мерцбахера*. Очень подробную информацию можно почерпнуть из книги Бринка и Сатчлера [14].

Ранние работы по изоспину прекрасно описаны в обзорах Финберга и Вигнера [15] и Бурхэма [16]. Интересна также недавняя книга Робсона [17]. В книге [18], изданной под редакцией Вилкинсона, представлены данные, полученные в последнее время. Хотя многие статьи в этой книге написаны на более высоком уровне, чем наша книга, к ним можно обращаться за справками по тем или иным вопросам.

Формула (8.37), оказывается, как правило, дает хорошую оценку величины кулоновской энергии. Но ее все же необходимо уточнять. Подробное обсуждение кулоновской энергии читатель найдет в обзоре [19].

ЗАДАЧИ

8.1. Выведите коммутационное соотношение между операторами J_x и J_y .

а. Возьмите формулу (8.2), которая связывает друг с другом волновые функции до и после поворота, $\psi^R = U\psi$, и рассмотрите матричный элемент оператора F между функциями до и после поворота. Поверните, далее, оператор F , оставляя волновые функции неизменными. Убедитесь, что «поворнутый» и «неповорнутый» операторы F связаны формулой

$$F^R = U^\dagger F U.$$

б. Предположите, что величина $\mathbf{J} \equiv (J_x, J_y, J_z)$ является вектором. Поверните \mathbf{J} на бесконечно малый угол ε вокруг оси z .

в. Выразите $\mathbf{J}^R = (J_x^R, J_y^R, J_z^R)$ через \mathbf{J} и ε . в. Считайте \mathbf{J} генератором унитарных операторов поворотов U [см. (8.7)]. Рассмотрите операторы бесконечно малых поворотов и выведите коммутационное соотношение между J_x и J_y , положив $F = J_x$ в формуле из п. «а» и использовав формулу из п. «б».

8.2. Рассмотрите оператор $U = \exp(-ia \times \mathbf{p}/\hbar)$, где a — вектор смещения в обычном пространстве, а \mathbf{p} — оператор вектора импульса.

а. Как действует оператор U на функции?
б. Предположите, что гамильтониан H инвариантен относительно пространственных трансляций. Постройте сохраняющуюся величину для этой операции симметрии. Найдите ее собственные функции и собственные значения.

8.3. Приведите доказательства зарядовой инвариантности пион-нуклонных взаимодействий.

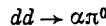
8.4. Убедитесь в правильности формул из примечания на стр. 241.

8.5. Вычислите коммутатор (8.11).

8.6. Убедитесь, что изоспин дейтрана действительно равен нулю

а) на основе экспериментальных данных;
б) рассмотрев обобщенный принцип Паули, согласно которому полная волновая функция, являющаяся (по предположению) произведением обычной пространственной, спиновой и изоспиновой функций, антисимметрична при перестановке двух каких-либо нуклонов.

8.7. Реакция



никогда не наблюдалась. Изоспины дейтрана и α -частицы, как известно, равны нулю. О чем говорит нам отсутствие этой реакции?

8.8. Выведите формулы (8.37) и (8.38).

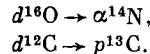
8.9. Обследуйте энергетические уровни для изобарных ядер с $A = 12$.

а. Схематически изобразите диаграммы энергетических уровней.

б. Убедитесь, что основное состояние и несколько первых возбужденных состояний ядра ^{12}C имеют нулевой изоспин.

в. Найдите первый уровень с $I = 1$ для ядра ^{12}C и убедитесь, что он образует изоспиновый триплет вместе с основными состояниями ядер ^{12}B и ^{12}N .

8.10. Рассмотрите две реакции:



Предположите, что спин сохраняется. Каковы могут быть значения I для состояний ядер ^{14}N и ^{13}C , которые могут получаться в указанных реакциях? (Здесь символами ^{16}O , ^{12}C , α и d обозначены основные состояния; символами ^{14}N и ^{13}C — возможные состояния.)

8.11. Рассмотрите β -распад ядра ^{14}O . Обычно время жизни относительно β -распада приближенно пропорционально E^{-5} , где E — максимальная энергия частицы, испускаемой при β -распаде. Используйте закон сохранения изоспина, чтобы объяс-

нить наблюдаемые отношения мод распада.

8.12. Сравните величины энергий ΔE_C при $A = 10, 80$ и 200 . В чем причина того, что трудно (или даже невозможно) обнаружить все члены изоспиновых мультиплетов в тяжелых ядрах в отличие от легких ядер?

8.13. Рассмотрите реакции

$$\gamma A \rightarrow nA'$$

$$dA \rightarrow pA'$$

$$dA \rightarrow \alpha A'$$

$$^3\text{He}A'' \rightarrow ^3\text{H}A'.$$

Считайте, что A — самосопряженное ядро

($N = Z$). Чему равны изоспины состояний ядра A' , которые можно получить в данных реакциях? Предположите, что фотон «несет» изоспин, равный 0 и 1 . Пусть изоспин ядра A'' равен $0, \frac{1}{2}$ или $\frac{3}{2}$. Каковы возможные значения изоспина у состояний ядра A' ?

8.14.

а. Докажите коммутационные соотношения

$$[I_{\pm}, I^2] = 0, \quad [I_3, I_{\pm}] = \pm I_{\pm},$$

$$[I_+, I_-] = 2I_3.$$

б. Используйте эти соотношения и формулу (8.24) и докажите формулу (8.27).

Цитированная литература

1. *Behte H. A.*, Rev. Mod. Phys., 8, 82 (1936); 9, 69 (1937); 9, 245 (1937).
2. *Breit G., Condon E. U.*, Present R. D., Phys. Rev., 50, 825 (1936).
3. *Feenberg E., Wigner E. P.*, Phys. Rev., 51, 95 (1937).
4. *Henley E. M.*, в книге: Isospin in Nuclear Physics, ed. D. H. Wilkinson, North-Holland, Amsterdam, 1969.
5. *Heisenberg W.*, Zs. Phys., 77, 1 (1932). (Перевод на английский язык см. в книге: Brink D. M., Nuclear Forces, Pergamon, Elmsford, New York, 1965.)
6. *Kemmer N.*, Proc. Cambr. Phil. Soc., 34, 354 (1938).
7. *Feynman R. P., Speisman G.*, Phys. Rev., 94, 500 (1954).
8. *Low F. E.*, Comments Nucl. Particle Phys., 2, 111 (1968).
9. *Zee A.*, Phys. Rep., 3C, 127 (1973).
10. *Georgi K. N., Goldman T.*, Phys. Rev. Lett., 30, 514 (1973).
11. *Wigner E. P.*, Phys. Rev., 51, 106, 947 (1937).
12. *Anderson J. D., Wong C.*, Phys. Rev. Lett., 7, 250 (1961).
13. *Cerny J.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., 18, 27 (1968).
14. *Brink D. M., Satchler G. R.*, Angular Momentum, Oxford University Press, London, 1968.
15. *Feenberg E., Wigner E. P.*, Rep. Progr. Phys., 8, 274 (1941).
16. *Burcham W. E.*, Progr. Nucl. Phys., 4, 171 (1955).
17. *Robson D.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., 16, 119 (1966).
18. Isospin in Nuclear Physics, ed. D. H. Wilkinson, North-Holland, Amsterdam, 1969.
19. *Nolan J. A., Jr., Schiffer J. P.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., 19, 471 (1969).

9

ОПЕРАЦИИ СИММЕТРИИ P , C и T

В предыдущей главе мы рассказали читателю о двух *непрерывных* операциях симметрии: поворотах в обычном и изоспиновом пространствах. Эти повороты могут быть как угодно малыми, и, следовательно, их можно изучать с помощью *бесконечно малых* (или *инфinitезимальных*) преобразований. Инвариантность относительно этих поворотов приводит непосредственно к законам сохранения спина и изоспина соответственно. В настоящей главе мы поговорим о так называемых *дискретных* преобразованиях и о связанных с ними операторах, о которых мы уже рассказывали читателю в гл. 7 [см. (7.11)], а именно об операторах, удовлетворяющих соотношению

$$U_h^2 = 1.$$

Такие операторы одновременно и эрмитовы, и унитарны. Инвариантность относительно действия операторов U_h приводит к *мультиликативным законам сохранения*, т. е. к законам, которые требуют, чтобы произведения определенных квантовых чисел оставались неизменными.

§ 1. ОПЕРАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ

Инвариантность относительно операции четности, образно говоря, означает инвариантность относительно замены «левое» \rightleftharpoons «правое», т. е. симметрию объекта и его зеркального отражения. Многие годы физики были убеждены, что все законы природы инвариантны при таких зеркальных отражениях. Но эта вера не была подкреплена повседневными наблюдениями, так как наш мир не инвариантен относительно замены «левое» \rightleftarrows «правое». Ключи, винты, ДНК не инвариантны относительно такой замены. Витамин C , например, существует в двух формах: L-аскорбиновой и D-аскорбиновой кислот; но оказывается, что только одна из этих форм предохраняет от холода [1].

Почему же в таком случае так долго держалась вера в инвариантность законов природы относительно пространственных отражений? История исследований, связанных с операцией четности, позволяет понять, как эта концепция появилась на свет, как она была признана, как стала, наконец, доктриной и как в конце концов эта доктрина была развенчана. В 1924 г. Лапорт открыл, что атомы имеют уровни двух типов, и сформулировал правило отбора для переходов между такими уровнями, но он не смог объяснить причины их существования. Вигнер затем показал, что атомные состояния двух типов получаются потому, что волновые функции инвариантны относительно операции пространственного отражения [2]. Эта симметрия была столь привлекательной, что ее сразу же возвели в ранг доктрины. Наблюдаемую в природе асимметрию «левое» \leftarrow «правое» стали объяснять различием начальных условий. Поэтому все были шокированы, когда в 1956 г. Ли и Янг [3] высказали предположение, что четность при слабых взаимодействиях не сохраняется, и когда вскоре г-жа Бу и сотрудники открыли эффект несохранения четности при β -распаде [4]. «Падение» четности оказалось, однако, не окончательным: четность строго сохраняется в адронных и электромагнитных взаимодействиях.

Операция четности (пространственной инверсии). Операция P изменяет знак любого истинного, т. е. полярного, вектора .

$$\mathbf{x} \xrightarrow{P} -\mathbf{x}, \quad \mathbf{p} \xrightarrow{P} -\mathbf{p}. \quad (9.1)$$

Аксиальные векторы, напротив, никак не меняются при действии операции P . Примером может служить орбитальный момент количества движения $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$. При действии операции P оба вектора \mathbf{r} и \mathbf{p} изменяют знаки, а следовательно, вектор \mathbf{L} не изменяется. Вообще любой вектор полного момента количества движения \mathbf{J} ведет себя в точности так же:

$$\mathbf{J} \xrightarrow{P} \mathbf{J}. \quad (9.2)$$

Этот результат следует из того, что операция четности P коммутирует с бесконечно малыми поворотами, а потому и с оператором момента количества движения \mathbf{J} . Более того, коммутационные соотношения для составляющих момента количества движения (5.6) остаются инвариантными при преобразовании (9.2). Действие операции четности на импульс и момент количества движения проиллюстрировано на фиг. 9.1.

Оператор четности является частным случаем оператора преобразования U , который мы рассматривали при абстрактном рассуждении в § 1 гл. 7. Оператор P преобразует любую волновую функцию следующим образом:

$$P\psi(\mathbf{x}) = \psi(-\mathbf{x}). \quad (9.3)$$

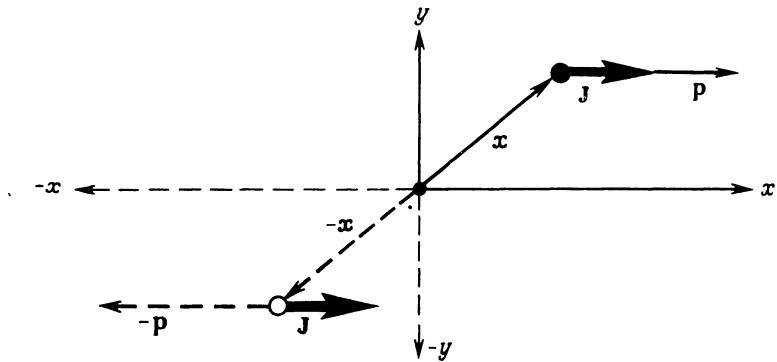
Если на правую и левую части (9.3) мы еще раз подействуем оператором P , то получим¹⁾

$$P^2\psi(x) = P\psi(-x) = \psi(x). \quad (9.4)$$

Таким образом, оператор P удовлетворяет операторному соотношению

$$P^2 = I. \quad (9.5)$$

Оператор P — пример оператора (7.11), который в гл. 7 мы обозначили U_h и который мы предполагали одновременно и эрмитовым, и унитарным. Как следует непосредственно из (9.5), собственные значения оператора P равны ± 1 .



Фиг. 9.1. Операция четности заменяет x на $-x$ и p на $-p$ и не меняет момента количества движения J . Ради простоты рассматривается двумерная картина.

До сих пор мы ничего не говорили об инвариантности. Пока что мы просто ввели саму операцию четности P и разъяснили ее формальное определение. Волновые функции $\psi(x)$ и $\psi(-x)$ могут, конечно, сильно различаться. Но это не так, если система инвариантна относительно операции четности. Допустим, что система описывается гамильтонианом H , который коммутирует с оператором P :

$$[H, P] = 0. \quad (9.6)$$

В таком случае в качестве волновой функции $\psi(x)$ всегда можно взять собственную функцию оператора четности, как это видно из следующего рассуждения. Пусть $\psi(x)$ является собственной функцией гамильтониана H , т. е. пусть

$$H\psi(x) = E\psi(x).$$

¹⁾ В случае релятивистских волновых функций формулу (9.4) следует обобщить.

Подействуем на правую и левую части этого уравнения оператором P и используем условие (9.6). Тогда получим

$$HP\psi(x) = PH\psi(x) = PE\psi(x),$$

или

$$H\psi'(x) = E\psi'(x),$$

где

$$\psi'(x) \equiv P\psi(x).$$

Видим, что обе функции $\psi(x)$ и $P\psi(x)$ удовлетворяют одному и тому же уравнению Шредингера с одним и тем же собственным значением энергии E . При этом имеется две возможности.

1. Состояние с энергией E может быть вырожденным, тогда функции $\psi(x)$ и $\psi'(x) \equiv P\psi(x)$ будут описывать два разных физических состояния с одной и той же энергией.

2. Если состояние невырождено, то функции $\psi(x)$ и $P\psi(x)$ должны будут описывать одно и то же состояние, и поэтому эти функции должны быть пропорциональными друг другу:

$$P\psi(x) = \pi\psi(x). \quad (9.7)$$

Соотношение (9.7) по своему виду является уравнением на собственные функции и собственные значения. Собственное значение π называют *четностью* волновой функции $\psi(x)$. Из формулы (9.5) непосредственно следует, что это собственное значение равно $+1$ или -1 :

$$\pi = \pm 1. \quad (9.8)$$

Соответствующие волновые функции называют функциями, имеющими *четную* (*положительную*) или *нечетную* (*отрицательную*) четности. Так как P коммутирует с H [согласно (9.6)], *четность сохраняется* и π — собственное значение соответствующего эрмитова оператора P .

Особенно наглядный пример собственных функций четности дают сферические функции $Y_l^m(\theta, \phi)$ — собственные функции оператора орбитального момента количества движения. В (5.4) мы обозначили эти собственные функции как $\psi_{l,m}$ и определили их как одновременные собственные функции операторов L^2 и L_z . Функции Y_l^m называют также *сферическими гармониками*. Свойства этих функций (с приведением их явного вида до $l = 3$ включительно) перечислены в табл. П.8 в приложении. В сферических координатах операция четности $x \rightarrow -x$ соответствует замене

$$\begin{aligned} r &\rightarrow r, \\ \theta &\rightarrow \pi - \theta, \\ \varphi &\rightarrow \pi + \varphi, \end{aligned} \quad (9.9)$$

причем в результате этой замены функция Y_l^m изменяет знак, если l — нечетное число, и остается неизменной, если l — четное число:

$$PY_l^m = (-1)^l Y_l^m. \quad (9.10)$$

Сохранение четности приводит к *мультиликативному закону сохранения*, как в этом легко убедиться, если рассмотреть простейшую реакцию



Символически начальное состояние можно представить в виде

$$\langle \text{начальное состояние} \rangle = |a\rangle |b\rangle |\text{относительное движение}\rangle,$$

где $|a\rangle$ и $|b\rangle$ описывают внутренние состояния обеих субатомных частиц, а $|\text{относительное движение}\rangle$ — часть волновой функции, которая характеризует относительное движение частиц a и b . Операция четности действует на каждый множитель, так что мы имеем

$$P |\text{начальное состояние}\rangle = P |a\rangle P |b\rangle P |\text{относительное движение}\rangle. \quad (9.11)$$

Из (9.9) вытекает, что при действии оператора P радиальная часть волновой функции не меняется и что орбитальная часть волновой функции умножается на множитель $(-1)^l$, где l — относительный орбитальный момент количества движения частиц a и b . Функции $P |a\rangle$ и $P |b\rangle$ — внутренние волновые функции обеих частиц. Поскольку структура частиц определяется главным образом адронным и электромагнитным взаимодействиями, мы можем приписать определенные *внутренние четности* частицам a и b , так что, например,

$$P |a\rangle = \pi_a |a\rangle.$$

Тогда из (9.11) мы непосредственно получаем

$$\pi_{\text{нач}} = \pi_a \pi_b (-1)^l. \quad (9.12)$$

Подобное соотношение имеет место также и для конечного состояния, и, таким образом, закон сохранения четности в рассматриваемой реакции требует, чтобы выполнялось равенство

$$\pi_a \pi_b (-1)^l = \pi_c \pi_d (-1)^{l'}, \quad (9.13)$$

где l' — относительный орбитальный момент количества движения частиц c и d в конечном состоянии. Формула (9.13) как раз и говорит, что четность — это сохраняющееся мультиликативное квантовое число.

Почему же калибровочная инвариантность приводит к аддитивному квантовому числу, а четность — к мультиликативному? Причина этого в том, что оператор P эрмитов, а для калибровочного преобразования эрмитовым

оказывается оператор, который входит в показатель экспоненты. При умножении экспонент мы должны складывать их показатели; это как раз и приводит к *аддитивному* закону сохранения.

§ 2. ВНУТРЕННИЕ ЧЕТНОСТИ СУБАТОМНЫХ ЧАСТИЦ

А можно ли вообще приписывать внутренние четности субатомным частицам? В данном параграфе мы расскажем, как это делают и какие трудности возникают при таком приписывании.

Всегда, когда речь идет о знаке, необходимо твердо условиться, что мы обозначаем знаком «плюс», а что — знаком «минус». В электростатике, например, заряд кошачьего меха считается положительным, и поэтому заряду протона мы приписываем положительный знак. Внутреннюю четность протона мы тоже будем считать *положительной*:

$$\pi(\text{протон}) = +1. \quad (9.14)$$

При приписывании четностей другим частицам мы пользуемся формулами типа (9.13). Рассмотрим, например, реакцию захвата отрицательных пионов дейtronами [5]. Отрицательные пионы с небольшими энергиями падают на дейтериевую мишень, и мы наблюдаем возникающие продукты реакции. Из трех возможных реакций



наблюдаются только первые две; третья реакция отсутствует. Сохранение четности в первой реакции требует, чтобы

$$\pi_d \pi_{n-} (-1)^l = \pi_n \pi_n (-1)^{l'} = (-1)^l.$$

Рассмотрим сначала спины и четности в начальном состоянии. Дейtron — связанное состояние протона и нейтрона. Спины обоих нуклонов в дейтроне параллельны, поэтому спин дейтрана равен 1. Относительный орбитальный момент количества движения обоих нуклонов в дейтроне преимущественно равен 0. (Подробнее о дейтроне мы расскажем в гл. 12.) Из сказанного следует, что четность дейтрана $\pi_d = \pi_p \pi_n$. Налетающие отрицательные пионы замедляются в мишени и в конце концов захватываются дейтериевой мишенью, образуя «пионные» атомы. Испуская фотоны, пионы в этих атомах перескакивают на орбиты с нулевым моментом количества движения; как раз с этого конечного состояния и идут реакции (9.15) и (9.16). Таким образом, орбитальный момент количества движения l равен нулю, а четность начального состояния дается просто произведением $\pi_n \pi_p \pi_n$. Орбитальный момент количества движения l' в конечном состоянии тоже легко найти. Действи-

тельно, полная волновая функция в конечном состоянии должна быть антисимметричной (имеем два тождественных фермиона!). Если спины двух нейтронов антипараллельны, то спиновое состояние должно быть антисимметричным, а пространственное — симметричным. Следовательно, l' должно быть четным, а потому возможные значения полного момента количества движения равны 0, 2, Полный момент количества движения в начальном состоянии равен 1. Сохранение момента количества движения запрещает поэтому антисимметричную спиновую функцию. Если спины обоих нуклонов в дейtronе параллельны, то орбитальный момент количества движения l' должен быть нечетным и равным 1, 3, ..., причем только в состоянии $l' = 1$ полный момент количества движения может равняться 1, а потому конечное состояние будет 3P_1 . При $l' = 1$ закон сохранения четности требует, чтобы

$$\pi_p \pi_n \pi_{\pi^-} = -1. \quad (9.18)$$

Этому соотношению удовлетворяют только два набора четностей [если мы учтем наше произвольное допущение (9.14)]:

$$\pi_p = \pi_n = 1, \quad \pi_{\pi^-} = -1 \quad (9.19)$$

и

$$\pi_p = \pi_{\pi^-} = 1, \quad \pi_n = -1. \quad (9.19a)$$

Оба набора равноправны с экспериментальной точки зрения. Нельзя придумать никакого эксперимента, который исключил бы эту неопределенность, т. е. нет эксперимента, позволяющего измерить относительную четность протона и нейтрона. Поэтому выбор одного из указанных двух наборов приходится производить на основе чисто теоретических соображений. Так как протон и нейtron образуют изоспиновый дублет и так как, согласно (8.15), члены изоспинового мультиплета должны иметь одинаковые адронные свойства, то считают, что протон и нейtron имеют одинаковые квантовые числа внутренней четности. Таким образом, полагают, что

$$\pi(\text{нейtron}) = +1; \quad (9.20)$$

Следовательно, на основании (9.19) мы приходим к заключению, что четность пиона равна -1 , т. е. пион — псевдоскалярная частица. Отсутствие реакции (9.17) показывает, что нейтральный пион тоже является псевдоскалярной частицей.

• Как же так получается, что относительные четности протона и нейтрона или положительного и нейтрального пионов мы принципиально не можем экспериментально измерить? Причиной тому служат аддитивные законы сохранения. Действительно, рассмотрим уравнения с оператором четности для протона и нейтрона:

$$P | p \rangle = | p \rangle,$$

$$P | n \rangle = | n \rangle.$$

Введем измененный оператор четности P' , определяемый формулой

$$P' = P e^{i\pi Q}, \quad (9.21)$$

где Q — оператор электрического заряда. Физически новый оператор P' нельзя отличить от исходного оператора P . Он делает то же самое, что и старый оператор (в частности, заменяет x на $-x$), и, согласно (7.22), оператор P' тоже коммутирует с гамильтонианом H . Следовательно, P и P' одинаково подходят на роль оператора четности. Действуя оператором P' на состояния $| p \rangle$ и $| n \rangle$, получаем

$$P' | p \rangle = P e^{i\pi Q} | p \rangle = -P | p \rangle = -| p \rangle, \quad P' | n \rangle = | n \rangle.$$

Другими словами, измененный оператор четности приписывает отрицательную внутреннюю четность протону, но оставляет положительной четность нейтрона. Поскольку P и P' — равноправные операторы четности и мы не можем отдать предпочтения никакому из них, то приходим к заключению, что относительную четность частиц с различными электрическими зарядами экспериментально измерить нельзя. Таким образом, мы не можем эмпирически определить, какой из двух наборов (9.19) истинный. Приписать одинаковые четности протону и нейтрону нельзя на основе экспериментов; это можно сделать только из чисто теоретических соображений.

Вместо измененного оператора четности (9.21) можно также было бы рассмотреть другие операторы четности:

$$P'' = P e^{i\pi A} \quad \text{или} \quad P''' = P e^{i\pi Y},$$

где A — оператор барионного числа, Y — оператор гиперзаряда. Относительно этих операторов можно слово в слово повторить все то, что было сказано об операторе P' . Таким образом, относительную четность можно определить только для частиц, имеющих одинаковые значения аддитивных квантовых чисел Q , A и Y . ●

Мы только что показали, что относительную четность двух частиц можно экспериментально измерить только в том случае, когда эти частицы имеют одинаковые значения квантовых чисел Q , A и Y . Это ограничивает понятие четности, однако не в столь сильной степени, как можно было бы подумать. Оказывается, нужно фиксировать значение внутренних четностей только для трех каких-нибудь адронов; четности остальных адронов можно определить, рассматривая композитные системы, составленные из этих трех стандартных частиц, и измеряя четности всех других состояний по отношению к состояниям этих композитных систем. Четности протона и нейтрона мы уже условились считать положительными; к этим двум частицам в качестве третьей стандартной частицы добавляют Λ -частицу, так что мы имеем

$$\pi(\text{протон}) = \pi(\text{нейtron}) = \pi(\Lambda\text{-частица}) = +1. \quad (9.22)$$

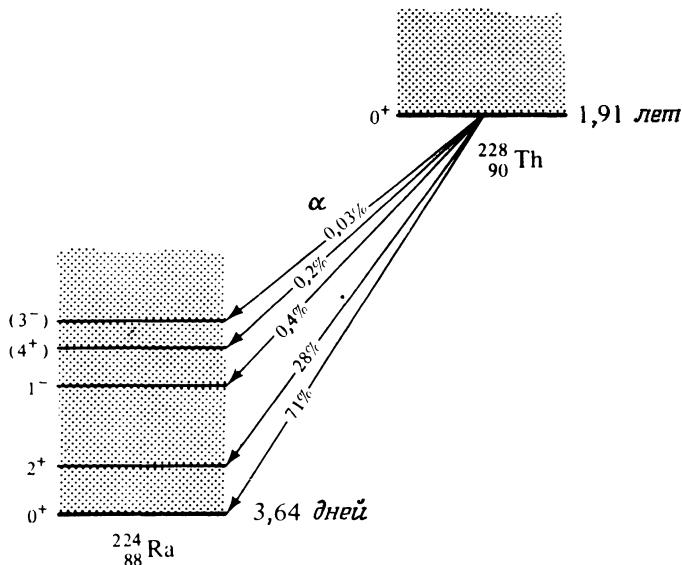
Используя условие (9.22), можно по крайней мере в принципе определить экспериментально четности всех остальных адронов, включая все состояния атомных ядер. (Лептоны здесь мы не рассматриваем по причине, о которой расскажем ниже в § 3 настоящей главы.)

Один пример определения четности элементарной частицы — пиона — мы уже рассмотрели выше, причем в нем реакция (9.15) позволила приписать отрицательную четность отрицательному пиону. В качестве еще одного при-

мера рассмотрим реакции



Мы уже знаем, что спин и четность дейтрона d равны 1^+ . Спины ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ можно измерить обычными методами. Тогда, изучая реакции



Фиг. 9.2. α -распады ядра ${}^{228}\text{Th}$. Интенсивности различных мод α -распада даны в процентах. Спины и четности состояний, которые еще не установлены окончательно, заключены в скобки.

(9.23) — (9.25), можно определить значения l и l' , а тем самым приписать спины и четности J^π участвующим в указанных реакциях ядрам следующим образом: $(1/2)^+$ — ядру ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, 0^+ — ядру ${}^4\text{He}$.

В принципе четности всех других состояний ядер и частиц можно определить, изучая соответствующие реакции с ядрами и элементарными частицами. Еще один пример определения четности субатомных состояний мы приводим на фиг. 9.2. Допустим, что исходное состояние ядра ${}^{228}\text{Th}$ имеет спин и четность 0^+ ; кроме того, предположим, нам известны спины и четности различных соответствующих состояний ядра ${}^{224}\text{Ra}$. Как мы только что сказали, α -частица в своем основном состоянии имеет спин 0 и положительную

четность. Таким образом, если она излучается с орбитальным моментом количества движения L , то она имеет четность $(-1)^L$. Поскольку начальное состояние распадающегося ядра ^{228}Th имеет спин 0, то путем испускания α -частицы с моментом количества движения L можно достичь только состояний со спином $J = L$. Четности этих состояний, таким образом, должны быть равны $(-1)^L = (-1)^J$, отсюда для их спинов и четностей имеем значения $0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+$ и т. д. Именно такие состояния действительно и наблюдаются при α -распаде, изображенном на фиг. 9.2.

Примеры, которые мы рассмотрели до сих пор, очень просты. В действительных исследованиях по приписыванию определенных значений четности элементарным частицам и возбужденным состояниям ядер часто приходится прибегать к более сложным соображениям, однако основные идеи остаются теми же. Различные методы определения четности, используемые в ядерной физике и в физике элементарных частиц, подробно описаны в литературе, указанной в § 12 гл. 5.

§ 3. СОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ И ЕЕ НАРУШЕНИЯ

В предыдущем параграфе мы рассказали читателю о том, как экспериментально приписываются значения внутренней четности субатомным частицам. Решающее значение при определении четности π имеет закон сохранения четности. Какие же есть доказательства того, что четность сохраняется в различных фундаментальных взаимодействиях? Чтобы количественно ответить на этот вопрос, необходимо ввести величину, характеризующую меру сохранения четности. Пусть $|\alpha\rangle$ — невырожденное состояние системы, скажем, с положительной четностью; запишем это так:

$$|\alpha\rangle = |\text{четное состояние}\rangle.$$

Если четность не сохраняется, то состояние $|\alpha\rangle$ можно представить в виде суммы состояний с положительной и отрицательной четностями:

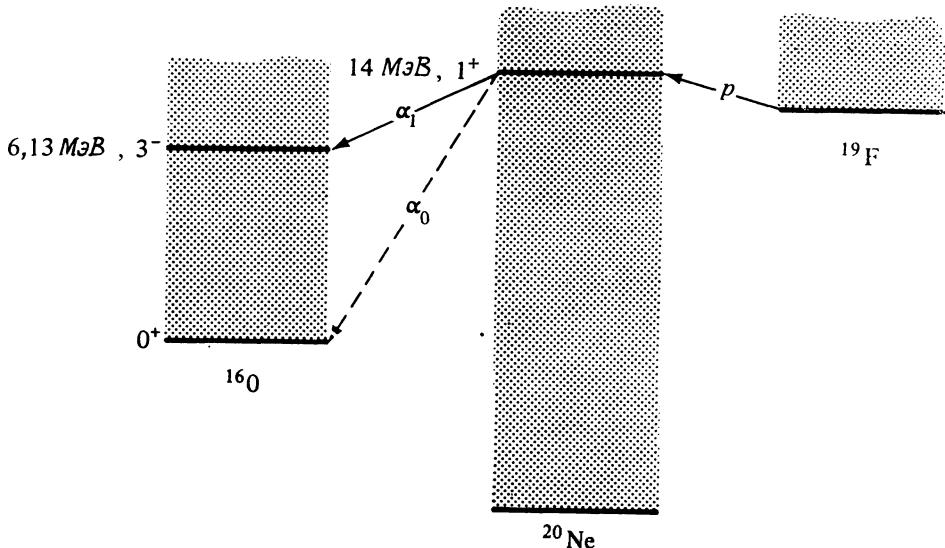
$$\begin{aligned} |\alpha\rangle &= c |\text{четное состояние}\rangle + d |\text{нечетное состояние}\rangle, \\ |c|^2 + |d|^2 &= 1. \end{aligned} \tag{9.26}$$

Состояние такого вида, если $c \neq 0$ и $d \neq 0$, не будет собственным состоянием оператора четности P , так как

$$P|\alpha\rangle = c |\text{четное состояние}\rangle - d |\text{нечетное состояние}\rangle \neq \pi|\alpha\rangle.$$

Отношение $\tilde{\chi} = d/c$ может служить мерой степени несохранения четности ($d \leqslant c$). Нарушение четности будет максимальным, если состояние $|\alpha\rangle$ будет содержать $|\text{четное состояние}\rangle$ и $|\text{нечетное состояние}\rangle$ с равными коэффициентами, т. е. $|\tilde{\chi}| = 1$.

Чувствительные эксперименты по проверке сохранения четности в *адронном* и *электромагнитном* взаимодействиях основаны на проверке выполнимости правил отбора для α -распадов. На фиг. 9.2 мы проиллюстрировали уже, как можно α -распады использовать для определения четностей состояний ядер, в которые переходит распадающееся ядро. Но этот метод можно и обратить. Поскольку α -частица с орбитальным моментом количества движения L имеет четность $(-1)^L$, то α -распады типа $1^+ \xrightarrow{\alpha} 0^+$ или $2^- \xrightarrow{\alpha} 0^+$ должны



Фиг. 9.3. α -распады уровня 1^+ ядра ^{20}Ne . Показаны только интересующие нас уровни.

быть запрещены по соображениям сохранения четности. Они могут произойти только в том случае, если одно или оба состояния, связанные переходом, содержат в себе ненулевые примеси противоположной четности. На фиг. 9.3 приведена диаграмма уровней, использованных в одном из первых экспериментов [6]. Уровень 1^+ ядра ^{20}Ne с энергией возбуждения 14 МэВ можно возбудить путем бомбардировки ядер ^{19}F протонами. Он распадается с испусканием α -частицы в состояние 3^- ядра ^{16}O с энергией возбуждения $6,13 \text{ МэВ}$. Этот переход разрешен правилами отбора по четности, ибо, как это следует из векторного сложения моментов количества движения, разрешено испускание α -частицы с моментом количества движения $L = 3$ при переходе $1^+ \xrightarrow{\alpha} 3^-$. Но переход в основное состояние может идти только при $L = 1$; четность получаемого состояния должна быть отрицательной, и поэтому пере-

ход $1^+ \xrightarrow{\alpha} 0^+$ запрещен правилами отбора по четности. Поиски такого запрещенного по четности перехода, следовательно, являются попытками измерить величину $|\tilde{f}|^2$. В только что описанном эксперименте было найдено, что $|\tilde{f}|^2 \leq 4 \cdot 10^{-8}$. Более поздние эксперименты, в которых изучались другие распады, дали более жесткую оценку¹⁾

$$|\tilde{f}|^2 \leq 3 \cdot 10^{-13}. \quad (9.27)$$

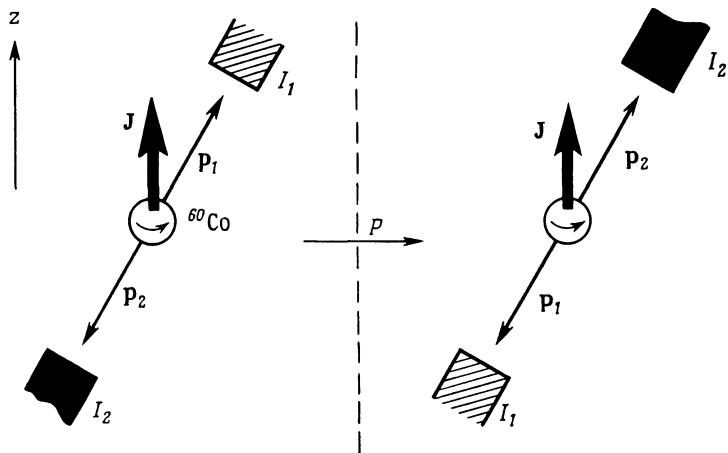
Такое малое число служит очень хорошим доказательством, что четность сохраняется в адронных взаимодействиях. Но те же эксперименты устанавливают, что четность сохраняется также и в электромагнитных взаимодействиях. Действительно, если бы четность нарушалась в процессах, идущих с участием электромагнитных взаимодействий, то ядерные волновые функции должны были бы иметь вид (9.26), а потому запрещенные по четности α -распады были бы возможны. Поскольку, однако, электромагнитное взаимодействие слабее адронного примерно в 100 раз, то предел возможного несохранения четности для него менее жесткий, чем (9.27), но тем не менее он все еще очень мал.

Оценка (9.27) совсем недавняя; до 1957 г. такого рода оценки были намного хуже. Однако, поскольку закон сохранения четности к тому времени превратился в догму, только очень немногие физики проявляли желание тратить время на улучшение оценки, которую и так считали достаточно хорошей. Удивление действительно было огромно, когда в 1957 г. было обнаружено, что четность не сохраняется в слабых взаимодействиях²⁾. Проблема, которая заставила физиков коренным образом пересмотреть свои взгляды, появилась до 1956 г., но только в 1956 г. окончательно выяснилось, что существуют две странные частицы с удивительными свойствами. Они были названы τ - и θ -частицами. Частицы эти оказались идентичными в отношении всех свойств (массы, эффективных сечений рождения, спина, заряда и т. д.), кроме распада. Одна частица распадалась в состояние с отрицательной четностью, а другая — в состояние с положительной четностью. В результате возникла следующая дилемма: либо могут существовать две практически идентичные частицы, обладающие противоположными четностями, либо закон сохранения четности неверен. Ли и Янг [3] глубоко занялись этой проблемой и вскоре обнаружили, к своему большому удивлению, факт, который все до них просмотрели: доказательства сохранения четности суще-

¹⁾ Результаты экспериментов по проверке несохранения четности обсуждаются в книге Хенли [7].

²⁾ Открытие несохранения четности в слабых взаимодействиях вызвало шок у многих физиков. Соображения, приведшие к открытию, и история открытия описаны во многих книгах и обзора. Можно порекомендовать читателю познакомиться с книгой Янга [8]. Письмо Паули Вайсконфу по поводу несохранения четности (на немецком языке и в переводе на английский) напечатано в т. 1 собрания работ В. Паули [9]. Это письмо свидетельствует, насколько потрясло физиков падение закона сохранения четности,

ствуют только для адронного и электромагнитного взаимодействий, но не для слабого взаимодействия. А как раз распады τ - и θ -частиц происходили настолько медленно, что относительно них давно было установлено, что



Фиг. 9.4. Идея эксперимента г-жи Ву и сотрудников. Поляризованное ядро испускает электроны с импульсами p_1 и p_2 . Исходное положение показано слева, а обращенное при преобразовании четности — справа. Инвариантность относительно преобразования четности означала бы, что оба положения нельзя различить.

они слабые. Тогда Ли и Янг предложили поставить специальный эксперимент, чтобы проверить, сохраняется ли четность в слабых взаимодействиях. Первый такой эксперимент сделала г-жа Ву с сотрудниками [4], и он блестяще подтвердил правильность рассуждения Ли и Янга.

Идея эксперимента г-жи Ву и сотрудников проиллюстрирована на фиг. 9.4. Ядра ^{60}Co были поляризованы таким образом, чтобы их спины J были направлены вдоль оси z . Эти ядра распадались в реакции



и интенсивность испущенных электронов измерялась по двум направлениям, 1 и 2. Импульсы электронов на фиг. 9.4 обозначены p_1 и p_2 , а соответствующие интенсивности — через I_1 и I_2 . При преобразовании четности спины не изменяют своих направлений, а импульсы p_1 и p_2 и интенсивности I_1 и I_2 изменяют. Инвариантность относительно операции четности привела бы поэтому к тому, что первоначальную и обращенную по четности ситуацию нельзя было бы различить. Тогда на фиг. 9.4 в обоих положениях были бы идентичные интенсивности ($I_1 = I_2$). Таким образом, из требования сохранения четности вытекает, что интенсивность электронов, испущенных парал-

лельно \mathbf{J} , должна быть в точности такой же, как интенсивность электронов, испущенных антипараллельно \mathbf{J} .

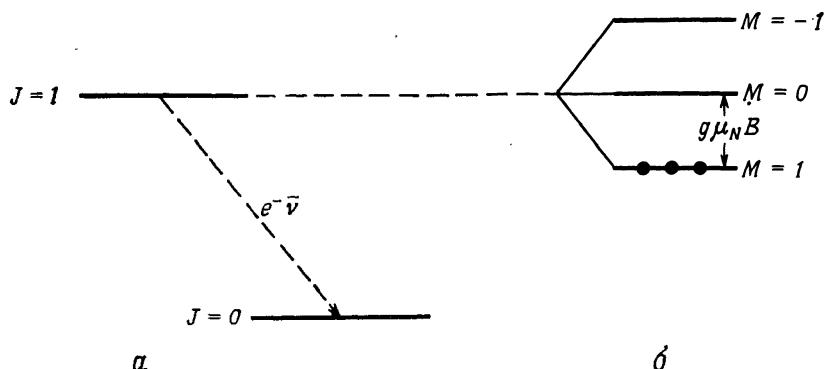
Говоря более формально, идея эксперимента, изображенного на фиг. 9.4, состоит в наблюдении среднего значения оператора

$$\mathcal{P} = \mathbf{J} \cdot \mathbf{p}, \quad (9.28)$$

где \mathbf{J} — спин ядра, а \mathbf{p} — импульс испущенного электрона. Величина \mathcal{P} является псевдоскаляром. При действии операции четности величина \mathcal{P} преобразуется следующим образом:

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{p} \xrightarrow{P} -\mathbf{J} \cdot \mathbf{p}. \quad (9.29)$$

Инвариантность относительно преобразования четности означает, таким образом, что скорости переходов в обеих ситуациях с исходным значением $\mathbf{J} \cdot \mathbf{p}$ и с обращенным значением $-\mathbf{J} \cdot \mathbf{p}$ идентичны. ■■■



Фиг. 9.5. *a* — β -распад из состояния со спином 1 в состояние со спином 0. *б* — при очень низких температурах в сильном магнитном поле заселен только самый низкий зеемановский уровень, ядра полностью поляризованы и их спины (при $g > 0$) направлены вдоль поля \mathbf{B} .

Формула (9.29) показывает экспериментатору, как надо проверять инвариантность в отношении операции четности. Необходимо измерить скорость переходов при фиксированных ориентациях \mathbf{J} и \mathbf{p} и сравнить результаты с результатами, полученными при измерении скорости переходов для состояния с $-\mathbf{J} \cdot \mathbf{p}$. Состояние с $-\mathbf{J} \cdot \mathbf{p}$ можно получить, обращая направление \mathbf{J} или \mathbf{p} . В эксперименте г-жи Ву и сотрудников сравнивались скорости переходов для состояний с $\mathbf{J} \cdot \mathbf{p}$ и с $-\mathbf{J} \cdot \mathbf{p}$ путем обращения направления \mathbf{J} , что достигалось обращением поляризации ядер ^{60}Co .

В радиоактивном источнике при комнатной температуре спины ядер ориентированы хаотически, а нам надо поляризовать ядра, чтобы все спины J имели одно и то же направление. Скорости переходов для электронов, испущенных параллельно и антипараллельно J , только тогда и можно будет сравнивать. Чтобы рассказать, как производился конкретный эксперимент, рассмотрим гипотетический распад, схема которого показана на фиг. 9.5, *a*. Ядро со спином $J = 1$ и положительным g -фактором ($g > 0$) распадается с испусканием электрона и антинейтрино в состояние со спином $J = 0$. Чтобы поляризовать ядра, образец помещают в сильное магнитное поле B и охлаждают до очень низких температур T . Магнитные подуровни начального состояния расщепляются, как это показано на фиг. 5.5. Энергия состояния с магнитным квантовым числом M определяется формулой (5.21), т. е. мы имеем $E(M) = E_0 - g\mu_N BM$. Отношение заселеностей $N(M')/N(M)$ двух состояний M' и M дается фактором Больцмана:

$$\frac{N(M')}{N(M)} = e^{-[E(M') - E(M)]/kT}; \quad (9.30)$$

отсюда, используя формулу (5.21), получаем

$$\frac{N(M')}{N(M)} = e^{(M' - M)g\mu_N B/kT}. \quad (9.31)$$

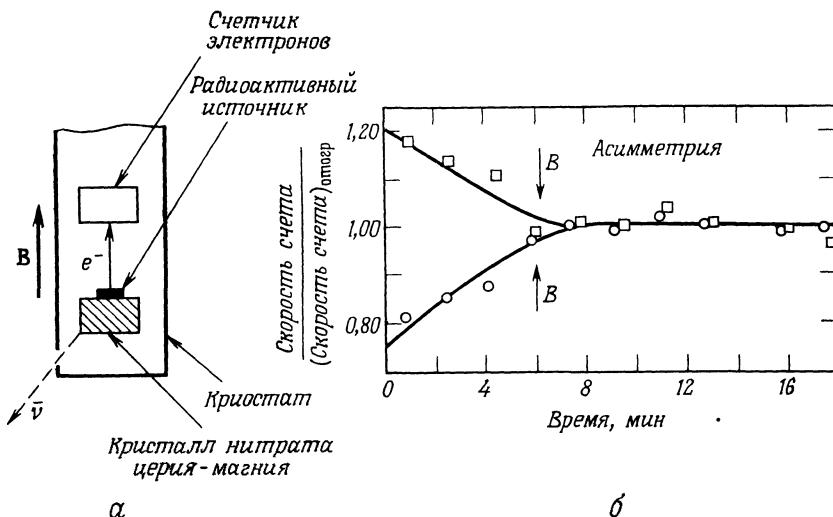
Таким образом, если выполнено условие

$$kT \ll g\mu_N B, \quad (9.32)$$

то только самый низкий зеемановский уровень будет заселен, ядра будут полностью поляризованы, а их спины будут смотреть по направлению магнитного поля (фиг. 9.5, *b*). Замена $J \cdot r$ на $-J \cdot r$ осуществляется, как мы уже сказали, обращением направления внешнего магнитного поля B . Данный эксперимент, конечно, требует прекрасного владения многими методами экспериментальной физики. Радиоактивные ядра вводят в кристалл нитрата церия-магния, а затем этот кристалл охлаждают до температуры 0,01 К путем адиабатического размагничивания. Магнитное поле, удовлетворяющее условию (9.32), должно быть очень большим. Чтобы его создать, берут paramagnитные атомы. Тогда поле в месте расположения ядра будет создаваться главным образом его электронной оболочкой. Далее, радиоактивный источник должен иметь малую толщину, чтобы электроны могли свободно его покидать и попадать в счетчик, расположенный внутри криогенной установки (фиг. 9.6, *a*). Полученные экспериментальные кривые мы приводим на фиг. 9.6, *b*. Результаты, как видим, поразительные. Среднее ожидаемое значение оператора $\mathcal{F} = J \cdot r$ не обращается в нуль, и, таким образом, четность не сохраняется в β -распадах. Множество других экспериментов, проведенных после первого эксперимента г-жи Ву и сотрудников, также убедительно подтвердили этот замечательный результат — в бета-распаде атомных

ядер, т. е. при слабых взаимодействиях, закон сохранения четности нарушается.

Взглянем еще раз на фиг. 7.2, приведенную в гл. 7. На ней схематически изображены полностью поляризованные нейтрино и антинейтрино. Говоря о *полной* поляризации, мы имеем в виду, что нейтрино и антинейтрино имеют



Фиг. 9.6. *а* — установка для измерения β -излучения, испускаемого поляризованными ядрами. *б* — результаты самого первого эксперимента, установившего несохранение четности [4]. Нормированная скорость счета в β -детекторе показана для двух направлений внешнего магнитного поля. После охлаждения с помощью адиабатического размагничивания источник отогревался, поляризация ядер разрушалась и эффект пропадал.

отличное от нуля значение величины $J \cdot p$. Таким образом, эти частицы являются постоянными выразителями факта несохранения четности при слабых взаимодействиях.

- Обычно поляризацию частиц со спином $1/2$, описывают не оператором $J \cdot p$, а так называемым *оператором спиральности*

$$\mathcal{H} = 2 \frac{\mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{p}}}{\hbar}, \quad (9.33)$$

где $\hat{\mathbf{p}}$ — единичный вектор, направленный по импульсу. Среднее значение оператора \mathcal{H} для частицы со спином, направленным по импульсу, равно $+1$. Среднее значение $\langle |\mathcal{H}| \rangle = -1$ характеризует частицу со спином, направленным в сторону, противоположную вектору p . Частицы с отличной от нуля спиральностью можно получить во многих экспериментах; их общая черта — наличие предпочтительного направления, например направления магнитного поля. Если такого направления нет, то существование не обращающе-

гося в нуль значения $\langle |\mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{p}}| \rangle$ или $\langle |\mathcal{H}| \rangle$ есть безусловное указание на то, что четность в данном эксперименте не сохраняется. В качестве примера укажем на спиральности лептонов, используемых «слабыми» источниками, например, при β -распадах и мюонных распадах. Спиральности заряженных лептонов в таких слабых распадах теперь точно экспериментально измерены [10]. Они равны

$$\langle \mathcal{H}(e^-) \rangle = -\frac{v}{c}, \quad \langle \mathcal{H}(e^+) \rangle = +\frac{v}{c}, \quad (9.34)$$

где v — скорость лептона. Эти значения спиральностей тоже свидетельствуют о несохранении четности в слабых взаимодействиях. ●

§ 4. ОПЕРАЦИЯ ЗАРЯДОВОГО СОПРЯЖЕНИЯ

В § 5 гл. 7 мы уже ввели понятие античастиц. Это понятие породило, к сожалению, длительные и чисто философские дискуссии по вопросам: Существуют ли, действительно, состояния с отрицательными энергиями? Может ли частица, на самом деле, двигаться назад по времени? Самое существенное, что нужно знать в отношении античастиц, никак не связано со всеми упомянутыми вопросами. Это прежде всего тот неоспоримый факт, что античастицы действительно существуют в природе. В настоящем параграфе соотношение «частица — античастица» мы рассмотрим более формально, чем в § 5 гл. 7. Многие идеи совершенно подобны уже описанным в связи с объяснением операции четности в § 1 настоящей главы, так что мы можем здесь говорить обо всем этом совсем кратко.

Будем описывать частицу кет-вектором $|N\rangle$, где N означает набор аддитивных квантовых чисел A, q, S, L и L_μ . Операция C зарядового сопряжения определяется следующим образом:

$$C|N\rangle = |-N\rangle. \quad (9.35)$$

Такая операция изменяет знаки всех аддитивных квантовых чисел, но оставляет импульс и спин неизменными. Иногда операцию C называют операцией сопряжения «частица — античастица», чтобы подчеркнуть то обстоятельство, что при ней не только электрический заряд, но также барийонное число, странность, лептонное и мюонное числа изменяют знаки. Все это проиллюстрировано на фиг. 9.7. Если операцию C применить дважды, то мы получим исходные квантовые числа, т. е.

$$C^2 = 1. \quad (9.36)$$

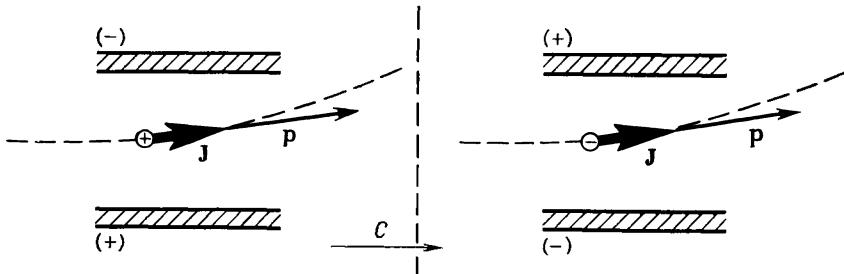
Операция C , как и P , дискретная и описывается оператором типа (7.11); операция C эрмитова и унитарна в одно и то же время.

Как следует из формулы (9.36), собственные значения оператора зарядового сопряжения равны $+1$ и -1 . Однако, как мы теперь покажем, имеется существенная разница между операциями P и C , так как C не всегда имеет собственные состояния. Чтобы объяснить эту новую особенность, давайте

напишем

$$C |N\rangle = \overset{?}{n_c} |N\rangle \quad (9.37)$$

и спросим себя, когда же эта формула имеет смысл. Пусть, например, в качестве состояния $|N\rangle$ берется собственное состояние оператора электрического



Фиг. 9.7. Заряженные частицы движутся в электрическом поле. При операции зарядового сопряжения, действующей на всю систему, аддитивные квантовые числа каждой частицы изменяют знаки, но не меняются ее пространственно-временные характеристики p , J . Заряды, создающие внешнее поле, нужно тоже заменить на обратные. Поэтому траектории частицы и античастицы ничем не отличаются.

заряда Q . Для частицы с зарядом q , описываемой функцией $|q\rangle$, уравнение на собственные значения имеет вид

$$Q|q\rangle = q|q\rangle. \quad (9.38)$$

Но, согласно (9.35), при применении C к $|q\rangle$ имеем

$$C|q\rangle = |-q\rangle.$$

Результат действия коммутатора обоих операторов Q и C на состояние $|q\rangle$ теперь легко вычислить:

$$\begin{aligned} CQ|q\rangle &= qC|q\rangle = q|-q\rangle, \\ QC|q\rangle &= Q|-q\rangle = -q|-q\rangle, \end{aligned}$$

так что

$$(CQ - QC)|q\rangle = 2q|-q\rangle = 2CQ|q\rangle. \quad (9.39)$$

Таким образом, операторы C и Q не коммутируют, и полученный результат можно выразить операторным соотношением

$$[C, Q] = 2CQ. \quad (9.40)$$

Поскольку операторы C и Q не коммутируют, то, вообще говоря, не существует состояний, которые являются их одновременными собственными состояниями. Заряженная частица не может удовлетворять уравнению на собствен-

ные значения (9.37), так как все элементарные частицы в природе являются собственными состояниями оператора Q . Только что сказанное относится в равной степени к барионному числу A и гиперзаряду Y . Имеющиеся в природе элементарные частицы являются собственными состояниями A и Y , а операторы A и Y также не коммутируют с оператором C . Но при этом, однако, надо учитывать следующее обстоятельство. *Полностью нейтральные* частицы, т. е. частицы, для которых $q = A = Y = 0$, могут быть собственными состояниями оператора C , так как состояния $|q = A = Y = 0\rangle$ и $|C|q = A = Y = 0\rangle$ имеют одинаковые аддитивные квантовые числа, а именно равные 0. Для таких частиц формула (9.37) дает

$$C|N=0\rangle = \eta_c |N=0\rangle, \quad \eta_c = \pm 1; \quad (9.41)$$

величину η_c называют *зарядовой четностью* (или квантовым числом зарядового сопряжения). Она подчиняется мультипликативному закону сохранения.

Чему же равна зарядовая четность полностью нейтральных частиц (фотонов, нейтральных пионов, η^0 -мезонов)? Чтобы удовлетворительно ответить на поставленный вопрос, нужно привлечь квантовую теорию поля. Мы, однако, не будем этого делать, а постараемся приписать правильные значения зарядовой четности нейтральным элементарным частицам, рассуждая «на пальцах». Фотон описывается векторным потенциалом A ; этот потенциал создается зарядами и токами и, следовательно, изменяет знак при преобразовании C :

$$A \xrightarrow{C} -A. \quad (9.42)$$

Пример такого изменения знака мы уже приводили на фиг. 9.7. Согласно (9.42), следует, по-видимому, считать, что для γ -кванта

$$\eta_c(\gamma) = -1. \quad (9.43)$$

Частицы π^0 и η^0 распадаются электромагнитным образом на два фотона:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \quad \eta^0 \rightarrow 2\gamma,$$

а потому должны иметь положительную зарядовую четность C , если только зарядовая четность C сохраняется при этих распадах. Таким образом,

$$\eta_c(\pi^0) = 1, \quad \eta_c(\eta^0) = 1. \quad (9.44)$$

Если бы операция зарядового сопряжения C относилась только к фотонам и частицам π^0 и η^0 , она не была бы особенно полезной. Операция C , однако, может с успехом прилагаться ко многим полностью нейтральным системам «частица — античастица». Примерами таких систем служат позитроний e^+e^- , а также системы $\pi^+\pi^-$, pp , nn . Значения зарядовой четности C для них определяются по значениям момента количества движения и спина.

Зарядовая четность оказывается полезной величиной, сильно помогающей при обсуждении мод распада.

Используя зарядовую четность при обсуждении распадов, находим, что η_c должно быть хорошим квантовым числом. Оно сохраняется, если оператор C коммутирует с гамильтонианом H . Но, как легко видеть, зарядовая четность C не сохраняется при слабых взаимодействиях, т. е.

$$[H_w, C] \neq 0. \quad (9.45)$$

Действительно, как показано на фиг. 7.2, нейтрино и антинейтрино имеют противоположные спиральности. Если бы зарядовая четность сохранялась при слабых взаимодействиях, то обе частицы должны были бы иметь одну и ту же спиральность.

Чтобы проверить сохранение зарядовой четности C при слабых взаимодействиях, надо рассмотреть распады, запрещенные по соображениям сохранения зарядовой четности. Рассмотрим распады

$$\pi^0 \rightarrow 3\gamma \quad \text{и} \quad \eta^0 \rightarrow 3\gamma,$$

причем π^0 и η^0 имеют положительную зарядовую четность. Три фотона в конечных состояниях имеют отрицательную зарядовую четность, а потому указанные распады запрещены. И действительно, такие распады не были обнаружены, хотя границы возможного нарушения зарядовой четности в этих реакциях надежно еще не установлены.

Сохранение зарядовой четности C в адронных взаимодействиях проверялось в реакциях типа

$$p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0. \quad (9.46)$$

После применения операции C к этой реакции мы получим

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0. \quad (9.46a)$$

Если адронный гамильтониан коммутирует с оператором C , обе указанные реакции проходят одинаковым образом. Начальное состояние $p\bar{p}$ одинаково в обеих реакциях. Следовательно, из факта сохранения зарядовой четности следует, что положительные и отрицательные пионы должны иметь один и тот же энергетический спектр. Сравнивая оба распределения и соответствующие распределения в других подобных реакциях, на самом деле не получаем никакого различия. Найденные результаты можно представить неравенством [11]

$$\left| \frac{\text{C-несохраняющаяся амплитуда}}{\text{C-сохраняющаяся амплитуда}} \right| < 0,01. \quad (9.47)$$

Имеющиеся в настоящее время данные доказывают, что оператор зарядового сопряжения и адронный гамильтониан коммутируют друг с другом.

§ 5. ОПЕРАЦИЯ ОБРАЩЕНИЯ ВРЕМЕНИ

В двух предыдущих параграфах мы рассказали читателю об операциях P и C . Обе эти операции унитарны и эрмитовы и позволяют ввести мультиплексивные квантовые числа. В данном параграфе рассмотрим третью дискретную операцию — операцию обращения времени T . Оказывается, операция T не унитарна, что создает определенные трудности при ее исследовании; никакая сохраняющаяся величина, подобная четности или зарядовой четности, не связана с операцией T . Тем не менее инвариантность относительно обращения времени — очень полезная симметрия в субатомной физике.

Формально операцию обращения времени определим следующим образом:

$$t \xrightarrow{T} -t, \quad x \xrightarrow{T} x. \quad (9.48)$$

Поскольку в классической физике $p = dx/dt$, импульс и момент количества движения изменяют свои знаки при операции T :

$$\begin{aligned} p &\xrightarrow{T} -p, \\ J &\xrightarrow{T} -J. \end{aligned} \quad (9.49)$$

Основные уравнения классической механики и классической электродинамики инвариантны относительно операции T . Уравнения Ньютона и уравнения Максвелла являются дифференциальными уравнениями второго порядка по t и поэтому не изменяются при замене $t \rightarrow -t$.

Важность инвариантности относительно обращения времени проявляется уже при рассмотрении нерелятивистской бессpinовой частицы, описываемой уравнением Шредингера

$$i\hbar \frac{d\psi(t)}{dt} = H\psi(t). \quad (9.50)$$

Такое уравнение формально подобно уравнению диффузии, которое не инвариантно при замене $t \rightarrow -t$. Свойство, которое отличает операцию T от операций P и C , сразу выявляется, когда мы пытаемся установить связь между функциями ψ и $T\psi$. Согласно сказанному в § 1 гл. 7, мы можем заключить, что оператор T является оператором симметрии и удовлетворяет условию

$$[H, T] = 0, \quad (9.51)$$

если только функции $T\psi(t)$ и $\psi(t)$ удовлетворяют одному и тому же уравнению Шредингера. Уравнение Шредингера для функции $T\psi(t)$ имеет вид

$$i\hbar \frac{dT\psi(t)}{dt} = HT\psi(t). \quad (9.52)$$

Простейшая попытка удовлетворить этому уравнению, положив

$$T\psi(t) = \psi(-t), \quad (9.53)$$

неверна. Подставляя (9.53) в (9.52) и вводя обозначение $-t' = t$, получаем

$$-i\hbar \frac{d\psi(t')}{dt'} = H\psi(t'); \quad (9.54)$$

уравнение (9.54) вовсе не уравнение (9.50). Несущественно, что уравнение (9.54) записано с использованием t' , а не t , так как t — только аргумент. Нам нужна *инвариантность формы* уравнения Шредингера: функции $\psi(t)$ и $T\psi(t)$ должны удовлетворять уравнениям, имеющим одинаковый вид.

Правильное преобразование обращения времени было найдено Вигнером [12], который положил

$$T\psi(t) = \psi^*(-t). \quad (9.55)$$

Подставляя функцию $\psi^*(-t)$ в (9.52) и беря комплексное сопряжение, мы получаем уравнение в точности такого же вида, как и первоначальное уравнение Шредингера, если оператор H эрмитов.

Проще всего применить преобразование обращения времени (9.55) к волновой функции свободной частицы с импульсом p :

$$\psi(x, t) = e^{i(p \cdot x - Et)/\hbar}.$$

Обращенная по времени волновая функция имеет вид

$$T\psi(x, t) = \psi^*(x, -t) = e^{-i(p \cdot x + Et)/\hbar} = e^{i(-p \cdot x - Et)/\hbar}. \quad (9.56)$$

Таким образом, обращенная по времени волновая функция описывает частицу с импульсом $-p$ в полном согласии с формулой (9.49). Вовсе не обязательно считать, что функция $T\psi(x, t)$ описывает частицу, движущуюся назад по времени. Более правильная интерпретация операции T состоит в том, что *эта операция превращает исходное движение в обратное движение*: операция T изменяет знаки у импульса и у момента количества движения:

$$T|p, J\rangle = |-p, -J\rangle. \quad (9.57)$$

Если бы мы сейчас изучали операции P и C , а не операцию T , то в этом месте мы должны были бы спросить себя, а нет ли у них сохраняющихся собственных значений. Ответом служили бы четность π и зарядовая четность η_c соответственно. А имеет ли операция T наблюдаемые и сохраняющиеся собственные значения? Такие собственные значения должны были бы быть связаны с решениями уравнения

$$T\psi(t) = \eta_T\psi(t).$$

Из определения (9.55), однако, непосредственно следует, что операция T превращает функцию ψ в комплексно-сопряженную, а потому приведенное

уравнение на собственные функции и собственные значения бессмысленно. Этот факт связан с тем, что оператор T антиунитарен. Операторы P и C унитарны. Унитарные операторы — линейные операторы, удовлетворяющие соотношению

$$U(c_1\psi_1 + c_2\psi_2) = c_1U\psi_1 + c_2U\psi_2. \quad (9.58)$$

Антиунитарные операторы, однако, подчиняются соотношению

$$T(c_1\psi_1 + c_2\psi_2) = c_1^*T\psi_1 + c_2^*T\psi_2. \quad (9.59)$$

Согласно этому определению, преобразование обращения времени антиунитарно. Почему же операторы P и C унитарны, а оператор T антиунитарен? В § 1 и 4 настоящей главы мы установили унитарность операторов P и C , исходя из требования, чтобы они оставляли норму \mathfrak{N} волновой функции инвариантной, где

$$\mathfrak{N} = \int d^3x \psi^*(x) \psi(x).$$

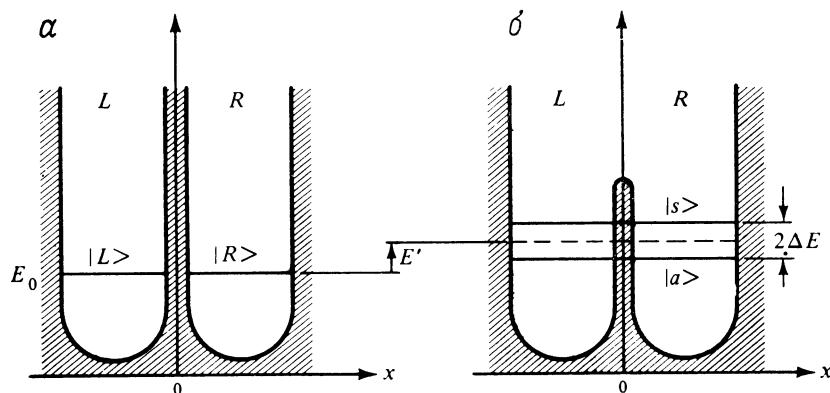
Но ведь и антиунитарный оператор T тоже сохраняет эту норму, в чем легко убедиться, подставляя (9.55) в выражение для \mathfrak{N} . Выбор между свойствами унитарности и антиунитарности диктуется физическими соображениями. В случае операторов P и C преобразованная волновая функция удовлетворяла исходному уравнению, так что эти операторы унитарны. В случае оператора T из инвариантности формы уравнения вытекает требование, чтобы оператор T был антиунитарным.

Итак, мы показали, что оператор T не имеет наблюдаемых собственных значений; следовательно, его собственные значения нельзя приписывать состояниям, а потому инвариантность или неинвариантность относительно T нельзя установить путем поисков разрешенных или запрещенных по временной четности распадов. К счастью, однако, имеются другие возможности. Из инвариантности относительно обращения времени следует, например, что вероятности переходов для самой реакции и обратной ей реакции должны быть равны друг другу (принцип детального равновесия). Была проделана огромная работа, чтобы убедиться в инвариантности относительно обращения времени для различных фундаментальных взаимодействий. В результате оказалось, что никакого нарушения инвариантности не было найдено в адронных, электромагнитных и обычных слабых взаимодействиях [7]. Здесь, однако, необходимо сделать два замечания. Первое замечание касается точности этих проверок. Убедиться в сохранении или несохранении инвариантности относительно обращения времени очень трудно, а потому сохранение установлено только в пределах ошибок 10^{-2} — 10^{-3} . Второе замечание относится к некоторым экспериментам, проведенным с нейтральными каонами. Мы уже говорили, что нейтральные каоны обладают удивительными свойствами. И эти свойства позволяют осуществить очень точную проверку инва-

риантности относительно обращения времени (на самом деле CP -инвариантности). Вследствие важности этой проверки ниже мы расскажем о нейтральных каонах, а в § 8 настоящей главы поговорим о нарушении инвариантности относительно обращения времени.

§ 6. ДВУХУРОВНЕВАЯ ЗАДАЧА

Прежде чем рассказывать непосредственно о нейтральных каонах, рассмотрим задачу о двух одинаковых потенциальных ямах L и R . Случай,



Фиг. 9.8. Собственные значения и собственные функции частицы в поле двух одинаковых потенциальных ям при отсутствии и при наличии переходов через потенциальный барьер. а) H^0 ; б) $H^0 + H_{\text{int}}$.

когда эти ямы не связаны, показан на фиг. 9.8, а. Энергии стационарных уровней $|L\rangle$ и $|R\rangle$ находятся из уравнения Шредингера:

$$H_0|L\rangle = E_0|L\rangle, \quad H_0|R\rangle = E_0|R\rangle.$$

Поскольку H_0 описывает две не связанные ямы, мы можем заключить, что

$$\langle L | H_0 | R \rangle = \langle R | H_0 | L \rangle = 0.$$

Ради простоты допустим, что имеется только два состояния $|L\rangle$ и $|R\rangle$. Другие состояния, по предположению, имеют настолько большие энергии, что ими вполне можно пренебречь. Если мы включим возмущающее взаимодействие H_{int} , которое понижает барьер между ямами и индуцирует переходы $L \rightleftharpoons R$, то стационарные состояния системы будут находиться из уравнения

$$H|\psi\rangle \equiv (H_0 + H_{\text{int}})|\psi\rangle = E|\psi\rangle. \quad (9.60)$$

Наша задача — найти собственные значения и собственные функции полного гамильтониана $H \equiv H_0 + H_{\text{int}}$. Поскольку два невозмущенных состояния $|L\rangle$ и $|R\rangle$ вырождены, в качестве решения требуется взять правильные линейные комбинации невозмущенных собственных функций¹⁾. Такие комбинации можно легко найти на основании соображений симметрии. Поскольку потенциал симметричен относительно начала координат, гамильтониан будет инвариантным при отражениях в начале координат, а операторы H и P будут коммутировать:

$$[H, P] = [H_0 + H_{\text{int}}, P] = 0. \quad (9.61)$$

Если выбрать систему координат так, как показано на фиг. 9.8, то в результате действия оператора четности получим

$$P|L\rangle = |R\rangle, \quad P|R\rangle = |L\rangle. \quad (9.62)$$

Одновременные собственные функции H_0 и P очень легко найти. Они даются симметричной и антисимметричной линейными комбинациями невозмущенных состояний $|L\rangle$ и $|R\rangle$:

$$\begin{aligned} |s\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}\{|L\rangle + |R\rangle\}, \\ |a\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}\{|L\rangle - |R\rangle\}. \end{aligned} \quad (9.63)$$

Действительно, это — собственные состояния оператора P , так как

$$\begin{aligned} P|s\rangle &= +|s\rangle, \\ P|a\rangle &= -|a\rangle. \end{aligned} \quad (9.64)$$

Из формул (9.61) и (9.64) видим, что H не связывает состояния $|a\rangle$ и $|s\rangle$. В самом деле, имеем

$$\langle a | H | s \rangle = \langle a | HP | s \rangle = \langle a | PH | s \rangle = -\langle a | H | s \rangle,$$

откуда следует, что

$$\langle a | H | s \rangle = 0. \quad (9.65)$$

Таким образом, к состояниям $|a\rangle$ и $|s\rangle$ можно применить обычную теорию возмущений в случае невырожденных уровней. Следовательно, сдвиг энергий, происходящий при включении взаимодействия H_{int} , дается средними значениями оператора H_{int} , т. е.

$$\begin{aligned} \langle s | H_{\text{int}} | s \rangle &= E' + \Delta E, \\ \langle a | H_{\text{int}} | s \rangle &= E' - \Delta E, \end{aligned} \quad (9.66)$$

¹⁾ См. *Мерцбахер*, § 17.5; *Парк*, § 8.4; *Айсберг*, § 9.4.

где

$$\begin{aligned}\langle L | H_{\text{int}} | L \rangle &= \langle R | H_{\text{int}} | R \rangle = E', \\ \langle L | H_{\text{int}} | R \rangle &= \langle R | H_{\text{int}} | L \rangle = \Delta E.\end{aligned}\quad (9.67)$$

Взаимодействие сдвигает середину энергетических уровней на величину E' и расщепляет уровни на величину $2\Delta E$, как это показано на фиг. 9.8, б. Такое расщепление уровней имеется у молекулярного иона водорода H_2^+ в инверсионном спектре аммиака¹).

Что же произойдет с частицей, которая попадет в одну из рассмотренных потенциальных ям, скажем яму L , в момент времени $t = 0$? Согласно формуле (9.63), ее состояние при $t = 0$ можно представить в виде

$$|\psi(0)\rangle = |L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|s\rangle + |a\rangle); \quad (9.68)$$

такое состояние не имеет определенной четности и не является собственным состоянием гамильтониана H . Чтобы изучить поведение частицы в более поздние моменты времени, надо рассмотреть временное уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = (H_0 + H_{\text{int}}) |\psi(t)\rangle \quad (9.69)$$

и использовать разложение

$$\begin{aligned}|\psi(t)\rangle &= \alpha(t)|L\rangle + \beta(t)|R\rangle, \\ |\alpha(t)|^2 + |\beta(t)|^2 &+ 1.\end{aligned}\quad (9.70)$$

Подставляя (9.70) в уравнение Шредингера (9.69) и умножая поочередно слева на $|L\rangle$ и на $|R\rangle$, для $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ получаем следующую систему связанных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}i\hbar \dot{\alpha}(t) &= (E_0 + E') \alpha(t) + \Delta E \beta(t), \\ i\hbar \dot{\beta}(t) &= \Delta E \alpha(t) + (E_0 + E') \beta(t).\end{aligned}\quad (9.71)$$

Решение системы уравнений (9.71), удовлетворяющее начальным условиям $\alpha(0) = 1$, $\beta(0) = 0$, дается формулой

$$|\psi(t)\rangle = e^{-i(E_0+E')t/\hbar} \left\{ \cos\left(\frac{\Delta Et}{\hbar}\right) |L\rangle - i \sin\left(\frac{\Delta Et}{\hbar}\right) |R\rangle \right\}. \quad (9.72)$$

Теперь вероятность найти частицу, помещенную в момент времени $t = 0$ в яму L , в яме R в момент времени t дается квадратом модуля коэффициента разложения (9.70), стоящего перед $|R\rangle$. Таким образом, имеем

$$\text{вероятность } (L) = \sin^2\left(\frac{\Delta Et}{\hbar}\right). \quad (9.73)$$

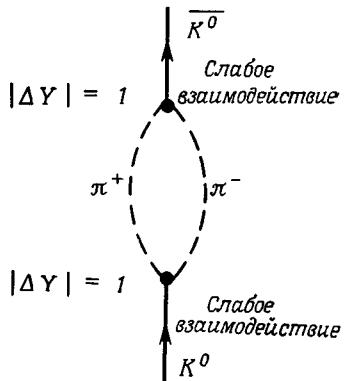
¹) Двухуровневая система и аммиачный мазер прекрасно описаны в *Фейнмановских лекциях*, т. III, гл. 8—11.

Как видим, частица будет постоянно переходить из одной ямы в другую с угловой частотой колебаний

$$\omega = \frac{\Delta E}{\hbar} = \langle L | H_{\text{int}} | R \rangle \frac{1}{\hbar}. \quad (9.74)$$

§ 7. НЕЙТРАЛЬНЫЕ КАОНЫ

Гиперзаряд — единственное квантовое число, которым нейтральный каон отличается от своей античастицы, т. е. $Y(K^0) = 1$, $Y(\bar{K}^0) = -1$. Поскольку адронное и электромагнитное взаимодействия сохраняют гиперзаряд, каоны K^0 и \bar{K}^0 выступают как две совершенно различные частицы во всех экспериментах, в которых проявляются эти два взаимодействия. Однако в слабых



Фиг. 9.9. Пример слабого виртуального перехода второго порядка $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$.

взаимодействиях гиперзаряд не сохраняется; могут происходить слабые виртуальные переходы между обеими частицами. Обе частицы, например, распадаются на два пиона: $K^0 \rightarrow 2\pi$ и $\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi$. Они поэтому связаны друг с другом слабыми виртуальными переходами второго порядка:

$$K^0 \rightleftharpoons 2\pi \rightleftharpoons \bar{K}^0, \quad (9.75)$$

один из переходов показан на фиг. 9.9. Наличие таких виртуальных переходов приводит к одному замечательному эффекту, на который впервые обратили внимание Гелл-Мани и Пайс [13]. Эффект этот легко понять, если воспользоваться аналогией с задачей о двух потенциальных ямах. Действительно, при отсутствии слабого взаимодействия состояния $|K^0\rangle$ и $|\bar{K}^0\rangle$ являются двумя никак не связанными друг с другом вырожденными состояниями, совершенно аналогичными состояниям $|L\rangle$ и $|R\rangle$, имевшимся перед включением взаимодействия H_{int} . Слабое же взаимодействие H_w играет роль взаимодействия H_{int} . Теперь H_w связывает два состояния $|K^0\rangle$ и $|\bar{K}^0\rangle$. Таким

образом, формулы и результаты предыдущего параграфа с очень незначительными изменениями можно использовать также и для системы нейтральных каонов; нужно только положить

$$H_0 = H_h + H_{em} \equiv H_s, \quad H_{int} = H_w. \quad (9.76)$$

Чтобы найти преобразование, соответствующее преобразованию (9.62), отметим, что операция зарядового сопряжения переводит K^0 в \bar{K}^0 и обратно:

$$C |K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle, \quad C |\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle. \quad (9.77)$$

Чтобы найти соответствующие линейные комбинации невозмущенных собственных состояний $|K^0\rangle$ и $|\bar{K}^0\rangle$, Гелл-Манн и Пайс вместо соотношений (9.62) использовали в своей работе именно эти соотношения. Но когда было открыто несохранение четности, стало ясно, что C не коммутирует с полным гамильтонианом; на это обстоятельство мы уже указывали выше в связи с формулой (9.45). В рассуждениях Гелл-Манна и Пайса лучше взять не зарядовую четность C , а комбинированную четность CP , в чем можно убедиться следующим образом. Если операцию C применить к нейтрино с отрицательной спиральностью, то она переведет его в антинейтрино с отрицательной спиральностью, что находится в противоречии с экспериментом. Если, однако, к нейтрино применить операцию CP , то она переведет нейтрино с отрицательной спиральностью в антинейтрино с положительной спиральностью в полном согласии с экспериментом. Чтобы определить, как операция CP действует на состояния $|K^0\rangle$ и $|\bar{K}^0\rangle$, воспользуемся тем, что внутренняя четность каонов отрицательная:

$$P |K^0\rangle = -|K^0\rangle, \quad P |\bar{K}^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle; \quad (9.78)$$

тогда для операции комбинированной четности имеем

$$CP |K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle, \quad CP |\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle. \quad (9.79)$$

Если полный гамильтониан коммутирует с операцией CP

$$[H, CP] = [H_s + H_w, CP] = 0, \quad (9.80)$$

то собственные состояния оператора H можно взять также и в виде собственных состояний оператора CP . (В § 8 настоящей главы мы еще специально поговорим о сохранении операции CP .) Для этих собственных состояний мы имеем формулы¹⁾, подобные формулам (9.63):

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \}, \\ |K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \}, \end{aligned} \quad (9.81)$$

¹⁾ Имеющийся произвол в выборе фазовых множителей в определении операторов C и P приводит к тому, что линейные комбинации (9.81) будут записываться по-разному. Но конечно, при разном выборе фазовых множителей наблюдаемые эффекты никак не изменяются.

причем

$$CP|K_1^0\rangle = +|K_1^0\rangle, \quad CP|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle. \quad (9.82)$$

Состояние K_1^0 имеет комбинированную четность $\eta_{CP} = +1$, а состояние K_2^0 — комбинированную четность $\eta_{CP} = -1$.

Теперь аналогия с задачей о двух потенциальных ямах стала совершенно очевидной. Состояния $|K^0\rangle$ и $|\bar{K}^0\rangle$ в точности так же, как и состояния $|L\rangle$ и $|R\rangle$, являются собственными состояниями невозмущенного гамильтониана. Состояния же $|K_1^0\rangle$ и $|K_2^0\rangle$ в точности так же, как и состояния $|s\rangle$ и $|a\rangle$, являются одновременными собственными состояниями полного гамильтониана и соответствующего оператора симметрии. Все формулы из предыдущего параграфа можно, следовательно, применить к нейтральным каонам и предсказать следующее.

1. Каон K^0 — античастица каона \bar{K}^0 . Поэтому обе эти частицы должны иметь одинаковые массы и одинаковые времена жизни. Каон K_1^0 , однако, не античастица каона K_2^0 , и поэтому эти две частицы могут иметь разные свойства.

2. Мысленный эксперимент с «помещением частицы в момент времени $t = 0$ в одну яму», о котором мы говорили в предыдущем параграфе, можно действительно осуществить с каонами. Каоны рождаются в результате адронных взаимодействий, например в реакции $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0$. Это рождение в состоянии с определенным значением гиперзаряда соответствует помещению частицы в одну из ям. Как непосредственно показывают формулы (9.72) и (9.73), частица будет переходить в другую яму и возвращаться обратно. Вторая яма для каонов соответствует состоянию с противоположным гиперзарядом. Таким образом, нейтральный каон, рожденный в состоянии с $Y = -1$, должен переходить в состояние с $Y = +1$ по истечении некоторого времени.

3. Состояния $|s\rangle$ и $|a\rangle$ имеют немного отличные энергии, как следует из формул (9.66) (см. также фиг. 9.8). Соответствующие состояния каонов $|K^0\rangle$ и $|K^0\rangle$ должны поэтому тоже иметь немного отличные энергии покоя.

Ниже мы расскажем о том, как экспериментально проверяются два из трех приведенных предсказаний.

1. Каоны K_1^0 и K_2^0 распадаются различно. По чисто энергетическим соображениям каоны могут распадаться на два или на три пиона. Так как спин каона нулевой, полный момент количества движения образовавшихся пионов должен тоже равняться нулю. Возьмем сначала двухпионную систему $\pi^+ \pi^-$. В системе центра масс обоих пионов операция четности P переводит π^- и π^+ друг в друга. Операция зарядового сопряжения C тоже переводит π^+ и π^- друг в друга. Таким образом, комбинированная операция CP оставляет на месте π^- и π^+ . Такое же рассуждение можно применить к системе из двух нейтральных пионов, так что имеем

$$CP|\pi\pi\rangle = +|\pi\pi\rangle \quad \text{для всех состояний с } J = 0. \quad (9.83)$$

Система двух пионов с полным моментом количества движения, равным нулю, имеет комбинированную четность $\eta_{CP} = +1$. Если полный гамильтониан коммутирует с оператором CP , как это мы предположили в (9.80), то четность η_{CP} должна сохраняться при распадах нейтральных каонов. Таким образом, каон K_1^0 с комбинированной четностью $\eta_{CP} = 1$ может распасться на два пиона, а каон K_2^0 с $\eta_{CP} = -1$ не может распасться на два пиона, он должен распасться по меньшей мере на три пиона:

$$K_2^0 \not\rightarrow 2\pi, \quad \text{если сохраняется комбинированная четность } CP. \quad (9.84)$$

Энергия распада на два пиона равна примерно 220 МэВ, а энергия распада на три пиона — 90 МэВ. Фазовое пространство, доступное при распаде на три пиона, оказывается поэтому значительно меньше, чем при распаде на два пиона (см. гл. 10), а поэтому следует ожидать, что среднее время жизни τ_1 каона K_1^0 должно быть намного меньше среднего времени жизни τ_2 каона K_2^0 .

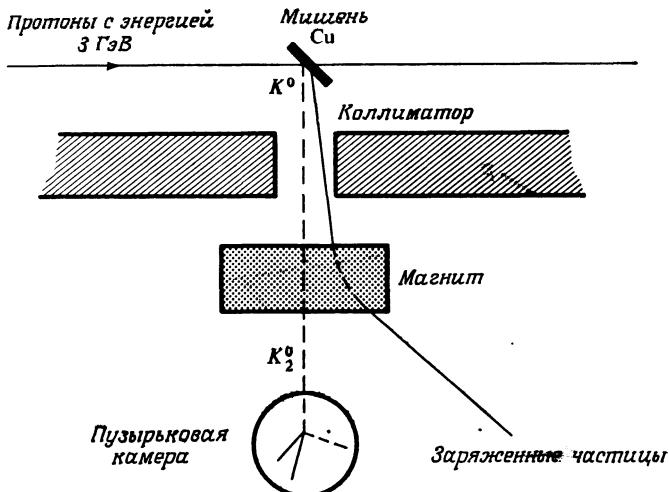
Распад каона K^0 (или каона \bar{K}^0) происходит сложнее. Рассмотрим, например, каон K^0 , рожденный в реакции $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0$. При $t = 0$ его состояние имеет гиперзаряд $Y = 1$. Согласно формулам (9.81), начальное состояние, таким образом, будет иметь вид

$$|t=0\rangle \equiv |K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle \}. \quad (9.85)$$

Если частица сможет свободно распасться, то она сделает это в результате слабых взаимодействий. Как было сказано выше, мы можем ожидать, что каоны K_1^0 и K_2^0 будут распадаться с различными временами жизни τ_1 и τ_2 . По этой причине каон K^0 не будет распадаться с одним каким-то определенным временем жизни. Гелл-Манн и Пайс [13] написали: «Итак, подводя итог, мы пришли к следующей картине. Каон K^0 есть смесь частиц, он распадается с двумя разными временами жизни. Каждое время жизни связано со своей модой распада. Не более чем половина всех каонов K^0 может подвергнуться обычному распаду на два пиона». Гелл-Манн и Пайс также заявили: «Поскольку мы должны резервировать слово «частица» для объектов с одним временем жизни, то именно каоны K_1^0 и K_2^0 следует называть истинными «частицами». Каоны K^0 и \bar{K}^0 , строго говоря, нужно считать «смесями частиц»».

Это недвусмысленное предсказание Гелл-Манна и Пайса распадных свойств каонов K^0 бросило вызов физикам-экспериментаторам. Действительно ли каон K^0 обладает долгоживущей составляющей, которая распадается на три пиона? В момент появления работы Гелл-Манна и Пайса было только известно, что нейтральные каоны распадаются с временем жизни около 10^{-10} с. Долгоживущую составляющую нашла вскоре Колумбийская Брукхейвенская группа, использовавшая пузырьковую камеру [14]. На фиг. 9.10 изображена схема использованной экспериментальной установки. На 90-санитметровую пузырьковую камеру падал нейтральный пучок као-

нов, испускаемый медной мишенью, о которую ударялись протоны с энергией 3 ГэВ. Заряженные частицы отделялись с помощью специального магнита. Расстояние от мишени до камеры (6 м) соответствовало примерно 100 средним временам жизни известной моды распада, поэтому составляющей



Фиг. 9.10. Наблюдение в пузырьковой камере долгоживущей нейтральной компоненты K_2^0 , проведенное Колумбийской-Брукхейвенской группой [14]. Заряженные частицы извлекаются из пучка магнитом. Нейтральные частицы в пучке наблюдают после того, как они пролетят $3 \cdot 10^{-8}$ с от места их образования. Наблюдаемые V-образные события нельзя объяснить распадами на пары частиц.

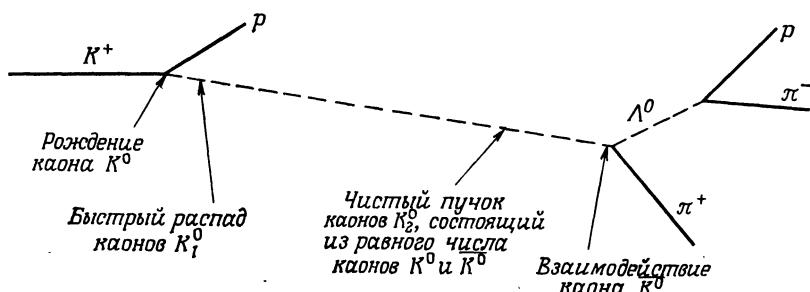
K_1^0 в камере не было. В камере наблюдалось много V-образных событий, которые кинематически не могли соответствовать двуххионным распадам; было установлено наличие долгоживущей составляющей K_2^0 , распадающейся на три пиона, т. е. получена четкая проверка блестящего предсказания Гелл-Манна и Пайса. Последующие эксперименты подтвердили это заключение. Теперь найдено, что средние времена жизни обоих нейтральных каонов равны $\tau(K_2^0) = 0,52 \cdot 10^{-7}$ с и $\tau(K_1^0) = 0,86 \cdot 10^{-10}$ с.

2. *Осцилляции гиперзаряда* [15]. На основании формулы (9.72) можно предсказать, что если частицу поместить при $t = 0$ в одну из ям, то она будет в дальнейшем непрерывно осциллировать между ямами, т. е. переходить из одной ямы в другую с угловой частотой, даваемой формулой (9.74). Если нейтральные каоны были бы стабильными, они вели бы себя так же, как частицы в яме. Однако они имеют конечное время жизни, а потому указанные осцилляции затухают. Пусть, например, при $t = 0$ родится каон K^0 в состоянии, описываемом формулой (9.85). По истечении интервала времени, боль-

шего времени жизни $\tau(K_1^0)$, все каоны K_1^0 распадутся, и останутся только каоны K_2^0 . Именно такая ситуация изображена на фиг. 9.10. Согласно формуле (9.81), состояние $|K_2^0\rangle$ можно представить в виде линейной комбинации собственных состояний гиперзаряда:

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \}.$$

Каонный пучок теперь состоит поровну из каонов K^0 и \bar{K}^0 . Если вначале он находился в чистом состоянии с $Y = 1$, то теперь он превратился в пучок,



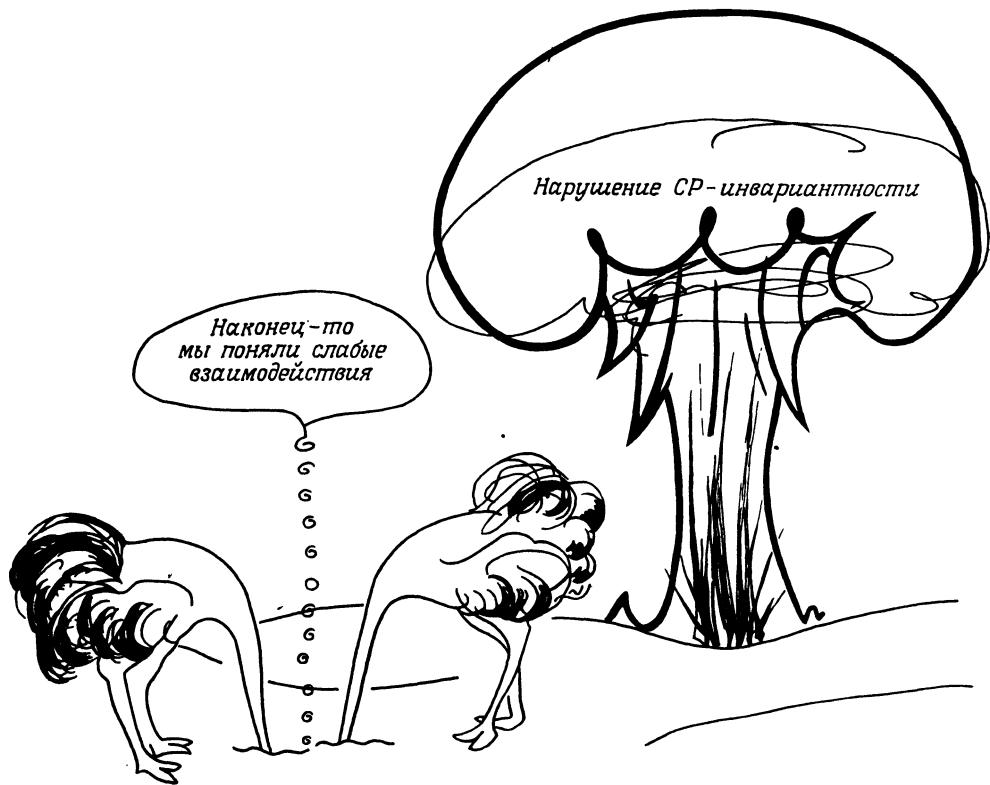
Фиг. 9.11. Схема процессов при наблюдении составляющей \bar{K}^0 в первоначально чистом каонном пучке K^0 .

состоящий поровну из состояний с $Y = 1$ и с $Y = -1$. Экспериментально появление в пучке составляющей \bar{K}^0 можно проверить, наблюдая адронные взаимодействия каонов пучка, например, в реакции $\bar{K}^0 p \rightarrow \pi^+ \Lambda^0$. Так как нуклон имеет гиперзаряд $Y = 1$, а Λ -частица — гиперзаряд $Y = 0$, состояние $\pi^+ \Lambda^0$ можно получить только с каоном \bar{K}^0 , а не с каоном K^0 . На фиг. 9.11 показана схема процессов при наблюдении составляющей \bar{K}^0 в каонном пучке.

§ 8. НАРУШЕНИЕ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ

Каоны — чудесный источник удивительных эффектов. В § 3 настоящей главы мы уже рассказали, что наблюдение двух разных мод распада заряженных каонов привело к открытию нарушения инвариантности относительно операции пространственной четности. В предыдущем параграфе мы говорили о том, что когерентные свойства нейтральных каонов приводят к двум средним временам жизни и к осцилляциям гиперзаряда в пучке. Свойства когерентности каонного пучка были предсказаны теоретически; последующая экспериментальная проверка была очень важной, однако не привела к неожиданным результатам. Нарушение пространственной четности было, наоборот,

неожиданным, но очень скоро все пришло в норму, и это нарушение было включено в теорию. В данном параграфе мы расскажем читателю о следующем большом сюрпризе — нарушении *CP*-инвариантности. Впечатление,



Фиг. 9.12. Карикатура г-жи Дж. Фаберже [16]. (Любезно предоставлена авторам г-жей Фаберже.)

произведенное этим открытием на физиков, хорошо иллюстрирует приводимая здесь карикатура (фиг. 9.12). До сих пор не удается это нарушение объяснить удовлетворительным образом.

Три момента из того, что мы сказали в предыдущем параграфе, поясняют основную идею экспериментов, демонстрирующих нарушение *CP*-инвариантности.

1. Пучок нейтральных каонов далеко от места его образования оказывается пучком чистых состояний $|K_2^0\rangle$.

2. Состояние $|K_2^0\rangle$ является собственным состоянием полного гамильтониана. В вакууме никаких превращений $|K_2^0\rangle$ в $|K_1^0\rangle$ не происходит¹⁾. В задаче о двух потенциальных ямах отсутствие указанных переходов выражается формулой (9.65). Соответствующая формула для каонов непосредственно следует из (9.80) и (9.81) и имеет вид

$$\langle K_1^0 | H | K_2^0 \rangle = 0. \quad (9.86)$$

3. Как мы уже сказали [см. (9.84)], каон K_2^0 не может распадаться на два пиона, если CP -инвариантность имеет место.

В 1964 г. Принстонская группа проделала эксперимент с целью определения нижней границы отсутствия распадов каонов K_2^0 на пары пионов [17]. Другой эксперимент одновременно произвела Иллинойская группа [18]. Оба эти эксперимента дали поразительный результат: распады каонов K_2^0 на пары пионов действительно происходят; отношение скоростей распадов для этой моды оказалось примерно равным следующей величине:

$$\frac{\text{Int}(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\text{Int}(K_L^0 \rightarrow \text{все заряженные моды})} \approx 2 \cdot 10^{-3}. \quad (9.87)$$

Здесь мы изменили обозначения: теперь долгоживущий нейтральный каон обозначается K_L^0 , а короткоживущий — K_S^0 . Причиной такого изменения обозначений является наша формула (9.82), согласно которой каоны K_1^0 и K_2^0 определяются как состояния, являющиеся собственными состояниями операции CP . Формула (9.87) показывает, однако, что долгоживущий каон не является собственным состоянием операции CP . Поэтому обычно и используют обозначения K_1^0 и K_2^0 для собственных состояний оператора CP , а реально наблюдаемые частицы обозначают K_S^0 и K_L^0 .

Новость о нарушении CP -инвариантности разнеслась по миру физиков почти со скоростью света, в точности так же, как за семь лет до этого распространилась весть о нарушении четности. Эту новость, однако, встретили с еще большим скептицизмом. Чтобы объяснить читателю причины этого неверия, мы немного отступим и поговорим о знаменитой *TCP-теореме*. Эту теорему легко понять, но трудно доказать. Ее можно сформулировать следующим несколько упрощенным образом. *Произведение трех операций T, C и P коммутирует практически с любым мыслимым гамильтонианом, т. е.*

$$[TCP, H] = 0. \quad (9.88)$$

¹⁾ Когда пучок K_2^0 проходит через поглотитель, небольшая доля каонов K_1^0 восстанавливается. Восстановление происходит потому, что каон K_1^0 состоит из равной смеси каонов K^0 и \bar{K}^0 , а каоны \bar{K}^0 взаимодействуют с поглотителем иначе, чем каоны K^0 . Таким образом, на выходе из поглотителя пучок не будет больше равной смесью K^0 и \bar{K}^0 , и этот дисбаланс проявляется в присутствии некоторой доли каонов K_1^0 . В вакууме, где нет никаких адронных взаимодействий, нет разницы между K^0 и \bar{K}^0 , и рассуждение, ведущее к (9.86), правильно.

Другими словами, наш мир и мир, который получается из нашего путем обращения по времени и путем преобразований обычной пространственной четности и зарядовой четности, должны быть идентичны. Порядок трех операций T , C и P при этом не важен¹⁾. Операция TCP , таким образом, сильно отличается от индивидуальных операций T , C и P . Очень просто написать лоренц-инвариантный гамильтониан, который нарушает, скажем операцию P или C ; мы будем говорить об одном таком гамильтониане в гл. 11. Однако практически невозможно сконструировать такой гамильтониан, который нарушал бы операцию TCP . (Это утверждение, конечно, определенное переупрощение, но все существенное в нем сказано.)

TCP -теорема была известна давно, но на нее долгое время не обращали серьезного внимания. В первоначальном виде она была доказана независимо Швингером и Людерсом в 1951—1954 гг. [20, 21]. Затем Паули [22] обобщил ее. Но вплоть до 1956 г. эту теорему считали какой-то экзотической. Господствовала догма, что каждая операция T , C и P по отдельности сохраняется, и казалось, что TCP -теорема дает мало полезной информации. Но когда было открыто нарушение четности, TCP -теорема внезапно приобрела большой смысл. Если инвариантность относительно операции P нарушена, то, как это следует из формулы (9.88), должна быть нарушена и инвариантность относительно двух оставшихся операций. В самом деле, как мы уже упоминали в § 4 настоящей главы, инвариантности относительно операции C в слабых взаимодействиях нет.

После этого отступления вернемся к положению, сложившемуся в 1964 г. Наблюдалось нарушение CP -инвариантности при распаде нейтральных каонов, и была известна TCP -теорема. Эти два факта приводили к одному из двух заключений: либо нет T -инвариантности, либо TCP -теорема неверна. Физики-теоретики тем временем нашли еще более убедительное доказательство²⁾ TCP -теоремы и были полностью убеждены в ее правильности. В то же время инвариантность по отношению к обращению времени — весьма желаемая симметрия. Конечно, была еще самая простая возможность выйти из тупика — экспериментаторы должны были бы капитулировать и признать свои эксперименты неправильными. Однако полученные дополнительные экспериментальные данные только еще сильнее укрепили ранее сделанные заключения. Подробный анализ всей информации, добытой по распаду нейтральных каонов, по меньшей мере, выявил следующее. Этот анализ показал, что TCP -теорема действительно справедлива и что не только CP -инвариант-

¹⁾ Так как порядок операций T , C и P не существует, то всего имеется $3! = 6$ возможностей называть эту теорему. Людерс и Цумино выбрали такое название, которое соглашается с названием обычной добавки к бензину. Мы здесь тоже следуем их выбору [19].

²⁾ Для доказательства TCP -теоремы требуется использовать релятивистскую квантовую теорию поля; все доказательства TCP -теоремы очень сложны. Читателю, который хотел бы с ними познакомиться, мы рекомендуем прочитать работы [24—26], указываемые здесь в порядке возрастания их трудности.

ность, но также и T -инвариантность нарушаются. И хотя косвенным образом вполне убедительно установлено, что T -инвариантность при распадах нейтральных каонов нарушается, причины этого нарушения все еще покрыты тайной. Несмотря на героические усилия физиков-экспериментаторов, никаких следов нарушения CP - и T -инвариантностей не было обнаружено для других систем. Не ясно также, какое взаимодействие ответственно за наблюдавшееся нарушение. Кратко мы еще вернемся к этой проблеме в гл. 11.

§ 9. ЛИТЕРАТУРА

Ссылки на общую литературу по свойствам инвариантности приведены в § 7 гл. 7. Библиография литературы по несохранению четности опубликована в статье Ледермана [30].

Дискретные преобразования, унитарные и антиунитарные операторы подробно рассмотрены в книге *Мессия*, т. II, гл. X^V. Современное состояние вопроса (с обсуждением экспериментальных и теоретических аспектов) об инвариантностях относительно операций T и P излагается в ряде обзоров [31—34]. Хотя чтение этих обзоров и требует определенной предварительной подготовки, однако читатель может почерпнуть из них очень многое.

Нейтральные каоны и нарушение CP -инвариантности рассматриваются в книге Кабира [35]. Более доступное изложение вопросов, связанных с нарушениями CP - и T -инвариантностей, приведено в статье [36].

ЗАДАЧИ

9.1.

а. Убедитесь, что оператор бесконечно малого поворота R и оператор пространственной инверсии (пространственной четности) P коммутируют между собой. Для этого изобразите на рисунке результаты действия операторов PR и RP на произвольный вектор x . Убедитесь, что получается один и тот же вектор x .

б. Используя результаты п.«а», покажите, что операторы P и J коммутируют, где J — оператор бесконечно малого поворота R .

9.2. Убедитесь, что коммутационные соотношения для составляющих момента количества движения остаются инвариантными при преобразовании пространственной четности.

9.3. Рассмотрите уравнение Шредингера с гамильтонианом $H = (p^2/2m) + V(x)$. Покажите, что функция $\psi(-x)$ удовлетво-

ряет этому уравнению, если функция $\psi(x)$ ему удовлетворяет, при условии, что $V(x) = V(-x)$.

9.4. Убедитесь, что собственные функции Ψ_{lm} из задачи 5.3 являются собственными функциями оператора P . Найдите собственные значения и сравните ваш результат с формулой (9.10).

9.5. Используйте калибровочное преобразование вида (7.25) с соответствующим образом подобранным ε и покажите, что относительную четность протона и положительного пиона нельзя определить из эксперимента.

9.6. Можно ли приписать разумные внутренние четности всем адронам, если в (9.22) вместо четности Λ -частицы взять четности:

а. π^0 -мезона?

б. K^+ -мезона?

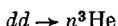
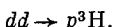
Обоснуйте ваши ответы.

9.7. Рассмотрите реакцию



и, используя описание ее в какой-нибудь книге, припишите определенную внутреннюю четность дейtronу.

9.8. Найдите данные по реакциям



и скажите, позволяют ли они определить четности основных состояний ядер 3H и 3He .

9.9. Расскажите, как определяют четность гиперонов (не Λ -частицы).

9.10. Как вы приписали бы четность каоны? Сравните ваши предсказания с экспериментом.

9.11. Оператор, ответственный за испускание электрического дипольного γ -излучения, имеет вид $q\mathbf{x}$, где q — электрический заряд. Матричный элемент перехода $i \rightarrow f$ дается выражением

$$F_{fi} = \int d^3x \psi_f^*(\mathbf{x}) q\mathbf{x} \psi_i(\mathbf{x}).$$

Используйте это выражение и выведите правило отбора по четности для электрического дипольного излучения.

9.12. Расскажите о теоретических соображениях и экспериментальных фактах, позволяющих приписать спин 0 и положительную четность α -частице (основному состоянию ядра 4He).

9.13. Электроны и позитроны, испускаемые при слабых взаимодействиях, можно характеризовать их импульсами и спинами.

а. Покажите, что наличие не обращающегося в нуль среднего значения $\langle \mathbf{J} \cdot \mathbf{p} \rangle$ означает несохранение четности.

б. Опишите эксперимент, в котором можно было бы измерить спиральность электронов.

9.14. Пусть ядро с g -фактором $g = 1$ находится в магнитном поле, равном 1 МГс. Вычислите температуру, при которой по меньшей мере 99 % ядер будут поляризованы.

9.15. Рассмотрите фиг. 7.1 и 9.6 и ответьте на следующий вопрос. Будут ли электрон и антинейтрино испускаться преимущественно в одном и том же направлении или в противоположных направлениях?

9.16. Расскажите, как доказывается несохранение четности в распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_e$. а. Какую поляризацию мюонов следует ожидать?

б. Как можно наблюдать эту поляризацию мюонов?

9.17. Обнаружено, что электроны, испускаемые при β -распаде ядра, имеют отрицательную спиральность, а позитроны — положительную спиральность. Какое заключение можно отсюда сделать?

9.18. Рассмотрите двухпционную систему из положительного и отрицательного пионов с орбитальным моментом количества движения в системе их центра масс, равном l .

а. Найдите значение зарядовой четности C для системы $\pi^+\pi^-$.

б. Может ли система при $l = 1$ распадаться на два пиона? Обоснуйте ваш ответ.

9.19. Покажите, что уравнения Максвелла инвариантны относительно операции обращения времени.

9.20. Пусть

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix}$$

— двухкомпонентный спинор Паули, удовлетворяющий уравнению Паули. Найдите вид волновой функции $T\Psi$, которая удовлетворяет уравнению Паули.

9.21. Расскажите о проверке инвариантности относительно операции обращения врем-

мени в адронном и электромагнитном взаимодействиях.

9.22. Покажите, что спиральность $\mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{r}}$ инвариантна при операции обращения времени.

9.23. Очень малое нарушение инвариантности относительно пространственной четности было найдено в ядерных распадах ($\delta \approx 10^{-7}$). Как это нарушение объяснить, не отказываясь от сохранения четности в адронных взаимодействиях?

9.24. Кратко расскажите о том, как можно приложить модель двух потенциальных ям к амиаку? Насколько велико полное расщепление $2\Delta E$ состояний $|a\rangle$ и $|s\rangle$? Какое состояние лежит выше? Наблюдаются ли переходы между состояниями $|a\rangle$ и $|s\rangle$? Если наблюдаются, то где такие переходы важны?

9.25.

а. Найдите общее решение системы (9.71).
б. Проверьте, что формула (9.72) дает частное решение уравнения (9.71), удовлетворяющее начальным условиям $\alpha(0) = 1$ и $\beta(0) = 0$.

9.26. Нейтрон и антинейтрон — нейтральные античастицы, так же как каоны K^0 и \bar{K}^0 . Почему не имеет смысла образовывать линейные комбинации N_1 и N_2 , подобные K_1^0 и K_2^0 ?

9.27. Пусть каон K^0 родился в момент $t = 0$.

а. Объясните, почему волновую функцию покоящегося каона K^0 в момент времени t можно записать в виде

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ |K_1^0\rangle \exp\left(-\frac{im_1c^2t}{\hbar} - \frac{t}{2\tau_1}\right) + |K_2^0\rangle \exp\left(-\frac{im_2c^2t}{\hbar} - \frac{t}{2\tau_2}\right) \right\},$$

где m_i и τ_i — массы и времена жизни каонов K_i .

б. Выразите состояние $|\psi(t)\rangle$ в виде линейной комбинации состояний $|K^0\rangle$ и $|\bar{K}^0\rangle$.

в. Найдите зависимость вероятности обнаружения каона \bar{K}^0 в момент времени t от разности масс $\Delta m = m_1 - m_2$.

г. Определите вероятности того, что

$$\Delta m = 0, \quad \Delta m = \frac{\hbar}{c^2\tau_1}, \quad \Delta m = \frac{2\hbar}{c^2\tau_1}.$$

9.28. Каоны K_1^0 и K_2^0 имеют немного отличающиеся массы.

а. Оцените величину разности масс, предполагая, что расщепление целиком обязано эффектам второго порядка в теории возмущений по слабому взаимодействию и что слабое взаимодействие примерно в 10^7 раз слабее адронного.

б. Расскажите, как экспериментально находят разность масс.

в. Сравните экспериментально наблюдаемое значение с вашей оценкой.

9.29.

а. Считайте, что пучки каонов K^0 и \bar{K}^0 (с равной энергией) проходят через слой вещества. Будут ли пучки ослабляться в равной степени? Если нет, то почему?

б. Чистый пучок каонов K_1^0 проходит через слой вещества. Останется ли выходящий пучок чистым пучком K_2^0 ? Обоснуйте ваш ответ.

в. Как экспериментально определить, останется ли пучок K_2^0 чистым по выходе из слоя?

9.30. Опишите принципиальную схему экспериментальной установки, которую можно было бы использовать для детектирования двухпионаных распадов долгоживущих нейтральных каонов.

9.31. Предположите, что вы вступили в контакт с физиками из другой Галактики и что этот контакт ограничен по обмену информацией. Могли бы вы прийти к заключению, сделан ли другой физик из вещества или антивещества? Обсудите следующие три возможности.

а. Операции C , P и T сохраняются во всех взаимодействиях.

б. Операции C и P нарушаются в слабых взаимодействиях.

в. Операции C , P и CP нарушаются, как об этом говорилось в § 8 настоящей главы.

9.32. Убедитесь, что TCP -инвариантность гарантирует, что частица и ее античастица имеют точно равные массы.

Цитированная литература

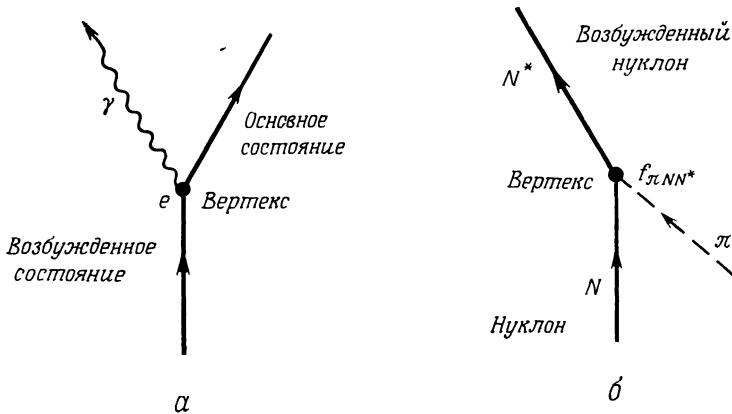
1. *Pauling L.*, Vitamin C and the Common Cold, W. H. Freeman, San Francisco, 1970.
2. *Wigner E. P.*, Zs. Phys., 43, 624 (1927).
3. *Lee T. D.*, *Yang C. N.*, Phys. Rev., 104, 254 (1956).
4. *Wu C. S.*, *Ambler E.*, *Hayward R. W.*, *Hoppe D. D.*, *Hudson R. P.*, Phys. Rev., 105, 1413 (1957).
5. *Panofsky W. K. H.*, *Aamodt R. L.*, *Hadley J.*, Phys. Rev., 81, 565 (1951).
6. *Tanner N.*, Phys. Rev., 107, 1203 (1957).
7. *Henley E. M.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., 19, 367 (1969).
8. *Yang C. N.*, Elementary Particles, Princeton University Press, Princeton, N.J., 1962.
9. *Pauli W.*, Collected Scientific Papers, Vol. 1, eds. R. Kronig and V. F. Weisskopf, Wiley-Interscience, New York, 1964, p. XII.
10. *Frauenfelder H.*, *Steffen R. M.*, в книге: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Vol. 2, ed. K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam, 1965.
11. *Baltay C.*, *Barash N.*, *Franzini P.*, *Gelfand N.*, *Kirsch L.*, *Lütjens G.*, *Severiens J. C.*, *Steinberger J.*, *Tycko D.*, *Zanello D.*, Phys. Rev. Lett., 15, 591 (1965).
12. *Wigner E.*, Nachr. Akad. Wiss. Goettingen, Math. Phys. Kl. IIa, 31, 546 (1932).
13. *Gell-Mann M.*, *Pais A.*, Phys. Rev., 97, 1387 (1955).
14. *Lande K.*, *Booth E. T.*, *Impeduglia J.*, *Lederman L. M.*, *Chinowsky W.*, Phys. Rev., 103, 1901 (1956); 105, 1925 (1957).
15. *Pais A.*, *Picconi O.*, Phys. Rev., 100, 1487 (1955).
16. *Fabergè J.*, CERN Courier 6, No. 10, 193 (October 1966).
17. *Christenson J. H.*, *Cronin J. W.*, *Fitch V. L.*, *Turlay R.*, Phys. Rev. Lett., 13, 138 (1964).
18. *Abashian A.*, *Abrams R. J.*, *Carpenter D. W.*, *Fisher G. P.*, *Nefkens B. M. K.*, *Smith J. H.*, Phys. Rev. Lett., 13, 243 (1964).
19. *Lüders G.*, Physikalische Blätter, 22, 421 (1966).
20. *Schwinger J.*, Phys. Rev., 82, 914 (1951); 91, 713 (1953).
21. *Lüders G.*, Kgl. Danske Videnskab Selskab, Mat.-fys. Medd., 28, No. 5 (1954).
22. *Pauli W.*, в книге: Niles Bohr and the Development of Physics, ed. W. Pauli, McGraw-Hill, New York, 1955.
23. *Lee T. D.*, *Oehme R.*, *Yang C. N.*, Phys. Rev., 106, 340 (1957).
24. *Sakurai J. J.*, Invariance Principles and Elementary Particles, Princeton University Press, Princeton, N. J., 1964.
25. *Lüders G.*, Ann. Phys., 2, 1 (1957).
26. *Streater R. F.*, *Wightman A. S.*, PCT, Spin and Statistics, and All That, Benjamin, Reading, Mass., 1964.
27. *Casella R. C.*, Phys. Rev. Lett., 21, 1128 (1968); 22, 554 (1969).

28. Schubert K. R., Wolff B., Chollet J. C., Gaillard J. M., Jane M. R., Ratcliffe T. J., Repellin J.-P., Phys. Rev. Lett., **31B**, 662 (1970).
29. Dass G. V., Fortschritte Phys., **20**, 77 (1972).
30. Lederman L. M., Resource Letter Neu-1 History of the Neutrino, Amer. Journ. Phys., **38**, 129 (1970).
31. Henley E. M., Parity and Time-Reversal Invariance in Nuclear Physics. Ann. Rev. Nucl. Sci., **19**, 367 (1969).
32. Hamilton W. D., Parity Violation in Electromagnetic and Strong Interaction Processes, Progr. Nucl. Phys., **10**, 1 (1969).
33. Fischbach E., Tadić D., Parity—Violating Nuclear Interactions and Models of the Weak Hamiltonian, Phys. Rep., **6C**, 124 (1973).
34. Gari M., Parity Non-Conservation in Nuclei, Phys. Rep., **6C**, 318 (1973).
35. Kabir P. K., The CP Puzzle, Acad. Press, New York, 1968.
36. Sachs R. G., Science, **176**, 587 (1972).

ЧАСТЬ IV

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

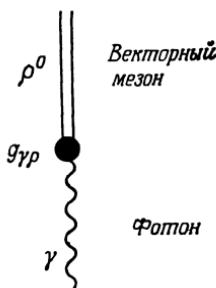
В предыдущих девяти главах мы неоднократно говорили о *взаимодействиях*, но нигде подробно не обсуждали их свойств. В данной части книги мы восполним этот пробел и расскажем об основных свойствах трех фундаментальных взаимодействий, которые властствуют в субатомной физике: об *адронном*, *электромагнитном* и *слабом взаимодействии*.



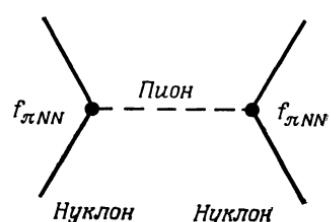
Фиг. IV.1 Испускание и поглощение бозона фермионом. Константы связи e и $f_{\pi NN^*}$.

При рассмотрении взаимодействий полезно проводить четкое различие между бозонами и фермионами. Бозоны могут рождаться и уничтожаться поодиночке. Фермионы, однако, в силу сохранения лептонного и барионного чисел

всегда рождаются и уничтожаются парами. Простейшее взаимодействие, таким образом, есть взаимодействие, при котором испускается или поглощается бозон. На фиг. IV.1 показано два примера. Взаимодействия происходят в вертексах, где соединяется по три линии, изображающих частицы. Мы видим, что при взаимодействии фермион не исчезает, а бозон либо рождается, либо уничтожается. В обоих примерах сила взаимодействия характеризуется своей константой связи. На фиг. IV.1 обе константы связи написаны



Фиг. IV.2. Преобразование одного бозона в другой.

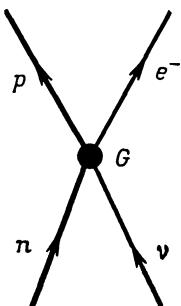


Фиг. IV.3. Силы между двумя нуклонами получаются в результате обмена мезонами, например пионом, как показано на этой фигуре.

вблизи соответствующих вертексов. На фиг. IV.2 показан пример процесса взаимодействия другого типа: один бозон превращается в другой бозон. В процессе, изображенном на фиг. IV.2, исчезает фотон, а вместо него рождается векторный мезон, например ρ -мезон. Снова контактную связь $g_{\gamma\rho}$ мы пишем вблизи вертекса.

Обычно считают, что силы взаимодействия между двумя частицами возникают оттого, что эти частицы обмениваются какой-то третьей частицей, как об этом говорилось в § 8 гл. 5. Процесс, в котором два нуклона обмениваются пионом, мы уже рассматривали, и он показан на фиг. 5.19. Теперь мы еще раз воспроизводим диаграмму этого процесса на фиг. IV.3. В настоящее время еще неясно, переносятся ли все силы соответствующими виртуальными частицами, или же есть в природе взаимодействия другого типа. Когда передаваемая частица оказывается крайне тяжелой, область действия сил становится соответственно очень малой и тогда

взаимодействие начинает выглядеть как мгновенное четырехчастичное взаимодействие, показанное на фиг. IV.4. Разумеется, вполне может быть, что некоторые силы взаимодействия



Фиг. IV.4. Пример мгновенного четырехчастичного взаимодействия между четырьмя фермионами.

свия в самом деле правильно описываются четырехчастичным взаимодействием. Приведенные здесь примеры характеризуют, конечно, лишь очень грубо природу и основные свойства сил взаимодействия. В последующих трех главах мы займемся обстоятельным изучением этих сил.

10

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Отвлеките физика-теоретика от его мыслей и спросите его о взаимодействиях в субатомной физике. Вероятнее всего, он скажет: «*j*-точка-*A*» или «минимальное электромагнитное взаимодействие». Оба эти оборота речи — из языка современной субатомной физики. Ниже мы расскажем о взаимодействиях в субатомном мире, отправляясь от четких представлений классической физики. Электромагнитные взаимодействия важны для субатомной физики по двум следующим причинам. Во-первых, с ними всегда приходится считаться, когда в качестве пробной частицы, или частицы-снаряда, используют частицу, обладающую электрическим зарядом. Во-вторых, они единственные взаимодействия, формальные особенности которых можно изучить в рамках классической физики, и они служат поэтому тем модельным примером, который постоянно имеют в виду, когда строят теории других взаимодействий.

К сожалению, совсем не прибегая к вычислениям, мы не сможем понять электромагнитные взаимодействия. Самые простые такие вычисления — это вычисления в рамках квантовомеханической теории возмущений, в частности расчет скорости переходов квантовой системы из начального состояния α в конечное состояние β . Для этой скорости в теории возмущений мы имеем формулу

$$w_{\beta\alpha} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle|^2 \rho(E), \quad (10.1)$$

которую Ферми назвал *золотым правилом* из-за ее исключительной важности и пользы. В § 1 этой главы мы дадим вывод формулы золотого правила, а в § 2 обсудим различные выражения для множителя плотности состояний $\rho(E)$. Читатели, которым все это знакомо, могут без какого-либо ущерба для себя не читать первых двух параграфов.

§ 1. ЗОЛОТОЕ ПРАВИЛО

Возьмем квантовую систему, которая описывается не зависящим от времени гамильтонианом H_0 . Для нее уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Phi}{\partial t} = H_0 \Phi. \quad (10.2)$$

Стационарные состояния нашей системы можно найти, если в уравнении Шредингера (10.2) использовать замену

$$\Phi = u_n(x) e^{-iE_n t/\hbar}. \quad (10.3)$$

В результате получим так называемое не зависящее от времени, или стационарное, уравнение Шредингера

$$H_0 u_n = E_n u_n. \quad (10.4)$$

Ниже для последующих рассуждений предположим, что последнее уравнение можно точно разрешить, т. е. из него можно найти собственные значения E_n и собственные функции u_n . Будем считать, кроме того, что собственные функции u_n образуют полную ортонормированную систему функций, причем

$$\int d^3x u_N^*(x) u_n(x) = \delta_{Nn}. \quad (10.5)$$

Если наша квантовая система оказалась в каком-то собственном состоянии u_n , то она будет все время и в дальнейшем пребывать в этом состоянии и никаких переходов из этого состояния в другие состояния происходить не может.

Возьмем теперь квантовую систему, которая очень походит на описанную выше систему, но отличается от нее тем, что ее гамильтониан H содержит, кроме H_0 , еще малое слагаемое, так называемый гамильтониан взаимодействия H_{int} :

$$H = H_0 + H_{\text{int}}.$$

Состояния этой системы в нулевом приближении, конечно, все еще можно характеризовать собственными значениями E_n и соответствующими собственными функциями u_n нулевого гамильтониана H_0 . Разумеется, мы можем заставить нашу систему в начальный момент времени находиться в состоянии, описываемом одной из собственных функций u_n , причем будем обозначать такое особое начальное состояние символом $|\alpha\rangle$. Однако, вообще говоря, такое состояние не будет теперь стационарным. Гамильтониан H_{int} вызовет переходы из этого состояния в другие, например в состояние $|\beta\rangle$. Ниже мы выведем формулу для скорости переходов $|\alpha\rangle \rightarrow |\beta\rangle$. Два примера таких переходов показаны на фиг. 10.1. На фиг. 10.1, а взаимодействие приводит к распаду квантового состояния с испусканием фотона. На фиг. 10.1, б

показан переход, когда падающая частица, находящаяся в состоянии $|\alpha\rangle$, рассеивается в состояние $|\beta\rangle$.

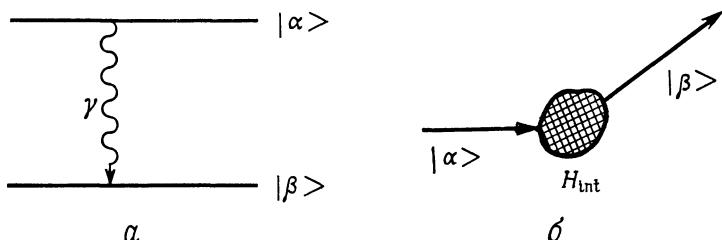
Чтобы вычислить скорость рассматриваемых переходов, возьмем уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (H_0 + H_{\text{int}}) \Psi \quad (10.6)$$

и будем искать его решение (функцию ψ) в виде разложения по полной системе невозмущенных собственных функций (10.3):

$$\psi = \sum_n a_n(t) u_n e^{-iE_n t/\hbar}. \quad (10.7)$$

Коэффициенты $a_n(t)$, вообще говоря, будут зависеть от времени, а величины



Фиг. 10.1. Гамильтониан взаимодействия H_{int} ответствен за переходы из невозмущенного собственного состояния $|\alpha\rangle$ в невозмущенное собственное состояние $|\beta\rangle$.

$|a_n(t)|^2$ будут давать вероятности найти систему в момент времени t в состоянии n с энергией E_n . Подставляя (10.7) в (10.6), получаем соотношение

$$i\hbar \sum_n \dot{a}_n u_n e^{-iE_n t/\hbar} + \sum_n E_n a_n u_n e^{-iE_n t/\hbar} = \sum_n a_n (H_0 + H_{\text{int}}) u_n e^{-iE_n t/\hbar};$$

в нем использовано сокращенное обозначение $\dot{a}_n \equiv da_n/dt$. Вследствие уравнения (10.4) второе слагаемое в левой части приведенного соотношения и первое слагаемое в его правой части взаимно уничтожаются. Умножая правую и левую части слева на u_N^* , интегрируя по всему пространству и используя условия ортонормировки (10.5), получаем уравнение

$$i\hbar \dot{a}_N = \sum_n \langle N | H_{\text{int}} | n \rangle a_n e^{i(E_N - E_n)t/\hbar}. \quad (10.8)$$

Здесь мы применяем следующее удобное сокращенное обозначение для матричного элемента оператора H_{int} :

$$\langle N | H_{\text{int}} | n \rangle = \int d^3x u_N^*(x) H_{\text{int}} u_N(x). \quad (10.9)$$

Система уравнений (10.8) для всех N математически эквивалентна исходному уравнению Шредингера (10.6), причем пока мы не сделали никаких приближений.

Очень хорошее приближенное решение системы уравнений (10.8) получается, если предположить, что система с взаимодействием в начальный момент времени находилась в определенном стационарном состоянии невзаимодействующей системы, и если, кроме того, считать, что взаимодействие H_{int} слабое. На фиг. 10.1 начальным состоянием является состояние $|\alpha\rangle$; в частности, как видим, оно может быть и возбужденным уровнем пулевого гамильтониана H_0 . Для коэффициентов разложения (10.7) соответственно имеем условия

$$a_\alpha(t) = 1, \quad \text{все другие } a_n(t) = 0 \quad \text{при } t < t_0, \quad (10.10)$$

т. е. только один коэффициент разложения отличен от нуля; все другие равны нулю. Наше предположение, что взаимодействие слабое, означает, что за время наблюдения происходит так мало переходов из начального состояния, что оно заметным образом не обедняется, а другие состояния не оказываются заметным образом заселенными. В нулевом порядке мы можем таким образом положить

$$a_\alpha(t) \approx 1, \quad a_n(t) \ll 1 \quad \text{при } n \neq \alpha, \quad \text{при всех } t. \quad (10.11)$$

Уравнение (10.8) тогда существенно упрощается, и из него сразу следует

$$\dot{a}_N = (i\hbar)^{-1} \langle N | H_{\text{int}} | \alpha \rangle e^{i(E_N - E_\alpha)t/\hbar}.$$

Если считать, что взаимодействие H_{int} включается в момент времени $t = t_0$ и что после этого момента оно от времени не зависит, то, интегрируя по времени последнюю формулу, при $N \neq \alpha$ получаем

$$a_N(T) = (i\hbar)^{-1} \langle N | H_{\text{int}} | \alpha \rangle \int_0^T dt e^{i(E_N - E_\alpha)t/\hbar},$$

или

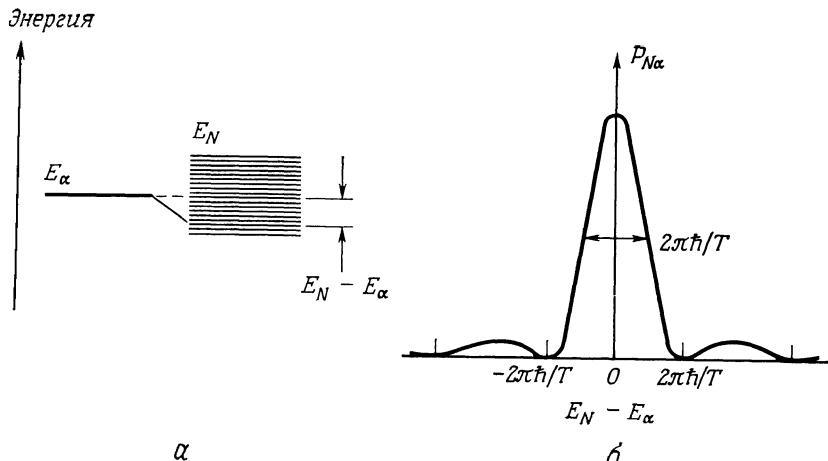
$$a_N(T) = \frac{\langle N | H_{\text{int}} | \alpha \rangle}{E_N - E_\alpha} [1 - e^{i(E_N - E_\alpha)T/\hbar}]. \quad (10.12)$$

Вероятность найти систему в отдельном состоянии N по истечении времени T дается квадратом абсолютной величины $a_N(T)$, т. е.

$$P_{N\alpha}(T) = |a_N(T)|^2 = 4 |\langle N | H_{\text{int}} | \alpha \rangle|^2 \frac{\sin^2 [(E_N - E_\alpha) T / 2\hbar]}{(E_N - E_\alpha)^2}. \quad (10.13)$$

Когда энергия E_N состояния N отличается от E_α , тогда множитель $(E_N - E_\alpha)^{-2}$ делает вероятность перехода столь малой, что переходами в такие состояния можно вообще пренебречь при достаточно большом вре-

мени T . Однако может существовать группа состояний с энергиями $E_N \approx E_\alpha$, показанная на фиг. 10.2, *a*, для которых матричный элемент $\langle N | H_{\text{int}} | \alpha \rangle$ практически не зависит от N . Так, например, происходит, когда состояния N лежат в непрерывном спектре. Чтобы подчеркнуть тот



Фиг. 10.2. *a* — переходы совершаются главным образом в состояния с энергиями E_N , очень близкими к начальной энергии E_α ; *б* — зависимость вероятности перехода от разности энергий $E_N - E_\alpha$.

факт, что матричный элемент не зависит от N , будем записывать его в виде $\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle$. Согласно формуле (10.13), вероятность перехода тогда полностью характеризуется множителем

$$\sin^2 [(E_N - E_\alpha) T / 2\hbar] (E_N - E_\alpha)^{-2}$$

и показана в виде зависимости от $E_N - E_\alpha$ на фиг. 10.2, *б*. Как видим, вероятность перехода принимает существенно отличные от нуля значения только в пределах энергетической области

$$E_\alpha - \Delta E, \quad E_\alpha + \Delta E, \quad \text{где } \Delta E = \frac{2\pi\hbar}{T}. \quad (10.14)$$

Когда время растет, размеры этой области становятся все меньше и меньше. Отсюда следует, что в пределах, допускаемых соотношением неопределенности, наши расчеты автоматически приводят к сохранению энергии, и нам не нужно выдвигать дополнительного требования, чтобы закон сохранения энергии имел место.

Формула (10.13) позволяет рассчитать вероятность перехода из некоторого начального состояния в одно-единственное конечное состояние. Полная

вероятность перехода во все состояния E_N , лежащие в интервале (10.14), будет даваться суммой всех индивидуальных вероятностей перехода, т. е.

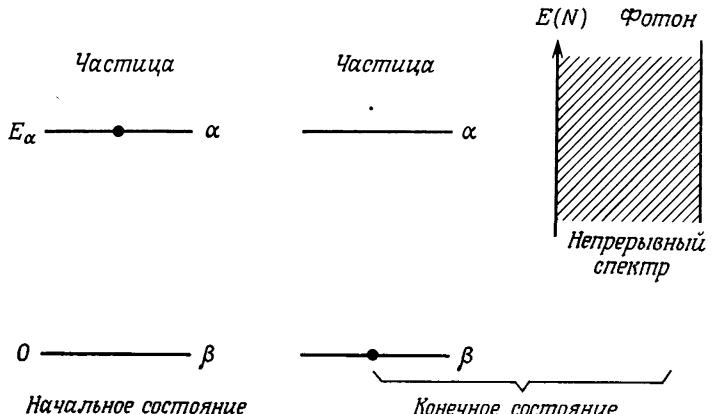
$$P = \sum_N P_{N\alpha} = 4 |\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle|^2 \sum_N \frac{\sin^2 [(E_N - E_\alpha) T / 2\hbar]}{(E_N - E_\alpha)^2}; \quad (10.15)$$

при этом мы предположили, что матричный элемент не зависит от N . Это вполне разумное допущение, когда $\Delta E/E_\alpha$ мало по сравнению с 1. Используя (10.14), последнее условие можно представить в виде

$$T \gg \frac{2\pi\hbar}{E_\alpha} \approx \frac{4 \cdot 10^{-21} \text{ МэВ} \cdot \text{с}}{E_\alpha (\text{МэВ})}, \quad (10.16)$$

где T — время наблюдения. Для большинства экспериментов в субатомной физике это условие заведомо выполняется.

Вернемся теперь к нашей первоначальной задаче, проиллюстрированной, например, на фиг. 10.1, а. В этой задаче энергия начального состояния точно



Фиг. 10.3. В начальном состоянии субатомная частица пребывает в возбужденном состоянии α и никакого фотона нет. В конечном состоянии субатомная частица оказывается в состоянии β , при переходе в это состояние она испускает фотон с энергией $E(N)$. Энергия фотона лежит в непрерывном спектре.

определенена, в конечном же состоянии испускаемый фотон свободный и потому может обладать, вообще говоря, какой угодно энергией (фиг. 10.3). Дискретные уровни энергии E_N (фиг. 10.2, а), следовательно, заменяются непрерывным спектром. Этот факт мы выражаем, записывая энергию в виде $E(\hat{N})$, причем N нумерует энергетические уровни фотона в непрерывном спектре; это континуальная переменная. Полную вероятность перехода можно вычислить по формуле (10.15), если только в ней сумму \sum_N заменить

интегралом $\int dN$:

$$P(T) = 4 |\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle|^2 \int \frac{\sin^2 [(E(N) - E_\alpha) T / 2\hbar]}{(E(N) - E_\alpha)^2} dN. \quad (10.17)$$

Интегрирование проводится по состояниям, в которые система может перейти. Поскольку основной вклад в интеграл дают состояния N , энергии которых $E(N)$ мало отличаются от E_α , то пределы интегрирования в интеграле можно положить равными $\pm \infty$. Полагая

$$x = \frac{(E(N) - E_\alpha) T}{2\hbar},$$

$$dN = \frac{dN}{dE} dE = \frac{2\hbar}{T} \frac{dN}{dE} dx,$$

для полной вероятности перехода получаем формулу

$$P(T) = 4 |\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle|^2 \frac{dN}{dE} \frac{T}{2\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{\sin^2 x}{x^2}.$$

Входящий сюда интеграл равен π , так что для вероятности перехода окончательно имеем

$$P(T) = \frac{2\pi T}{\hbar} |\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle|^2 \frac{dN}{dE}. \quad (10.18)$$

Обозначение $\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle$ указывает на то, что мы рассматриваем вероятность перехода из состояния $|\alpha\rangle$ в состояния $|\beta\rangle$. Поскольку гамильтониан H_{int} предполагается не зависящим от времени, вероятность перехода оказывается пропорциональной времени T . Скорость переходов есть вероятность перехода в единицу времени, и поэтому

$$w_{\beta\alpha} = \dot{P}(T) = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle|^2 \frac{dN}{dE}. \quad (10.19)$$

Так мы получаем знаменитое «золотое правило» (Ферми на самом деле называл его «золотым правилом номер 2»). Оно необычайно помогает при обсуждении всех процессов квантовых переходов в атомной и субатомной физике, и далее мы будем очень часто пользоваться им. Множитель

$$\frac{dN}{dE} \equiv \rho(E) \quad (10.20)$$

называется *множителем плотности состояний*; он характеризует число доступных состояний, приходящихся на единичный интервал энергии; подробнее о множителе плотности состояний мы расскажем в § 2 этой главы.

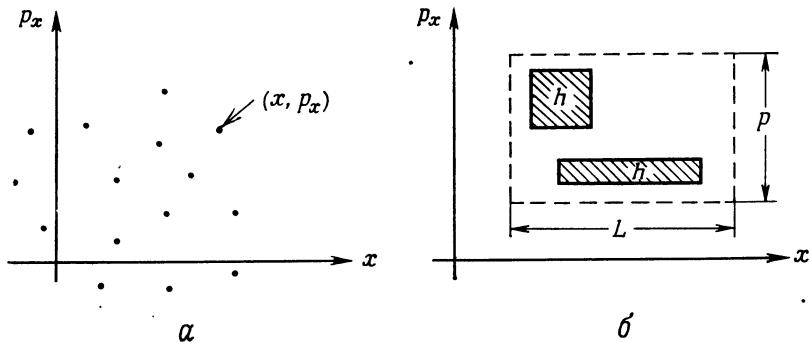
● В некоторых приложениях случается так, что матричный элемент $\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle$, связывающий состояния с одинаковой энергией, равен нулю. Рассуждения, которые приводят к приближенной формуле (10.18), нужно вести тогда немного иначе. Именно приближенную формулу, полученную в этом указанном случае, Ферми назвал «золотым правилом номер 1». Ее можно выписать очень просто: надо только заменить матричный элемент $\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle$ в (10.19) на следующую величину:

$$\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle \rightarrow - \sum_n \frac{\langle \beta | H_{\text{int}} | n \rangle \langle n | H_{\text{int}} | \alpha \rangle}{E_n - E_\alpha}. \quad (10.21)$$

Одноступенчатый переход $|\alpha\rangle \rightarrow |\beta\rangle$ из начального состояния в конечное заменяется, таким образом, суммой двухступенчатых переходов. Они являются переходами из начального состояния $|\alpha\rangle$ во все достижимые промежуточные состояния $|n\rangle$ и переходами из них в конечное состояние $|\beta\rangle$. ●

§ 2. ФАЗОВОЕ ПРОСТРАНСТВО

В этом параграфе мы выведем формулы для множителя плотности состояний $\rho(E) \equiv dN/dE$, пригодные в разных случаях. Вначале рассмотрим одномерную задачу. Пусть частица движется вдоль оси x с импульсом p_x .



Фиг. 10.4. Классическое (а) и квантовомеханическое (б) одномерные фазовые пространства. В классической механике состояние частицы можно характеризовать точкой. В квантовой механике состояние частицы изображается ячейкой объемом $h = 2\pi\hbar$.

Положение и импульс частицы, взятые вместе, характеризуют точку на плоскости с координатными осями x и p_x («плоское» фазовое пространство). В фазовом пространстве состояния частицы надо представлять по-разному в классической и в квантовой механике. В классической механике положение и импульс частицы можно измерить одновременно с наперед заданной точностью, и состояние частицы можно характеризовать просто точкой (фиг. 10.4, а). В квантовой механике, однако, имеется существенное ограничение. Соотношение неопределенности

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar$$

показывает, что положение и импульс частицы нельзя одновременно точно измерить. Произведение неопределенностей положения и импульса должно быть больше или порядка \hbar , а следовательно, состояние частицы надо представлять в фазовом пространстве не просто точкой, а ячейкой. Форма ячейки определяется физическим характером измерения, которое мы производим над частицей, чтобы установить ее состояние, однако объем ячейки всегда оказывается равным $\hbar = 2\pi\hbar$. На фиг. 10.4, б взят объем L_p . Максимальное число ячеек, которые можно заключить в этот объем, равно частному от деления полного объема L_p на объем отдельной ячейки, т. е. равно отношению

$$N = \frac{L_p}{2\pi\hbar}. \quad (10.22)$$

Таким образом, N — число состояний, имеющихся в объеме L_p ¹⁾.

Справедливость формулы (10.22) можно проверить также и следующим образом. Рассмотрим одномерную бесконечно глубокую прямоугольную яму, показанную на фиг. 10.5. Внутри этой ямы уравнение Шредингера имеет вид

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0, \quad (10.23)$$

причем волновая функция должна обращаться в нуль на стенках ямы, т. е.

$$\psi(0) = \psi(L) = 0.$$

Взяв волновую функцию в виде $\psi(x) = A \sin kx$, мы автоматически удовлетворим граничному условию при $x = 0$. Подставляя это выражение для волновой функции в (10.23), получаем

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}.$$

Из граничного условия $\psi(L) = 0$ следует, что $\sin kL = 0$, т. е. $kL = N\pi$, где N — произвольное целое число. Таким образом, имеем следующую формулу для энергетических уровней:

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} N^2, \quad \text{где } N = 1, 2, \dots. \quad (10.24)$$

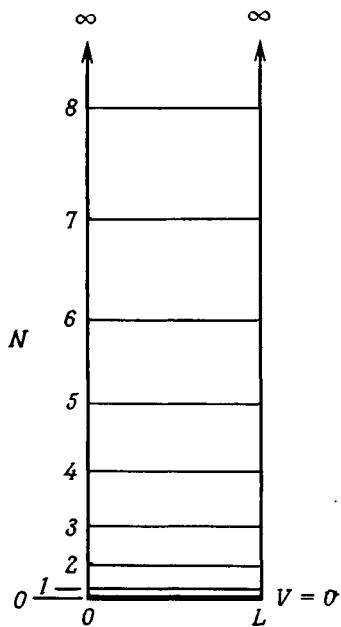
Число N , как легко видеть, равно числу энергетических уровней с энергией меньшей E . Для каждого значения энергии имеется два возможных значения импульса $p = \pm (2mE)^{1/2}$, где знак характеризует направление движения (вдоль или против положительного направления оси x). Из (10.24) непосредственно получаем

$$N = \frac{L_p}{2\pi\hbar}$$

в полном согласии с формулой (10.22).

¹⁾ Обратите внимание, что N — число состояний, а не число частиц. Одно состояние может быть занято одним фермионом, но произвольным числом бозонов.

Формула (10.22) относится к частице, обладающей *одной* степенью свободы. Для частицы, движущейся в трехмерном пространстве, объем ячейки



Фиг. 10.5. Энергетические уровни в бесконечной прямоугольной потенциальной яме.



равен $h^3 = (2\pi\hbar)^3$ и число состояний, находящихся в объеме $\int d^3x d^3p$ в шестимерном фазовом пространстве, можно вычислить по формуле

$$N_1 = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3x d^3p. \quad (10.25)$$

Нижний индекс «1» указывает, что N_1 — число состояний одной частицы. Если наша частица заключена в обычном пространстве в объеме V , то, интегрируя в (10.25) по d^3x , получаем

$$N_1 = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3p. \quad (10.26)$$

Множитель плотности состояний (10.20) мы теперь можем немедленно рассчитать:

$$\rho_1 = \frac{dN_1}{dE} = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \frac{d}{dE} \int d^3p = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \frac{d}{dE} \int p^2 dp d\Omega; \quad (10.27)$$

здесь $d\Omega$ — элемент телесного угла. Так как $E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2$, то для производной по E имеем

$$\frac{d}{dE} = \frac{E}{pc^2} \frac{d}{dp},$$

и следовательно (учитывая, что $(d/dp) \int dp \rightarrow 1$), находим

$$\rho_1 = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \frac{pE}{c^2} \int d\Omega. \quad (10.28)$$

Для переходов во все возможные конечные состояния с различными направлениями импульса p множитель плотности состояния для одной частицы дается, таким образом, формулой

$$\rho_1 = \frac{VpE}{2\pi^2 c^2 \hbar^3}. \quad (10.29)$$

Вычислим теперь множитель плотности состояний для двух частиц (частиц 1 и 2). Когда полный импульс системы двух частиц задан, тогда по импульсу одной частицы можно найти значение импульса другой частицы, и поэтому никаких дополнительных степеней свободы на самом деле в нашей двухчастичной системе по сравнению с одночастичной нет. Полное число состояний в импульсном пространстве то же, что и для одной частицы, т. е. равно N_1 [см. (10.26)]. Однако множитель числа состояний ρ_2 будет отличаться от множителя (10.28), так как энергия E равна полной энергии системы двух частиц. Теперь мы имеем формулу

$$\rho_2 = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \frac{d}{dE} \int d^3p_1 = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \frac{d}{dE} \int p_1^2 dp_1 d\Omega_1, \quad (10.30)$$

где

$$dE = dE_1 + dE_2 = \frac{p_1 c^2}{E_1} dp_1 + \frac{p_2 c^2}{E_2} dp_2.$$

Дальнейшее вычисление проще всего провести в системе центра масс, в которой $p_1 + p_2 = 0$. Тогда

$$p_1^2 = p_2^2,$$

откуда следует

$$p_1 dp_1 = p_2 dp_2,$$

а потому

$$dE = p_1 dp_1 \frac{(E_1 + E_2)}{E_1 E_2} c^2.$$

Таким образом, для множителя плотности числа состояний получаем окончательную формулу

$$\rho_2 = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3 c^2} \frac{E_1 E_2}{(E_1 + E_2) p_1} \frac{d}{dp_1} \int p_1^2 dp_1 d\Omega_1,$$

или формулу

$$\rho_2 = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3 c^2} \frac{E_1 E_2 p_1}{E_1 + E_2} \int d\Omega_1. \quad (10.31)$$

Обобщение формулы (10.30) на случай системы из трех или большего числа частиц совершенно очевидно. Рассмотрим, к примеру, три частицы. В системе центра масс импульсы частиц ограничены условием

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3 = 0; \quad (10.32)$$

из него следует, что импульсы каких-то двух из наших трех частиц могут изменяться совершенно произвольно и независимо. Импульс третьей частицы находится из (10.32). Таким образом, соответствующее число состояний равно

$$N_3 = \frac{V^2}{(2\pi\hbar)^6} \int d^3 p_1 \int d^3 p_2, \quad (10.33)$$

а потому для множителя плотности числа состояний имеем формулу

$$\rho_3 = \frac{V^2}{(2\pi\hbar)^6} \frac{d}{dE} \int d^3 p_1 \int d^3 p_2. \quad (10.34)$$

Обобщение формулы (10.34) на случай n частиц выглядит так:

$$\rho_n = \frac{V^{n-1}}{(2\pi\hbar)^{3(n-1)}} \frac{d}{dE} \int d^3 p_1 \dots \int d^3 p_{n-1}. \quad (10.35)$$

Формула (10.34) понадобится нам в гл. 11. Там мы расскажем, как ее можно преобразовать.

§ 3. КЛАССИЧЕСКОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Энергия (гамильтониан) свободной нерелятивистской частицы с массой m , обладающей импульсом $\mathbf{p}_{\text{своб}}$, вычисляется по формуле

$$H_{\text{своб}} = \frac{\mathbf{p}_{\text{своб}}^2}{2m}. \quad (10.36)$$

Как изменится вид гамильтониана, если частица будет двигаться в электрическом \mathcal{E} и магнитном \mathbf{B} полях? Оказывается, эти изменения лучше всего выразить, используя скалярный A_0 и векторный \mathbf{A} потенциалы (а не сами поля \mathcal{E} и \mathbf{B}). Скалярный и векторный потенциалы вводят так, что поля

вычисляются по ним с помощью формул¹⁾

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (10.37)$$

$$\mathcal{E} = -\nabla A_0 - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (10.38)$$

Гамильтониан точечной частицы с зарядом q , движущейся во внешнем поле, можно получить из гамильтониана свободной частицы, если воспользоваться предписанием Лармора²⁾. Согласно ему, энергию и импульс свободной частицы надо заменить следующим образом:

$$H_{\text{своб}} \rightarrow H_{\text{своб}} - qA_0, \quad \mathbf{p}_{\text{своб}} \rightarrow \mathbf{p} - \frac{q}{c} \mathbf{A}. \quad (10.39)$$

Получающееся взаимодействие называют *минимальным электромагнитным взаимодействием*. Этот термин придумал Гелл-Манн, чтобы подчеркнуть то обстоятельство, что только одна величина, а именно заряд q , вводится нами в теории электромагнетизма в качестве фундаментальной постоянной. Имеющиеся токи мы считали обязательно связанными с движением заряженных частиц. В частности, ток, создаваемый точечной частицей, дается выражением $q\mathbf{v}$. Далее, мы считаем, что все мультипольные моменты (дипольный, квадрупольный и т. д.) обязаны исключительно *структуре* частицы; в качестве фундаментальных постоянных эти моменты мы не рассматриваем.

Производя замену (10.39) в гамильтониане (10.36), получаем гамильтониан

$$H = \frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right)^2 + qA_0, \quad (10.40)$$

или

$$H = H_{\text{своб}} + H_{\text{int}} + \frac{q^2 A^2}{2mc^2}, \quad (10.41)$$

где $H_{\text{своб}}$ дается формулой (10.36), а для гамильтониана H_{int} имеем

$$H_{\text{int}}(\mathbf{x}) = -\frac{q}{mc} \mathbf{p} \cdot \mathbf{A} + qA_0. \quad (10.42)$$

Для всех напряженностей полей, встречающихся на практике, последнее слагаемое в (10.41) настолько мало, что им всегда можно пренебречь. Когда нет никаких внешних электрических зарядов, скалярный потенциал обращается в нуль и энергия взаимодействия дается формулой

$$H_{\text{int}}(\mathbf{x}) = -\frac{q}{mc} \mathbf{p} \cdot \mathbf{A} = -\frac{q}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{A}. \quad (10.43)$$

¹⁾ См. Джексон, § 6.4

²⁾ См. книгу Лармора [1]. См. также Мессиа, § 20.4 и 20.5, Джексон, § 12.5; Парк, § 7.6. Обратите внимание, что здесь заряд q может быть как положительным, так и отрицательным, в то время как заряд e всегда положителен.

Взаимодействие $H_{\text{int}}(x)$ в (10.42) есть энергия взаимодействия нерелятивистской точечной частицы, находящейся в точке x , и электромагнитного поля, характеризуемого потенциалами A и A_0 . Формула (10.43) оказывается вполне достаточной для очень многих приложений. В частности, она позволяет описывать процессы испускания и поглощения фотонов. Для некоторых других случаев, например при описании электромагнитного взаимодействия между двумя частицами, нам необходимо изменить приведенные формулы, выразив в них потенциалы через токи и заряды, порождающие их. Вместо того чтобы выводить общую формулу, давайте рассмотрим несколько характерных примеров, которые нам понадобятся позже.

Самый простой случай мы имеем, когда электромагнитное поле создается точечным зарядом q' , находящимся в точке x' . Потенциал тогда равен

$$A_0(x) = \frac{i q'}{|x - x'|}, \quad (10.44)$$

а взаимодействие оказывается обычным *кулоновским взаимодействием*, с которым мы уже встречались в гл. 6 [см. (6.15)]. Когда заряд q' размазан по некоторому объему, например по объему атомного ядра, тогда скалярный потенциал нужно рассчитывать по формуле¹⁾

$$A_0(x) = q' \int d^3x' \frac{\rho'(x')}{|x - x'|}, \quad (10.45)$$

а взаимодействие имеет вид, указанный в (6.23). Заряд, содержащийся в малом объеме d^3x' , окружающем точку x' , равен $q' \rho'(x') d^3x'$, причем плотность вероятности $\rho'(x')$ нормирована условием (6.26).

Гамильтониан взаимодействия точечной частицы с электромагнитным векторным потенциалом дается формулой (10.43). Если частица не точечная, а протяженная с распределением электрического заряда $q\rho(x)$, то множитель $qp/m = qv$ в формуле (10.43) следует заменить на величину

$$q \int d^3x \rho(x) v(x).$$

Непосредственно очевидно, что

$$q\rho(x) v(x) = qj(x), \quad (10.46)$$

где $qj(x)$ — плотность электрического тока, а именно заряд, протекающий через единицу площади в единицу времени. Учитывая (10.46), взаимодействие нашей частицы с внешним потенциалом $A(x)$ можно представить в окон-

¹⁾ См. Джексон, формула (1.17). Наши формулы отличаются от формул Джексона наличием дополнительных множителей q и q' , потому что наша плотность $\rho(x)$ есть плотность вероятности найти частицу, а не плотность электрического заряда. Аналогично наше $j(x)$, о котором мы будем говорить ниже, есть плотность тока вероятности, а не плотность электрического тока.

чательном виде:

$$H_{\text{int}} = -\frac{q}{c} \int d^3x \mathbf{j}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{A}(\mathbf{x}). \quad (10.47)$$

Итак, мы получили знаменитую формулу «*j*-точка-*A*». Формула (10.47) — одна из фундаментальных, на которой основано большое число вычислений.

Векторный потенциал $\mathbf{A}(\mathbf{x})$, создаваемый плотностью тока $q' \mathbf{j}'(\mathbf{x}')$, можно вычислить по формуле¹

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{q'}{c} \int d^3x' \mathbf{j}'(\mathbf{x}') \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}. \quad (10.48)$$

Подставляя это выражение для $\mathbf{A}(\mathbf{x})$ в (10.47), получаем

$$H_{\text{int}} = -\frac{qq'}{c^2} \int d^3x \int d^3x' \mathbf{j}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{j}'(\mathbf{x}') \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}. \quad (10.49)$$

Это взаимодействие тока с током впервые было введено в науку Ампером; оно с успехом используется в настоящее время в теории слабых взаимодействий.

Еще одно классическое соотношение оказывается очень полезным в субатомной физике, а именно *уравнение непрерывности*. Из уравнений Максвелла следует, что плотности заряда ρ и тока \mathbf{j} удовлетворяют уравнению

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0. \quad (10.50)$$

Интегрируя уравнение (10.50) по объему V , мы непосредственно видим связь этого уравнения и закона сохранения электрического заряда:

$$\int_V d^3x \frac{\partial \rho(\mathbf{x})}{\partial t} = - \int_V d^3x \nabla \cdot \mathbf{j} = - \int_S d\mathbf{S} \cdot \mathbf{j}.$$

Здесь S — поверхность, ограничивающая объем V . Если эту поверхность неограниченно расширять до бесконечности от области, где находится рассматриваемая система, ток через нее станет равным нулю. Переставляя операции интегрирования и дифференцирования в выражении, стоящем в левой части, а также умножая правую и левую части на q , получаем

$$\frac{d}{dt} \int_V d^3x q \rho(\mathbf{x}) = \frac{d}{dt} Q_{\text{полн}} = 0. \quad (10.51)$$

Уравнение непрерывности, таким образом, выражает закон сохранения электрического заряда.

¹⁾ См. Джексон, формула (5.32).

§ 4. ИСПУСКАНИЕ ФОТОНОВ¹⁾

Все формулы, которые мы привели в предыдущем параграфе,— классические, и, следовательно, их нельзя непосредственно использовать в квантовомеханической теории. Пытаясь дать квантовомеханическое обобщение классическим формулам, мы сталкиваемся с двумя проблемами. Во-первых, энергию взаимодействия надо «перевести» на язык квантовой механики, а для этого ее надо сделать оператором — гамильтонианом взаимодействия. Во-вторых, после построения оператора H_{int} мы должны еще суметь вычислить скорость переходов или эффективное сечение для конкретного рассматриваемого процесса, чтобы можно было производить сопоставление предсказаний развивающейся теории с экспериментом. И мы здесь не сможем продвинуться в решении этих задач, если не будем использовать не вполне обоснованных рассуждений. Большой проблемой является сам фотон. Он всегда движется со скоростью света, а потому нерелятивистское описание фотона бессмысленно и невозможно. Далее, для большинства интересующих нас процессов участвующие в них частицы обладают энергиями, много большими их энергий покоя, а потому эти частицы мы должны рассматривать как релятивистские. Должное обсуждение квантовой электродинамики, однако, выходит за пределы уровня рассуждений, принятого в этой книге. Поэтому мы подробно расскажем здесь только об одном процессе, а именно об испускании фотона квантовомеханической системой. Многие важные положения квантовой электродинамики отчетливо проявляются уже в таком простом случае.

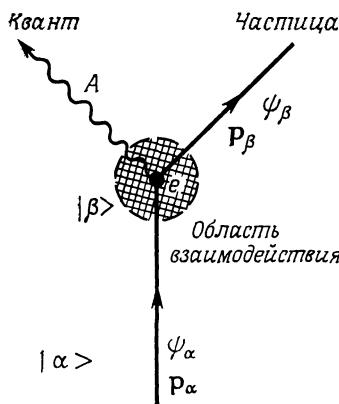
Элементарный процесс испускания кванта света показан на фиг. 10.6. Этот процесс предстает перед нами в кинематическом и динамическом аспектах. Примером кинематического вопроса является следующий: «Чему равны энергия и импульс фотона, если он был испущен под определенным углом?» На этот вопрос можно дать ответ сразу, если только использовать законы сохранения энергии и импульса. Примеры динамических вопросов следующие: «Какова вероятность распада? Какова поляризация испущенного излучения?» На эти вопросы можно ответить только в том случае, если точно известна форма, или вид, взаимодействия, вызывающего испускание фотона. В настоящем параграфе мы займемся самой простой динамической проблемой, а именно вычислим время жизни системы относительно ее электромагнитного распада, используя формулу (10.1) золотого правила. Прежде всего мы должны остановить свой выбор на каком-нибудь гамильтониане

¹⁾ Проблемы, которые по необходимости приходится рассматривать при любом изложении теории излучения, не позволяют написать действительно общедоступное введение в этот предмет. По-видимому, легче всего начинать знакомиться с теорией излучения по замечательной статье Ферми [2]. Получить первое знакомство с более современными вопросами теории можно по книге Фейнмана [3]. Этот параграф немного труднее, чем другие в данной главе, и часть материала в нем можно спокойно опустить, так как он никак не используется в последующих главах книги.

взаимодействия H_{int} . При этом самым привлекательным выглядит гамильтониан (10.43) из § 3 этой главы¹⁾. Для электрона с зарядом $q = -e$ ($e > 0$) гамильтониан взаимодействия, обозначаемый теперь символом H_{em} ²⁾, дается выражением

$$H_{em} = e \frac{\mathbf{p}}{mc} \cdot \mathbf{A}. \quad (10.52)$$

В этом гамильтониане имеется три множителя, которые мы можем связать с отдельными элементами диаграммы на фиг. 10.6. Это векторный потенциал



Фиг. 10.6. Испускание фотона атомной или субатомной системой при переходе $|\alpha\rangle \rightarrow |\beta\rangle$.

\mathbf{A} , который описывает испускаемый фотон, затем множитель \mathbf{p}/mc , который характеризует частицу, и, наконец, константа e , которая задает силу, или величину взаимодействия.

Классическое выражение для H_{em} легко сделать оператором, если вместо входящих в него величин \mathbf{p} и \mathbf{A} подставить соответствующие квантовомеханические операторы. Сделать импульс \mathbf{p} оператором просто: оператор импульса имеет следующий вид:

$$\mathbf{p} \rightarrow -i\hbar \nabla. \quad (10.53)$$

1) Многие студенты утверждают, что лучший способ решить задачу в курсе общей физики состоит в следующем. Надо выписать символы всех физических величин, которые встречаются в условии задачи. Затем найти формулу в учебнике, в которую входят все эти величины. Подставляя значения данных величин в эту формулу, легко найти значение той величины, которую спрашивают. Конечно, можно только позабавиться над столь наивным способом действия, но ведь мы делаем буквально то же самое, когда сталкиваемся с новым физическим явлением, в частности составляем новый гамильтониан взаимодействия. Мы берем физические величины, имеющие отношение к нашей проблеме, и образуем из них комбинации, которые инвариантны или обладают вполне определенными трансформационными свойствами в отношении законов инвариантности.

2) Индекс *em* от английского слова *electromagnetic*. — Прим. ред.

Эта замена объясняется во всех курсах нерелятивистской квантовой механики. Сделать потенциал A оператором не столь просто: для этого надо фиксировать свое внимание на каком-нибудь одном конкретном процессе. При распаде состояния $|\alpha\rangle$ могут происходить два различных процесса излучения фотона. Первый процесс связан с внешним электромагнитным полем, порожденным, например, фотонами, падающими на систему, пребывающую в состоянии $|\alpha\rangle$. В этом случае A будет полем, которое создано этими фотонами и вызывает так называемое *стимулированное* или *индукционное* излучение фотона состоянием $|\alpha\rangle$. Стимулированное излучение фотонов — это тот физический процесс, который лежит в основе работы лазеров. Здесь мы, однако, будем интересоваться вторым процессом излучения, который называют *спонтанным* излучением. Состояние $|\alpha\rangle$ может распадаться даже и тогда, когда внешнее электромагнитное поле отсутствует, т. е. совершенно спонтанным образом. Выражение для A в случае спонтанного излучения никак нельзя получить из формул нерелятивистской квантовой механики, потому что фотоны — релятивистские частицы. Мы обойдем, однако, эту трудность, связанную с необходимостью использовать строгую квантовую электродинамику, и просто *постулируем*, что A есть *волновая функция рожденного фотона*¹⁾.

Проведем первый этап нашего рассуждения и найдем вид функции A . Возьмем векторный потенциал классической электромагнитной плоской волны

$$\mathbf{A} = a_0 \hat{\mathbf{e}} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t), \quad (10.54)$$

где $\hat{\mathbf{e}}$ — вектор поляризации волны, a_0 — ее амплитуда. Когда рассматриваемая волна заключена в объеме V , ее средняя энергия равна

$$W = \frac{V}{4\pi} |\mathbf{E}|^2,$$

откуда с использованием (10.38) получаем

$$W = \frac{V\omega^2 a_0^2}{4\pi c^2} \sin^2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t) = \frac{V\omega^2 a_0^2}{8\pi c^2}. \quad (10.55)$$

Если функция A описывает один фотон, заключенный в объеме V , то W должно быть равно энергии этого фотона $E_\gamma = \hbar\omega$. Из этого условия мы получаем следующее значение амплитуды a_0 :

$$a_0 = \left[\frac{8\pi\hbar c^2}{\omega V} \right]^{1/2}. \quad (10.56)$$

Положив, кроме того, $E_\gamma = \hbar\omega$ и $\mathbf{p}_\gamma = \hbar\mathbf{k}$, мы полностью определяем вид волновой функции рожденного фотона (10.54). Функция A должна быть

¹⁾ Этот постулат можно, конечно, оправдать в рамках квантовой электродинамики. У нас здесь нет, однако, другого выбора, как взять приведенное положение без каких-либо пояснений. См. *Мерцбахер*, гл. 22, и *Мессия*, § 21.27.

вещественной, поскольку с нею связана классическая наблюдаемая величина, а потому вещественными должны быть поля \mathbf{E} и \mathbf{B} [см. (10.37) и (10.38)]. Для приложений к процессам испускания и поглощения фотонов оказывается удобно переписать формулу (10.54) в следующем виде:

$$\mathbf{A} \text{ (один фотон)} = \left[\frac{2\pi\hbar^2 c^2}{E_\gamma V} \right]^{1/2} \hat{\mathbf{e}} \{ e^{i(\mathbf{p}_\gamma \cdot \mathbf{x} - E_\gamma t)/\hbar} + e^{-i(\mathbf{p}_\gamma \cdot \mathbf{x} - E_\gamma t)/\hbar} \}. \quad (10.57)$$

Здесь \mathbf{A} не является больше классическим векторным потенциалом. Напротив, как мы сказали, мы постулируем, что \mathbf{A} — волновая функция испущенного фотона. Функция \mathbf{A} есть векторная величина, поскольку она описывает фотон, который является частицей со спином 1 (см. § 5 гл. 5). Приступим ко второму этапу рассуждения и составим выражение для матричного элемента оператора H_{em} :

$$\langle \beta | H_{em} | \alpha \rangle \equiv \int d^3x \psi_\beta^* H_{em} \psi_\alpha = \frac{e}{mc} \int d^3x \psi_\beta^* \mathbf{p} \psi_\alpha \cdot \mathbf{A} = -i \frac{e\hbar}{mc} \int d^3x \psi_\beta^* \nabla \psi_\alpha \cdot \mathbf{A}. \quad (10.58)$$

Чтобы дальше раскрыть это выражение, необходимо сделать два приближения. Во-первых, используем так называемое *электрическое дипольное приближение*, т. е. экспоненты в \mathbf{A} , зависящие от импульса, разложим в ряд

$$e^{\pm i\mathbf{p}_\gamma \cdot \mathbf{x}/\hbar} = 1 \pm i \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}}{\hbar} + \dots . \quad (10.59)$$

Как видим, экспоненты можно заменить на 1, если $\mathbf{p}_\gamma \cdot \mathbf{x} \ll \hbar$. Чтобы хотя бы как-то представить, к каким следствиям ведет это допущение, предположим, что x , грубо говоря, имеет порядок размеров системы, излучающей фотон; обозначим размеры системы через R . Условие, которому должна удовлетворять энергия испускаемого фотона, тогда принимает вид

$$E_\gamma = p_\gamma c \ll \frac{\hbar c}{R} \approx \frac{197 \text{ МэВ}\cdot\text{фм}}{R \text{ (фм)}}. \quad (10.60)$$

Во-вторых, сделаем предположение в отношении физической структуры распадающейся системы. Допустим, что она *бесспиновая* и настолько тяжелая, что можно считать, что она *покоится* как до, так и после испускания фотона. Тогда волновые функции ψ_α и ψ_β можно записать в виде

$$\begin{aligned} \psi_\alpha(\mathbf{x}, t) &= \Phi_\alpha(\mathbf{x}) e^{-iE_\alpha t/\hbar}, \\ \psi_\beta(\mathbf{x}, t) &= \Phi_\beta(\mathbf{x}) e^{-iE_\beta t/\hbar}, \end{aligned} \quad (10.61)$$

где $\Phi_\alpha(\mathbf{x})$, $\Phi_\beta(\mathbf{x})$ — функции, описывающие пространственные размеры системы до и после излучения ею фотона (см. гл. 6); E_α , E_β — энергии покоя начального и конечного состояний. Закон сохранения энергии требует, чтобы

$$E_\alpha = E_\beta + E_\gamma. \quad (10.62)$$

Подставляя (10.57), (10.59), (10.61) в выражение (10.58) для матричного элемента, получаем

$$\langle \beta | H_{em} | \alpha \rangle = -\frac{i\hbar^2 e}{m} \left[\frac{2\pi}{E_\gamma V} \right]^{1/2} (e^{i(E_\beta - E_\gamma - E_\alpha)t/\hbar} + e^{i(E_\beta + E_\gamma - E_\alpha)t/\hbar}) \hat{\epsilon} \times \\ \times \int d^3x \Phi_\beta^* \nabla \Phi_\alpha. \quad (10.63)$$

Две экспоненты, появившиеся в последней формуле, ведут себя совершенно по-разному. Если использовать (10.62), то первая экспонента превратится в экспоненту $\exp[-2iE_\gamma t/\hbar]$. Теория возмущений в форме, развитой в § 1 настоящей главы, приложима только тогда, когда в согласии с (10.16) время t больше по сравнению с $2\pi\hbar/E_\gamma$. При столь больших временах рассматриваемая экспонента очень сильно осциллирует. Так как при любом наблюдении происходит усреднение по интервалам времен, удовлетворяющим неравенству (10.16), видим, что рассматриваемые быстрые осцилляции делают равным нулю любой вклад в матричный элемент от первой экспоненты. Вторая экспонента равна 1, так как имеет место условие сохранения энергии (10.62). Таким образом, матричный элемент для испускания фотона равен следующей величине:

$$\langle \beta | H_{em} | \alpha \rangle = -i \frac{\hbar^2 e}{m} \left[\frac{2\pi}{E_\gamma V} \right]^{1/2} \hat{\epsilon} \cdot \int d^3x \Phi_\beta^* \nabla \Phi_\alpha. \quad (10.64)$$

[Если бы фотон поглощался, а не испускался при переходе $|\alpha\rangle \rightarrow \beta$, то вместо условия (10.62) мы имели бы условие $E_\alpha + E_\gamma = E_\beta$. Тогда первая экспонента в (10.63) обратилась бы в 1, а вторая сильно осциллировала бы и не давала вклада.] Скорость переходов со спонтанным испусканием фотонов можно теперь вычислить по формуле золотого правила (10.19):

$$dw_{\beta\alpha} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \beta | H_{em} | \alpha \rangle|^2 \rho(E_\gamma). \quad (10.65)$$

Так как $p_\gamma = E_\gamma/c$, то из формулы (10.28) для множителя плотности состояний $\rho(E_\gamma)$ имеем выражение

$$\rho(E_\gamma) = \frac{E_\gamma^2 V d\Omega}{(2\pi\hbar c)^3}. \quad (10.66)$$

Здесь $dw_{\beta\alpha}$ — вероятность испускания в единицу времени фотона с импульсом p_γ в элемент телесного угла $d\Omega$. Подставляя (10.64) в (10.65), для скорости переходов получаем

$$dw_{\beta\alpha} = \frac{e^2 E_\gamma}{2\pi m^2 c^3} \left| \hat{\epsilon} \cdot \int d^3x \Phi_\beta^* \nabla \Phi_\alpha \right|^2 d\Omega. \quad (10.67)$$

Если волновые функции Φ_α и Φ_β известны, то мы можем их подставить в формулу (10.67) и вычислить вероятность переходов. Однако интеграл, содержащий волновые функции, можно пока не рассчитывать, а просто

немного преобразовать, т. е. представить в более удобном виде, чтобы из формулы (10.67) сразу были ясно видны все основные особенности процесса испускания фотона. Предположим, что гамильтониан H_0 , описывающий нашу распадающуюся систему (не гамильтониан электромагнитного взаимодействия), имеет вид

$$H_0 = \frac{P^2}{2m} + V(x),$$

где $V(x)$ не зависит от импульса частицы, а потому коммутирует с x . Для гамильтониана H_0 мы имеем уравнения на собственные функции и собственные значения

$$H_0\Phi_\alpha = E_\alpha\Phi_\alpha, \quad H_0\Phi_\beta = E_\beta\Phi_\beta. \quad (10.68)$$

Из коммутационного соотношения

$$xp_x - p_xx = i\hbar \quad (10.69)$$

и соответствующих соотношений для y и z получаем коммутационное соотношение для операторов H_0 и x

$$xH_0 - H_0x = \frac{i\hbar}{m} p = \frac{\hbar^2}{m} \nabla. \quad (10.70)$$

Используя эту формулу для оператора градиента, имеющегося в (10.67), и формулы (10.68), для интеграла в (10.67) получаем

$$\begin{aligned} \int d^3x \Phi_\beta^* \nabla \Phi_\alpha &= \frac{m}{\hbar^2} \int d^3x \Phi_\beta^* (xH_0 - H_0x) \Phi_\alpha = \\ &= \frac{m}{\hbar^2} (E_\alpha - E_\beta) \int d^3x \Phi_\beta^* x \Phi_\alpha = \frac{m}{\hbar^2} E_\gamma \int d^3x \Phi_\beta^* x \Phi_\alpha. \end{aligned}$$

Появившийся здесь интеграл — это матричный элемент вектора x , и его сокращенно можно записать в виде

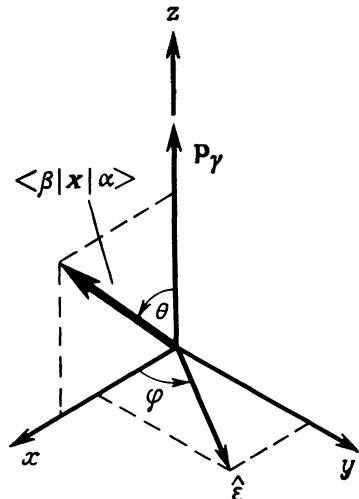
$$\int d^3x \Phi_\beta^* x \Phi_\alpha \equiv \langle \beta | x | \alpha \rangle. \quad (10.71)$$

Скорость переходов в элемент телесного угла $d\Omega$, таким образом, дается формулой

$$dw_{\beta\alpha} = \frac{e^2}{2\pi\hbar^4 c^3} E_\gamma^2 |\hat{e} \cdot \langle \beta | x | \alpha \rangle|^2 d\Omega. \quad (10.72)$$

Давайте на одно мгновение внесем множитель e в матричный элемент, который станет после этого матричным элементом $\langle \beta | ex | \alpha \rangle$. Поскольку ex — электрический дипольный момент, излучение, описываемое формулой (10.72), называют «электрическим дипольным излучением» (мы его так уже называли выше). Вектор $\langle \beta | x | \alpha \rangle$ характеризует распадающуюся систему; энергия E_γ и вектор поляризации \hat{e} относятся к испускаемому фотону. Для свобод-

ногого фотона единичный вектор \hat{e} перпендикулярен импульсу фотона p_γ (см. § 5 гл. 5). Взаимное расположение векторов $\langle \beta | x | \alpha \rangle$, p_γ и \hat{e} показано на фиг. 10.7. Без ограничения общности можно всегда выбрать координатную систему таким образом, чтобы вектор p_γ был направлен по оси z , а вектор $\langle \beta | x | \alpha \rangle$ лежал в плоскости xz ; при этом вектор поляризации \hat{e} будет



Фиг. 10.7. Вектор поляризации \hat{e} фотона, испущенного вдоль оси z , лежит в плоскости xy . Вектор $\langle \beta | x | \alpha \rangle$, описывающий распадающуюся систему, лежит в плоскости xz .

лежать в плоскости xy . Если использовать углы θ и φ , показанные на фиг. 10.7, то компоненты векторов $\langle \beta | x | \alpha \rangle$ и \hat{e} будут $\langle \beta | x | \alpha \rangle = |\langle \beta | x | \alpha \rangle|(\sin \theta, 0, \cos \theta)$, $\hat{e} = (\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$. Вычисляя тогда по этим компонентам скалярное произведение в (10.72), получаем формулу

$$dw_{\beta\alpha} = \frac{e^2}{2\pi\hbar^4 c^3} E_y^3 |\langle \beta | x | \alpha \rangle|^2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi d\Omega. \quad (10.73)$$

Если мы имеем дело с таким экспериментом, в котором не можем наблюдать поляризацию испускаемых фотонов, то вероятность $dw_{\beta\alpha}$ надо проинтегрировать по углу φ и просуммировать по двум состояниям поляризации. Суммирование ведет к появлению множителя 2; считая, что $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$, и учитывая, что $\int_0^{2\pi} d\varphi \cos^2 \varphi = \pi$, для скорости переходов с испусканием неполяризованного фотона находим формулу

$$dw_{\beta\alpha} = \frac{e^2}{\hbar^4 c^3} E_y^3 |\langle \beta | x | \alpha \rangle|^2 \sin^3 \theta d\theta. \quad (10.74)$$

Полная скорость переходов $w_{\beta\alpha}$ получается интегрированием по θ последней формулы:

$$w_{\beta\alpha} = \int_0^\pi dw_{\beta\alpha} = \frac{4}{3} \frac{e^2}{\hbar^4 c^3} E_\gamma^3 |\langle \beta | x | \alpha \rangle|^2. \quad (10.75)$$

Время жизни (среднее время жизни) системы в состоянии α дается обратной величиной $w_{\beta\alpha}$.

Физический смысл формулы (10.75) для полной скорости переходов станет более наглядным, если мы перепишем ее, используя более удобные единицы измерения входящих в нее основных величин. Если распадающаяся система (или частица) имеет массу m , то характерной длиной для нее будет комптоновская длина волны $\lambda_c = \hbar/mc$, а характерной энергией будет энергия $E_0 = mc^2$. Время, которое требуется свету, чтобы пройти расстояние λ_c , равно $t_0 = \hbar/mc^2$, а обратная величина для этого времени $w_0 = 1/t_0 = = mc^2/\hbar$ представляет собой характерную скорость переходов. Используя величины λ_c , $E_0 = mc^2$, w_0 , формулу (10.75) для скорости переходов можно переписать в виде

$$\frac{w_{\beta\alpha}}{w_0} = \frac{4}{3} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{E_\gamma}{mc^2} \right)^3 \frac{|\langle \beta | x | \alpha \rangle|^2}{\lambda_c^2}. \quad (10.76)$$

Скорость переходов, отнесенная к «естественной» скорости w_0 , дается произведением трех безразмерных множителей, каждый из которых имеет ясный физический смысл. Последний множитель, т. е. множитель $|\langle \beta | x | \alpha \rangle|^2/\lambda_c^2$, вбирает в себя всю информацию о структуре распадающейся системы. Если волновые функции Φ_α и Φ_β известны, то матричный элемент электрического дипольного момента $\langle \beta | x | \alpha \rangle$ можно рассчитать. Однако и до проведения этих вычислений сразу виден ряд важных свойств этого матричного элемента. Например, состояния $|\alpha\rangle$ и $|\beta\rangle$ должны обязательно иметь противоположные четности; иначе матричный элемент $\langle \beta | x | \alpha \rangle$ обратится в нуль и никакого электрического дипольного излучения не будет испущено.

Множитель $(E_\gamma/mc^2)^3$ описывает зависимость интенсивности электрического дипольного излучения от энергии испущенного фотона. Формула (10.66) показывает, что два множителя E_γ в формуле (10.76) происходят от множителя плотности состояний. С увеличением энергии фотона доступный объем в фазовом пространстве становится все больше, а поэтому распады совершаются все более часто. Еще один множитель E_γ получается от матричного элемента $\langle \beta | \nabla | \alpha \rangle$, и, как говорят, он «динамического» происхождения.

Наконец, последний, третий множитель в формуле (10.76)

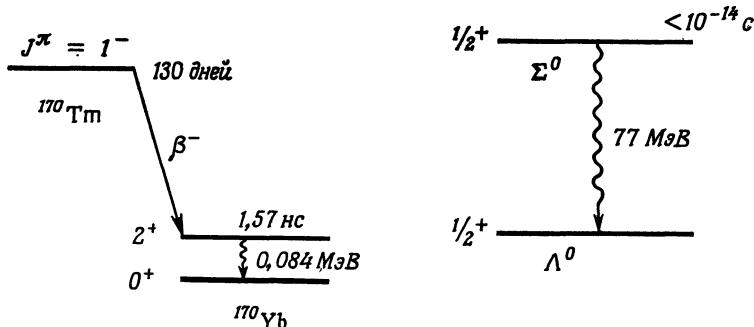
$$\frac{e^2}{\hbar c} \equiv \alpha \approx \frac{1}{137} \quad (10.77)$$

характеризует силу, или величину взаимодействия между заряженной частицей и фотоном; обычно этот множитель называют «постоянной тонкой структуры». Здесь вполне уместно сделать несколько замечаний в отношении α . Во-первых, постоянная α , составленная из комбинации трех размерных фундаментальных констант, сама является безразмерной. Поскольку α просто некоторое число, оно должно иметь одно и то же значение всюду, даже на Транторе или Терминусе [4]. Разумеется, значение этой постоянной должно будет вычисляться в истинной, пока еще не созданной фундаментальной теории. В настоящее время, однако, такой теории (общепринятой и всем понятной) не существует. Во-вторых, заметим, что, к счастью, постоянная α много меньше 1, а потому с успехом можно использовать теорию возмущений при учете эффектов, с ней связанных. Так, формулу (10.76) для скорости переходов мы вывели, используя формулу первого порядка теории возмущений (10.1), и получили результат, пропорциональный α . Формула второго порядка [см. (10.21)] содержит оператор H_{em} дважды, и описывающий ею вклад поэтому пропорционален α^2 , т. е. он намного меньше вклада первого порядка. С примером такой быстрой сходимости ряда теории возмущений мы уже встречались, когда обсуждали g -фактор электрона [см. (6.40)]. В-третьих, отметим, что электрический заряд e выступает в теории в двух различных ролях. В § 2 гл. 7 заряд e появился как аддитивное квантовое число; в настоящем параграфе мы показали, что сила электромагнитного взаимодействия пропорциональна e^2 ; поэтому мы назвали e *константой связи*. Двойственная роль электрического заряда (аддитивное квантовое число и константа связи) сразу же приводит к следующему вопросу. В гл. 7 мы познакомились с другими аддитивными квантовыми числами — барионным числом, гиперзарядом, лептонным числом. А не связаны ли эти числа со своими константами взаимодействия? Если не связаны, то почему?

§ 5. МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

В предыдущем параграфе мы провели подробные расчеты для простого примера проявления электромагнитного взаимодействия, а именно при испускании системой электрического дипольного излучения. В данном параграфе мы расскажем об электромагнитных распадах реальных субатомных систем; при этом окажется, что для этих распадов проведенные в предыдущем параграфе рассмотрения надо несколько обобщить. На фиг. 10.8 показано два примера субатомных электромагнитных распадов. В первом примере ядро ^{170}Tm распадается с испусканием β -излучения с периодом полураспада 130 дней в возбужденное состояние ядра ^{170}Yb , которое затем в свою очередь распадается в свое основное состояние с испусканием γ -излучения с энергией 0,084 МэВ. Во втором примере мы рассматриваем распад нейтральной Σ -частицы; при переходе $\Sigma^0 \xrightarrow{\gamma} \Lambda^0$ испускается γ -излучение с энергией 77 МэВ.

Время жизни Σ -частицы, к сожалению, точно измерить еще не удалось; установлено только, что оно меньше $1,0 \cdot 10^{-14}$ с. Период полураспада 84-кэВ возбужденного состояния ^{170}Yb , напротив, измерен точно и равен 1,57 нс. (Обычно в физике элементарных частиц говорят о *среднем времени жизни*, а в ядерной физике — о *периоде полураспада*.) Принципиальная схема экспериментальной установки, позволяющей измерять времена жизни и периоды



Фиг. 10.8. Два примера субатомных γ -распадов. Масштаб энергии на нижней части фигуры примерно в 100 раз больше.

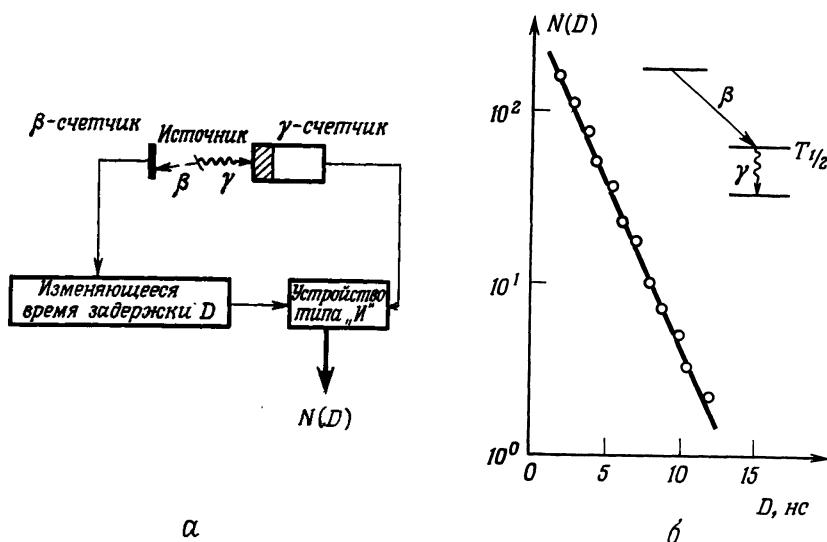
полураспадов, показана на фиг. 10.9¹⁾. Радиоактивный источник, например ^{170}Tm , помещают между двумя счетчиками. Бета-счетчик детектирует β -излучение, которое испускают при переходе в состояние 2^+ ядра ^{170}Yb . По истечении некоторого времени это возбужденное состояние распадается с испусканием фотона с энергией 0,084 МэВ. Для испускания такого фотона мы имеем определенную вероятность задержки на время D . Скорость счета совпадений между задержанным β -импульсом и γ -импульсом производится в суммирующем устройстве «И» (см. § 7 гл. 4). Скорость совпадений работы счетчиков $N(D)$ откладывается в полулогарифмическом масштабе на графике в зависимости от D . Наклон получаемой кривой как раз дает измеряемое время периода полураспада. [Принцип действия подобного рода экспериментальной установки мы уже объясняли в § 7 гл. 5; и график, приведенный на фиг. 10.9, есть просто частный пример экспоненциального распада, показанного на фиг. 5.15.]

Экспериментальный метод, проиллюстрированный на фиг. 10.9, в котором кривая распада измеряется от точки к точке, — один из возможных. Существует много других экспериментальных методик, позволяющих изме-

¹⁾ Методы измерения коротких средних времен жизни и периодов полураспадов обсуждаются в статье Белла в сб. [5], а также в обзорной статье Шварцшильда и Варбартона [6].

рять времена жизни распадов (см. [5, 6]). В настоящее время известны периоды полураспадов более чем 1500 состояний.

После этого краткого отступления, касающегося экспериментов по измерению времени жизни электромагнитных распадов субатомных частиц,



Фиг. 10.9. Принципиальная схема экспериментальной установки для определения периодов полураспада короткоживущих ядерных состояний, распадающихся с испусканием γ -излучения. а — блок-схема; б — типичная получаемая в этом эксперименте кривая зависимости скоростей счета совпадений $N(D)$ от времени задержки D .

вернемся к теории и спросим: «Можно ли оба распада, приведенные в качестве примера на фиг. 10.8, объяснить с помощью формул, выведенных в предыдущем параграфе?» Оказывается нельзя, потому что сразу же легко понять, что переход $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0$ нельзя считать электрическим дипольным переходом. Действительно, матричный элемент, который входит в формулу (10.75) для скорости электрических дипольных переходов, имеет вид

$$\langle \beta | x | \alpha \rangle = \langle \Lambda^0 | x | \Sigma^0 \rangle = \int d^3x \psi_\Lambda^* x \psi_\Sigma;$$

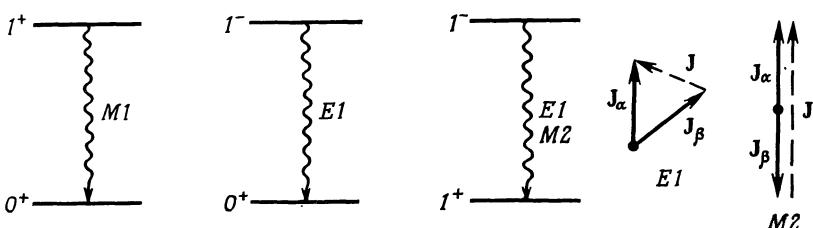
при этом волновые функции ψ_Λ и ψ_Σ имеют одинаковую четность и произведение их — четная функция относительно операции четности. Вектор x , однако, нечетен в отношении операции четности, а поэтому подынтегральное выражение в приведенном интеграле тоже нечетно. Интеграл, следовательно, равен нулю. В точности так же можно показать, что переход $2^+ \rightarrow 0^+$ для

ядра ^{170}Yb не может быть электрическим дипольным излучением. Таким образом, формулы из предыдущего параграфа надо обобщить, если мы хотим рассматривать процессы испускания электромагнитного излучения субатомными системами.

Приближение, которое привело к электрическому дипольному излучению, заключалось в том, что в разложении (10.59) мы оставили только два первых члена. Можно легко расширить это приближение и оставить несколько членов, однако вычисления оказываются очень громоздкими и неприятными, а потому мы опишем здесь сразу окончательный результат¹⁾. Испущенное системой мультипольное излучение можно характеризовать его четностью λ и его моментом количества движения j . При заданном значении j фотон может уносить с собой четную или нечетную четность λ . Принято называть один из этих переходов **электрическим**, а другой — **магнитным**. Четность и величина момента количества движения связаны соотношениями:

$$\begin{aligned} \text{электрическое излучение } \lambda &= (-1)^j, \\ \text{магнитное излучение } \lambda &= -(-1)^j. \end{aligned} \quad (10.78)$$

Например, электрическое дипольное излучение имеет момент количества движения $j = 1$ и, согласно (10.78), отрицательную четность, поэтому его

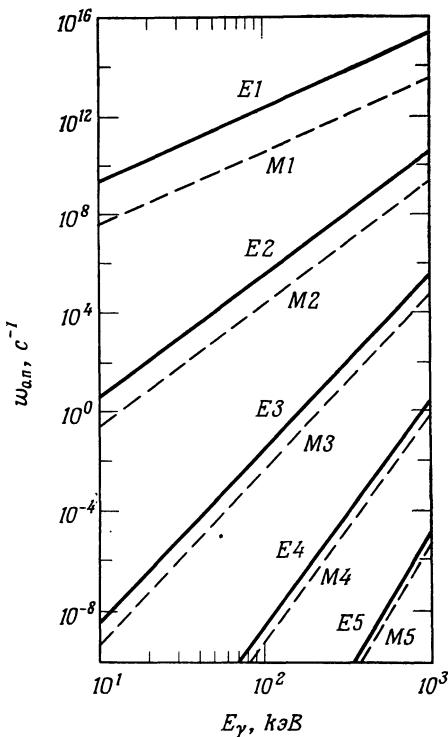


Фиг. 10.10. Несколько примеров возможных значений моментов количества движения и четности излучения, испущенного при заданных переходах. Справа изображены две возможные векторные диаграммы для перехода $1^- \rightarrow 1^+$.

записывают как $E1$. В общем виде электрическое (магнитное) излучение с квантовым числом j записывают как $Ej(Mj)$. [Напомним читателю, что квантовое число j было нами определено в формуле (5.4). Если J — оператор момента количества движения фотона, то собственные значения оператора J^2 равны $j(j + 1)\hbar^2$.]

Значения j и λ для фотонов, испущенных при переходе $\alpha \rightarrow \beta$, не произвольны, а ограничены законами сохранения момента количества движения

¹⁾ Познакомиться с теорией мультипольных излучений читатель может по книге Бейма [7], по Джексону, гл. 16, по Блатту и Вейскопфу, гл. 12 и приложение; по статье Московского в книге [5].



Фиг. 10.11. Зависимость скоростей одноизотонных переходов от энергии γ -излучения различной мультипольности. Кривые взяты из статьи Московского в сб. [5], гл. 15, стр. 882.

и четности:

$$\begin{aligned} J_\alpha &= J_B + J, \\ \pi_\alpha &= \pi_B \pi. \end{aligned} \quad (10.79)$$

Несколько примеров совокупностей возможных значений j и π для ряда простых переходов представлено на фиг. 10.10. Заметьте, что начальный и конечный моменты количества движения — векторы. Различные значения момента количества движения испущенного излучения получаются в результате сложения векторов, как это проиллюстрировано на фиг. 10.10.

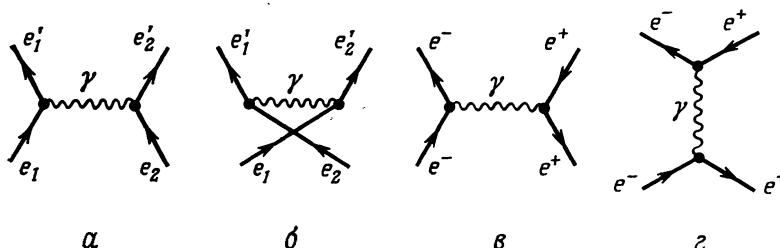
Правила отбора (10.79) устанавливают, какие переходы разрешены при данном распаде, однако они не дают никакой информации об их скоростях. Чтобы найти скорость переходов, надо проводить динамический расчет. В предыдущем параграфе мы получили формулу для скорости переходов

для излучения E_1 ; с помощью формулы (10.75) эта скорость связывается со значением матричного элемента $\langle \beta | x | \alpha \rangle$. Формулы, подобные (10.75), можно вывести также и для мультипольных излучений общего вида E_j и M_j . При практическом использовании последних формул мы сталкиваемся, однако, с реальной проблемой: нам необходимо рассчитать входящие в них матричные элементы, а для этого мы должны знать волновые функции ψ_α и ψ_β . Отыскание же правильных волновых функций для данной субатомной системы обычно трудное и трудоемкое дело (и только совсем в немногих случаях в настоящее время получены удовлетворительные окончательные результаты). Следовательно, чтобы оценить скорости переходов, необходимо иметь хотя бы грубую модель распадающейся субатомной системы. На ее основе можно по крайней мере приближенно вычислить значения скоростей переходов и сравнить их с экспериментально наблюдаемыми периодами полураспада. Для атомных ядер часто используют простую *одночастичную* модель и с ее помощью оценивают значения периодов полураспада различных мультипольных электромагнитных излучений. В одночастичной модели предполагают, что излучение происходит при переходе только одного нуклона. (В гл. 15 мы еще подробно расскажем об этой одночастичной модели.) Используя простые выражения для начальной и конечной однонуклонных волновых функций, можно легко рассчитать скорости переходов (см. примечание на стр. 330). В результате получаются прямые, приведенные на фиг. 10.11. Они рассчитаны в предположении, что в переходе участвует один протон (при этом рассматривается ядро с $A = 100$). Из фиг. 10.11 мы видим, что доминирует излучение наименьшей мультипольности, разрешенное правилами отбора по четности и по моменту количества движения. Заметим, что надо проявлять известную осторожность при использовании теоретических одночастичных скоростей переходов, так как в реальных атомных ядрах наблюдаются отклонения от них по величине на один или даже больше порядков.

§ 6. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЛЕПТОНОВ

В этой книге нам уже не раз встречались электромагнитные процессы, в которых участвовали только лептоны и фотоны. Это фотоэффект, комптоновское рассеяние, рождение пар, тормозное излучение (о чем мы говорили в § 3 и 4 гл. 3). При обсуждении лептонных g -факторов (в § 6 гл. 6) мы тоже рассматривали только электромагнитные взаимодействия лептонов. В данном параграфе мы расскажем о самых основных фактах, связанных с электромагнитным взаимодействием лептонов, и при этом постараемся не проводить никаких вычислений. Рассмотрим процесс рассеяния электронов и позитронов на электронах. Диаграммы для рассеяния электронов на электронах (рассеяние Мёллера) и для рассеяния электронов на позитронах (рассеяние Бабá) показаны на фиг. 10.12. Оба электрона в рассеянии Мёллера

неразличимы, и поэтому обе диаграммы *а* и *б* на фиг. 10.12 надо учитывать одновременно. Поскольку невозможно сказать, какой процесс на самом деле произошел, нужно складывать амплитуды для обеих диаграмм *а* и *б*, а не их интенсивности. Обе частицы в рассеянии Баба можно различить по электрическим зарядам. Но и здесь тоже имеются две диаграммы *в* и *г*, показанные на фиг. 10.12, и снова невозможно сказать, какой из этих двух процессов



Фиг. 10.12. Диаграммы для процессов рассеяния $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

рассеяния произошел в действительности. Поэтому нужно складывать амплитуды обоих процессов. Вклад от процесса *в* на фиг. 10.12 называют «вкладом от обмена фотоном», а вклад от процесса *г* на фиг. 10.12 — «вкладом от процесса аннигиляции».

Вклад от процесса аннигиляции (диаграмма *г* на фиг. 10.12) заслуживает некоторого внимания. Он возникает оттого, что аддитивные квантовые числа электрон-позитронной пары равны квантовым числам фотона, а именно $A = q = S = L = L_\mu = 0$. Раз уж виртуальный фотон «образовался», он «забывает» все о породившем его процессе и может привести к большому количеству последующих процессов:

$$\begin{aligned}
 e^-e^+ &\rightarrow e^-e^+ \\
 &2\gamma \\
 &\mu^+\mu^- \\
 &\pi^+\pi^-, \quad \pi^+\pi^-\pi^0 \\
 &K^+K^-, \quad \bar{p}p, \quad \bar{n}n \\
 &\vdots
 \end{aligned}$$

Только три первых процесса связаны исключительно с электромагнитным взаимодействием, причем из них только первый показан на фиг. 10.12, *г*.

Рассчитать эффективные сечения для рассеяний Мёллера и Баба нетрудно, но для этого нужно использовать формулы квантовой электродинамики и теорию уравнения Дирака, а это выходит за рамки нашего изложения.

Приведем поэтому просто окончательный результат. Оказывается, эффективное сечение зависит только от полной энергии обоих электронов и от угла рассеяния θ . Если обозначить энергию одного из двух лептонов в системе центра масс через E , тогда формула для эффективного сечения рассеяния Мёллера при больших энергиях ($E \gg m_e c^2$) примет вид

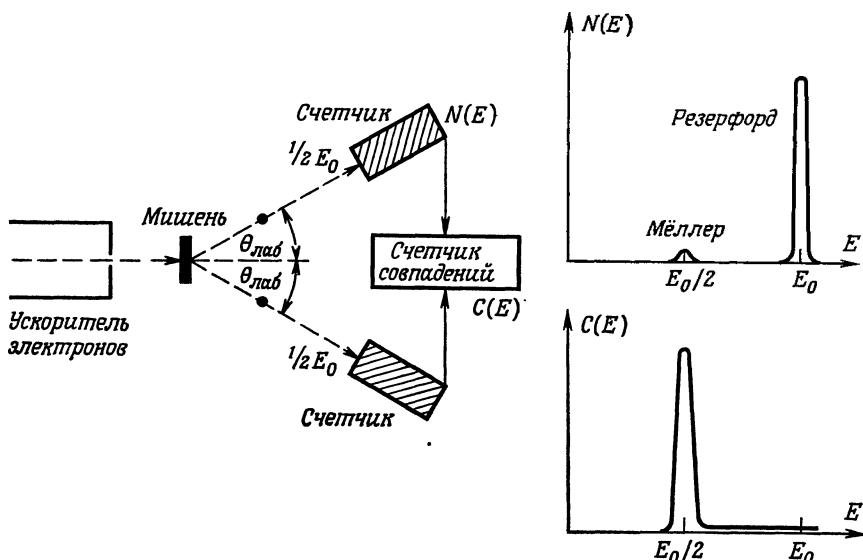
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{E^2} (\hbar c)^2 f(\theta). \quad (10.80)$$

Здесь α — постоянная тонкой структуры, а $f(\theta)$ — некоторая функция от θ , явное выражение для которой можно найти в книгах, посвященных квантовой электродинамике. Обратим внимание на то, что в формулу (10.80) входит квадрат α , а не само $\alpha = e^2/\hbar c$. Это согласуется с тем, что все диаграммы на фиг. 10.12 имеют по два вертекса.

Вид формулы (10.80) можно однозначно установить, основываясь только на соображениях размерности. При очень больших энергиях масса электрона не должна вообще входить в формулу. Единственными величинами, которые могут появиться в формуле для эффективного сечения, будут константа связи, т. е. α в безразмерном виде, и энергия E . Из этих двух величин и фундаментальных постоянных \hbar и c можно составить только одну величину, обладающую размерностью эффективного сечения (т. е. площади); это как раз комбинация (10.80). Таким образом, только форма безразмерной функции $f(\theta)$ определяется имеющейся в квантовой электродинамике теорией указанного процесса.

Теперь об экспериментах. Экспериментально рассеяние Мёллера и Баба можно изучать двумя разными методами. Самый простой метод состоит в использовании пучка электронов или позитронов и наблюдении рассеяния его от металлической фольги, как это показано на фиг. 10.13. К сожалению, однако, такому экспериментальному методу присущи два недостатка, о которых мы сейчас расскажем. Первый состоит в том, что эффективное сечение для рассеяния Резерфорда (электронов на ядрах) оказывается много больше эффективного сечения для рассеяния Мёллера (электронов на электронах), причем оба они измеряются одновременно в описываемом эксперименте. Для вещества с атомным номером Z отношение этих эффективных сечений равно примерно $1/Z^2$, и, кроме того, для наиболее удобных материалов мишени процессы рассеяния Резерфорда оказываются намного более частыми, чем процессы рассеяния Мёллера. Как же в таком случае отделить один процесс от другого? Оказывается, это можно сделать (тем самым избавиться от первого недостатка описываемого экспериментального метода). Ради простоты будем считать, что энергия E_0 падающей частицы много больше, чем энергия связи электрона в атоме. Поэтому электроны мишени будем полагать фактически свободными частицами. При симметричном рассеянии, показанном на фиг. 10.13, оба вылетающих электрона составляют один и тот же угол $\theta_{\text{лаб}}$ с осью пучка, оба они имеют энергию $E_0/2$, и оба образуются одно-

временно. Если поэтому взять два счетчика, установить их под одинаковыми углами к оси падающего пучка и настроить их только на электроны с энергией $E_0/2$ и если учитывать только совпадающие по времени сигналы от них,



Фиг. 10.13. Изучение рассеяний Мёллера и Бабá путем наблюдения столкновений с электронами вещества. $N(E)$ — число электронов с энергией E , наблюдаемых в одном счетчике; $C(E)$ — число совпадений, при которых оба электрона обладают энергией E .

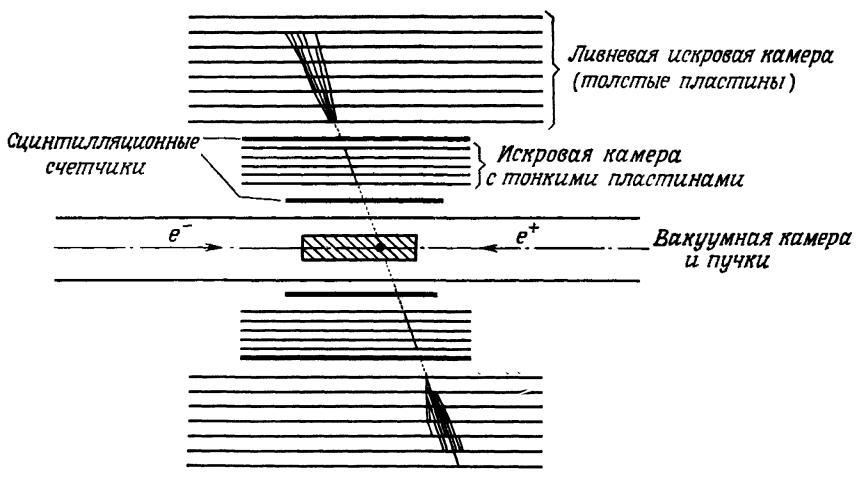
то рассеяния Мёллера и Бабá можно четко отделить от рассеяния Резерфорда. Второй недостаток описываемого метода преодолеть не так просто. Он состоит в том, что энергия, которая имеется в системе центра масс и которую реально можно использовать для исследования структуры электромагнитного взаимодействия, очень мала из-за малости массы покоя электрона. Об этом мы уже говорили в § 6 гл. 2. Мы приводили уже формулу (2.32), по которой можно вычислить полную энергию, доступную нам в системе центра масс:

$$W \approx [2E_0 m_e c^2]^{1/2}. \quad (10.81)$$

Если взять $E_0 = 10$ ГэВ, то полная доступная энергия в системе центра масс будет по величине порядка

$$W \approx 100 \text{ МэВ.}$$

Даже энергии 10 ГэВ падающей частицы недостаточно, чтобы в системе центра масс иметь энергию для рождения одной мюонной пары. Как обойти этот недостаток экспериментальной методики, мы уже рассказывали в § 7 гл. 2; надо обратиться к новому экспериментальному методу — проводить эксперименты с встречными пучками.



Фиг. 10.14. Изучение рассеяния Бабá во встречных электрон-позитронных пучках.

Встречные пучки с электронами или электронами и позитронами уже получены в лабораториях, и с их помощью уже проделаны эксперименты по изучению рассеяний Мёллера и Бабá¹⁾. Принципиальная схема экспериментальной установки показана на фиг. 10.14. Два пучка, например электронов и позитронов, сталкиваются в некотором объеме (объеме взаимодействия). Этот объем обследуется с помощью сцинтилляционных счетчиков, которые запускают искровые камеры только тогда, когда две частицы вылетают из «объема взаимодействия» одновременно по направлениям к противоположным искровым камерам. Частицы детектируются в искровых камерах. Они идентифицируются по их энергиям, а также по тому, образуют или не образуют ливни. Полная доступная энергия равна при этом $2E_0$.

При экспериментальном изучении рассеяний Мёллера и Бабá измеряют угловую зависимость эффективных сечений и их абсолютные значения. При этом оказывается, что все эксперименты согласуются с предсказаниями квантовой электродинамики [9, 10]. Одно замечание интересно сделать в отно-

¹⁾ Обзор экспериментов с встречными пучками можно найти в книге [8].

шении рассеяния Бабá. Виртуальные фотоны в обменной диаграмме и аннигиляционной диаграмме (диаграммы *в* и *г* на фиг. 10.12) оказываются совершенно разными. Оба фотона виртуальны, и оба они не удовлетворяют условию $E = pc$. Это верно. Но рассмотрим подробнее два указанных процесса в системе центра масс.

Для «обменной» диаграммы входящий и выходящий электроны имеют одинаковые энергии и противоположные импульсы. Следовательно, энергия и импульс виртуального фотона равны

$$\begin{aligned} E_\gamma &= E_e - E'_e = 0, \\ \mathbf{p}_\gamma &= \mathbf{p}_e - \mathbf{p}'_e = +2\mathbf{p}_e. \end{aligned} \quad (10.82)$$

Если мы формально определим «массу» виртуального фотона с помощью соотношения $E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2$, то найдем¹⁾

$$(mc^2)^2 = -(2p_e c)^2 < 0. \quad (10.83)$$

Виртуальный фотон переносит только импульс, никакой энергии с собой он не несет. Квадрат его массы — отрицательная величина. Такой фотон называют *пространственноподобным*. Для «аннигиляционной» диаграммы положение вещей обратное:

$$\begin{aligned} E_\gamma &= E_{e^-} + E_{e^+} = 2E, \\ \mathbf{p}_\gamma &= \mathbf{p}_{e^-} + \mathbf{p}_{e^+} = 0. \end{aligned} \quad (10.84)$$

Виртуальный фотон теперь переносит только энергию. Никакого импульса он не несет. Квадрат его массы

$$(mc^2)^2 = (2E)^2 > 0, \quad (10.85)$$

т. е. положительная величина. Такой фотон называется *времениподобным*. В электрон-позитронном рассеянии участвуют как пространственноподобные, так и времениподобные фотоны. Согласие теории с экспериментом показывает, что концепции времениподобных и пространственноподобных фотонов правильные, даже несмотря на то, что с первого взгляда они выглядят несколько странновато.

¹⁾ Читатель, знакомый с формализмом четырех-векторов, легко убедится, что «масса», введенная здесь, связана с передачей четырех-импульса q соотношением $m^2 = (q/c)^2$. Эта «масса» равна действительной массе частицы только в случае свободной частицы.

§ 7. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОТОНОВ С АДРОНАМИ. ВЕКТОРНЫЕ МЕЗОНЫ

Переход Тел в Свет и Света в Тела подчиняется законам Природы, которая, как кажется, забавляется этими Превращениями.

НЬЮТОН, ОПТИКА

В предыдущем параграфе и в § 6 гл. 6 мы занимались квантовой электродинамикой, т. е. взаимодействием фотонов и лептонов. Прежде чем перейти здесь к электромагнитным взаимодействиям с участием адронов, мы еще раз остановимся на основной формуле квантовой электродинамики, а именно выпишем в явном виде выражение для гамильтониана взаимодействия. Как мы об этом сказали в § 3 настоящей главы, гамильтониан взаимодействия в квантовой электродинамике строится, исходя из принципа минимальности электромагнитного взаимодействия [см. (10.39)]. Согласно этому принципу, мы считаем только электрические заряды фундаментальными величинами; токи мы связываем с движением электрических зарядов. Лептоны, таким образом, мы представляем себе в виде точечных частиц; плотность тока вероятности лептона, движущегося со скоростью v , дается поэтому формулой (10.46):

$$\mathbf{j}_{em} \text{ (лентоны)} = \rho v. \quad (10.86)$$

Следовательно, гамильтониан взаимодействия (10.42) мы должны записать в виде

$$H_{em} \text{ (лентоны)} = \frac{q}{c} \int d^3x (c\rho A_0 - \mathbf{j}_{em} \cdot \mathbf{A}). \quad (10.87)$$

Ток сохраняется, так как он удовлетворяет уравнению непрерывности (10.50).

● Гамильтониан взаимодействия и уравнение непрерывности самым кратким образом записываются с использованием четыре-векторов¹⁾. Величина $A \equiv A_\mu = (A_0, \mathbf{A})$ называется четыре-вектором, если при преобразованиях Лоренца она преобразуется как величина (ct, \mathbf{x}) . Скалярное произведение двух четыре-векторов A_μ и B_μ определяется формулой

$$A \cdot B \equiv A_\mu B^\mu = A_0 B_0 - \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}. \quad (10.88)$$

Скалярное произведение любых двух четыре-векторов является лорензовым скаляром, или инвариантом; оно не меняется при преобразованиях Лоренца. Наиболее часто прихо-

¹⁾ См. Фейнмановские лекции, т. I, гл. 17; т. II, гл. 25.

дится иметь дело со следующими четыре-векторами:

времени-пространства

$$x_\mu = (ct, \mathbf{x}),$$

четыре-импульса

$$p_\mu = \left(\frac{E}{c}, \mathbf{p} \right),$$

четыре-тока

$$j_\mu = (cp, \mathbf{j}),$$

четыре-потенциала

$$A_\mu = (A_0, \mathbf{A}),$$

четыре-градиента (обратите внимание на знаки !) $\nabla_\mu = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, -\nabla \right).$

Используя четыре-векторы, видим, что минимальное электромагнитное взаимодействие связано со следующей заменой [см. (10.39)]:

$$(p_\mu)_{\text{своб}} \rightarrow \left(p_\mu - \frac{q}{c} A_\mu \right). \quad (10.90)$$

С использованием четыре-векторов гамильтониан взаимодействия (10.87) оказывается лоренцевым инвариантом:

$$H_{em} \text{ (лектоны)} = \frac{q}{c} \int d^3x j_\mu A_\mu. \quad (10.91)$$

а лоренц-инвариантное уравнение непрерывности принимает очень простой вид

$$\nabla_\mu j_\mu = 0. \quad (10.92)$$

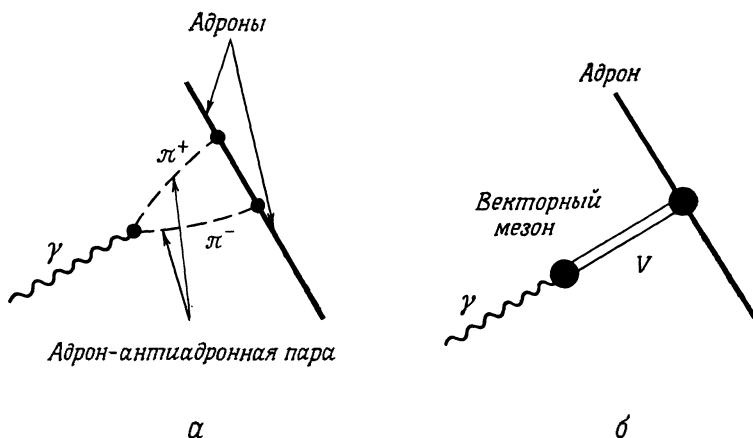
Дальше в тексте мы будем пользоваться обычными, или *три*-векторами. Вместе с тем читатель, который знаком с формализмом четыре-векторов, должен все время помнить о соответствующих простых формулах, в которые входят четыре-токи и четыре-потенциалы. ●

Мы уже с вами знаем, что *адронный* электромагнитный ток не столь простостроен, как лептонный. О *g*-факторе и об упругом формфакторе нуклона мы уже рассказывали в § 7 гл. 6 и отмечали, что взаимодействие нуклонов с электромагнитным полем не точно описывается минимальным электромагнитным взаимодействием. Добавляя адронный электромагнитный ток к лептонному электромагнитному току, мы получаем полную плотность электромагнитного тока

$$e\mathbf{j}_{em} = e\mathbf{j}_{em} \text{ (лектоны)} + e\mathbf{j}_{em} \text{ (адроны)}. \quad (10.93)$$

Мы задаем себе сейчас следующий вопрос. Какие эксперименты свидетельствуют о наличии адронного вклада в электромагнитный ток? Так как мы считаем, что электромагнитное взаимодействие передается фотонами, то мы можем задать этот вопрос еще и в такой форме: «Какие эксперименты дают нам информацию о взаимодействии фотонов и адронов? Как фотон взаимодействует с адронами?»

Взаимодействие фотона с адроном не определяется одним только электрическим зарядом, как это очевидно из того факта, что *нейтральный* пион распадается на два фотона. Один из способов, которым фотон может взаимодействовать с адронным током, показан на фиг. 10.15. В процессе, изображенном

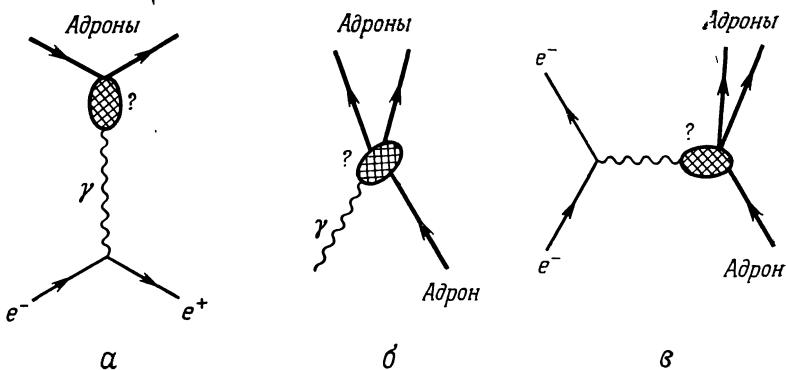


Фиг. 10.15. Взаимодействие фотона с адроном. *а* — фотон рождает адрон-антиадронную пару; *б* — фотон может превратиться в векторный мезон, который взаимодействует с адроном.

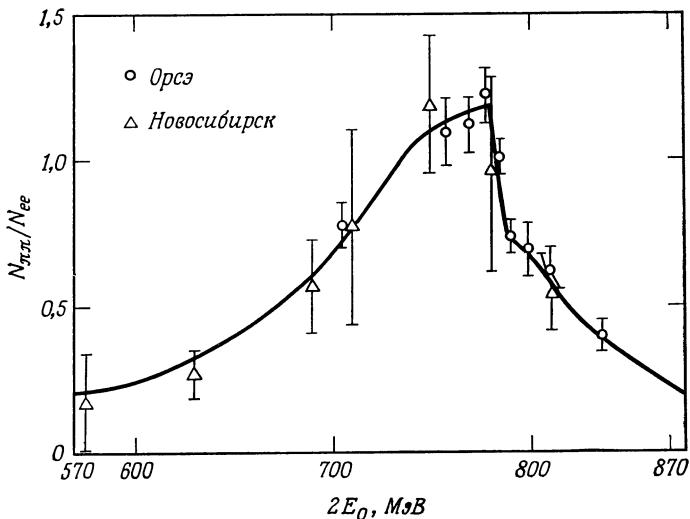
диаграммой *а*, фотон рождает адрон-антиадронную пару, а затем одна из частиц этой пары взаимодействует адронно с адронным током. Сакураи [11, 12] в 1960 г. предположил, однако, что два адрона в адрон-антиадронной паре сильно взаимодействуют друг с другом и фактически образуют связанное состояние — *векторный мезон*; такой процесс показан на диаграмме *б* на фиг. 10.15. Таким образом, фотон на часть времени превращается в векторный мезон, как уже об этом мы упомянули раньше в связи с фиг. IV.2. Надо отметить, что Сакураи выдвинул свое предположение задолго до того, как векторные мезоны были открыты экспериментально. Мы уже дожили до такого времени, когда теоретические предсказания начинают указывать правильное направление, в котором надо планировать эксперименты. Но конечно, только результаты экспериментов помогают раскрыть нам природу взаимодействия фотонов с адронами.

Три типа экспериментов, которые могут дать информацию о взаимодействии фотонов с адронами, проиллюстрированы фейнмановскими диаграммами на фиг. 10.16. В двух из трех диаграмм, изображенных на этой фигуре, участвуют виртуальные фотоны. В третьей — реальный фотон. Во всех трех случаях нас интересует фотон-адронный вертекс. В этом параграфе мы рассмотрим электрон-позитронное рассеяние с участием времениподобного фотона (см. диаграмму *а* на фиг. 10.16). В следующем параграфе мы рассмотрим два оставшихся процесса с участием реального и пространственно-подобного фотонов (см. диаграммы *б* и *в* на фиг. 10.16).

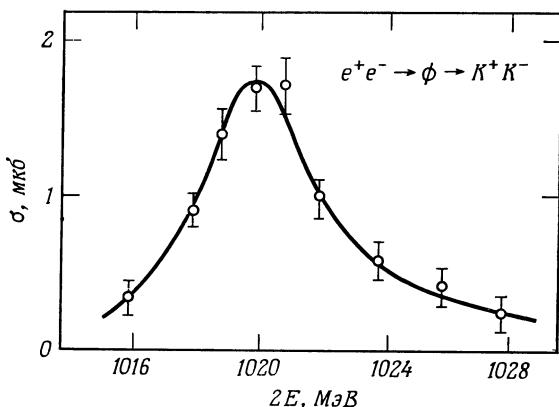
Экспериментальная установка, предназначенная для изучения процессов рождения адронов в электрон-позитронных столкновениях, подобна изображенной на фиг. 10.14. Но есть одно существенное различие. В искровых камерах производится теперь регистрация адронов, а не лептонов (см. [8, 13—16]). Виртуальный фотон, рождающийся в электрон-позитронном столкновении,— времениподобный, как это ясно видно из (10.84) и (10.85). В системе центра масс электрона и позитрона e^- и e^+ этот фотон имеет энергию, но у него нет никакого импульса. Адронная система, которая рождается временемиподобным фотоном, должна иметь те же квантовые числа, что и родивший ее фотон. Поскольку электромагнитное взаимодействие сохраняет гиперзаряд, четность и зарядовую четность, то могут появиться только конечные состояния с нулевым гиперзарядом, отрицательной четностью и отрицательной зарядовой четностью. Кроме того, согласно закону сохранения момента количества движения, конечное состояние должно иметь момент количества движения, равный единице. А могут ли вообще существовать такие конечные состояния? Эксперименты показывают, что адронные системы, удовлетворяющие всем перечисленным условиям, действительно имеются. Посмотрим сначала на фиг. 10.17. На ней изображена кривая числа пионов, наблюдавшихся при разных полных энергиях сталкивающихся электрона и позитрона, нормированная на число электронных пар, наблюдаемых при той же энергии. На фиг. 10.17 ясно виден четкий максимум при энергии, равной примерно 770 МэВ с шириной примерно 100 МэВ. Читатель с хорошей памятью здесь сразу скажет: «Ага!»— и перелистает книгу назад до стр. 112, где приведена фиг. 5.12, на которой такой максимум был уже показан при той же энергии.



Фиг. 10.16. Диаграммы трех возможных типов экспериментальных процессов, с помощью которых можно изучать взаимодействие фотонов с адронами. Подробности объясняются в тексте. a — времениподобный фотон, $m_\gamma^2 > 0$; b — реальный фотон, $m_\gamma = 0$; c — пространственноподобный фотон, $m_\gamma^2 < 0$.

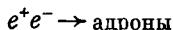


Фиг. 10.17. Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Число пионов, наблюдавшееся при данной энергии $2E_0$, нормировано на число электронных пар, наблюдавшихся при той же энергии. $2E_0$ — энергия двух сталкивающихся частиц. Кривая взята из работы [15]. Новосибирские данные взяты из работы [17].



Фиг. 10.18. Эффективное сечение для процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ (по данным В. А. Сидорова, опубликованным в работе [18]).

и с той же шириной. Там этот максимум мы идентифицировали с ρ -мезоном. Откуда же взялся у нас теперь ρ -мезон? Прежде чем дать ответ на этот вопрос, рассмотрим два эксперимента, которые нам еще больше прояснят ситуацию. На фиг. 10.18 показана кривая зависимости эффективного сечения для процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ от полной энергии $2E$. Снова мы видим резонансный максимум, но теперь он приходится на энергию 1020 МэВ и имеет ширину около 4 МэВ. Как явствует из табл. П4 приложения, нейтральный ϕ -мезон обладает обеими указанными характеристиками. Следовательно, этот максимум нужно идентифицировать с нейтральным ϕ -мезоном. При наблюдении реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ получается максимум при энергии 780 МэВ с шириной 10 МэВ. Этот максимум имеет характеристики нейтрального ω -мезона. Итак, виртуальный фотон при реакции

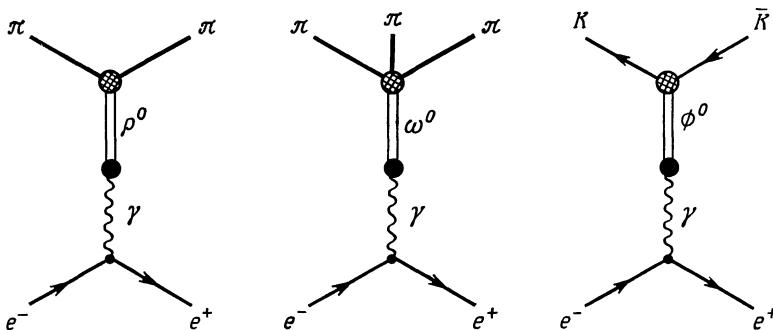


рождает резонансы с характеристиками нейтральных ρ -, ω - и ϕ -мезонов. Чтобы увидеть, что же у этих трех мезонов общего, мы перечислим их свойства в табл. 10.1.

Таблица 10.1

| Векторные мезоны | | | | | | | | |
|--|-----|-----|-------|----------|-----|------------------|-------------|---------------------------|
| π -четность, η_c — зарядовая четность | | | | | | | | |
| Мезон | I | J | π | η_c | Y | Масса покоя, МэВ | Ширина, МэВ | Доминирующая мода распада |
| ρ^0 | 1 | 1 | -1 | -1 | 0 | 770 | 146 | $\pi\pi$ |
| ω^0 | 0 | 1 | -1 | -1 | 0 | 784 | 10 | $\pi^+\pi^-\pi^0$ |
| ϕ^0 | 0 | 1 | -1 | -1 | 0 | 1019 | 4 | $K\bar{K}$ |

Все три мезона из табл. 10.1 удовлетворяют условиям, указанным выше. Все они имеют спин $J = 1$, отрицательную четность, отрицательную зарядовую четность и нулевой гиперзаряд. Поскольку любой вектор имеет отрицательную четность и то же самое число независимых компонент, что и частица со спином 1, то все приведенные в табл. 10.1 мезоны называют *векторными мезонами*. Нейтральный ρ -мезон имеет изоспин, равный 1, и является изовектором, а остальные два мезона — изоскалярами. Как мы уже говорили в § 6 гл. 8 [после формулы (8.30)], оператор электрического заряда является суммой изоскаляра и третьей компоненты изовектора. Фотон как частица, передающая электромагнитные силы, должен иметь те же самые трансформационные свойства, и поэтому он должен иметь те же изоспиновые свойства,



Фиг. 10.19. Преобразование виртуального фотона в векторный мезон приводит к рождению резонансов, распады которых наблюдаются в экспериментах с встречными пучками.

что и векторные мезоны. Диаграммы, иллюстрирующие процессы рождения трех векторных мезонов, приведенных в табл. 10.1, мы показываем на фиг. 10.19.

§ 8. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОТОНОВ С АДРОНАМИ. РЕАЛЬНЫЙ И ПРОСТРАНСТВЕННОПОДОБНЫЙ ФОТОНЫ

*А есть ли другие изначальные Свойства
Лучей Света, кроме уже описанных нами?
Ньютона, оптика*

Исследование взаимодействия *реальных* фотонов с адронами при низких и умеренно больших энергиях фотонов (скажем, до энергий порядка 20 МэВ) составляет существенную часть предмета ядерной физики, которым она занимается по крайней мере на протяжении 40 лет. Об одном примере таких взаимодействий — о мультипольном излучении — мы уже рассказали в § 5 этой главы. Другой знаменитый пример — фоторазрушение дейтрона, т. е. реакция

$$\gamma d \rightarrow pn.$$

Она была открыта в 1934 г. Чадвиком и Голдгабером [19], которые использовали эту реакцию для измерения массы нейтрона. Третий пример — обследование возбужденных состояний ядер с помощью падающего на них γ -излучения. Кривые эффективных сечений поглощения γ -излучения ядрами имеют максимумы, соответствующие индивидуальным возбужденным состояниям ядер, а также размытый максимум гигантского дипольного резонанса (см.,

например, [20]). Мы уже рассказывали, как выглядят кривые таких сечений и показывали их на фиг. 5.27. Изучение сечений поглощения γ -излучения ядрами дает огромную информацию о структуре ядер, однако в отношении природы взаимодействия фотонов с адронами они мало что нам говорят: рассматриваемые фотоны взаимодействуют с электрическими зарядами и токами, имеющимися в ядре, а распределение зарядов и токов по объему ядра определяется адронными силами. Если считать, что эти силы нам известны, то взаимодействие ядра с фотоном-снарядом можно описать гамильтонианом (10.87). Таким образом, ниже энергии падающих фотонов, скажем 100 МэВ, все ясно. Фотонная длина волны (приведенная) будет порядка величины 2 фм или больше, т. е. она достаточно мала, чтобы с помощью таких фотонов мы могли бы зондировать детали распределения электрических зарядов и токов в ядре, но эта длина волны еще недостаточно мала, чтобы зондировать детали фотон-нуклонного взаимодействия.

- В многочисленных расчетах было показано, что рассеяние фотонов ядрами в пределах нулевой энергии фотона определяется исключительно *статическими* свойствами частиц-мишней, т. е. массой, электрическим зарядом, дипольным, квадрупольным и т. д. моментами. Динамика структуры адрона никак не влияет на это эффективное сечение. Этот предел согласуется с результатами, полученными в рамках классической механики [21—23]. ●

Взаимодействие фотонов с адронами при очень высоких энергиях (больших или порядка нескольких ГэВ) происходит совсем по-другому и связано с новым обстоятельством: *фотон начинает проявлять адронные свойства* [24—26]. Причины такого поведения фотонов можно понять на основе того, что мы уже рассказывали в этой книге ранее. В § 3 гл. 3 мы говорили о рождении реальными фотонами реальных электрон-позитронных пар. Далее, в предыдущем параграфе мы разъяснили, что времениподобные фотонами могут рождать адроны; это проиллюстрировано, в частности, диаграммами на фиг. 10.19. Чтобы описать поведение реальных фотонов с высокой энергией, расскажем побольше об этих процессах. Как мы уже отметили в § 3 гл. 3 (см. задачу 3.22), фотон не может рождать реальной пары массивных частиц в свободном пространстве. Нужно обязательно, чтобы поблизости было ядро, которое примет на себя импульс (для выполнения законов сохранения энергии и импульса). Однако принцип неопределенности допускает нарушение закона сохранения энергии на величину ΔE за время, меньшее $\hbar/\Delta E$. Фотон может поэтому родить в свободном пространстве *виртуальную* пару или *виртуальную* частицу с теми же квантовыми числами, которые он имеет сам, и с полной энергией ΔE . Это виртуальное состояние может существовать, однако, только в течение времени, меньшего $\hbar/\Delta E$. Возьмем, к примеру, просто виртуальное превращение фотона с энергией E_γ в адрон h с массой m_h . Закон сохранения импульса требует, чтобы фотон и адрон имели одинаковый импульс $p \equiv p_\gamma = E_\gamma/c$. Энергия свободного адрона с массой m_h

и импульсом p равна

$$E_h = [(pc)^2 + m_h^2 c^4]^{1/2} = [E_\gamma^2 + m_h^2 c^4]^{1/2},$$

а поэтому разность энергий виртуального адрона и фотона будет

$$\Delta E = E_h - E_\gamma = [E_\gamma^2 + m_h^2 c^4]^{1/2} - E_\gamma. \quad (10.94)$$

В обоих предельных случаях малых и больших энергий E_γ по сравнению с $m_h c^2$ из последней формулы получаем

$$\Delta E = m_h c^2 \quad \text{при} \quad E_\gamma \ll m_h c^2, \quad (10.95a)$$

$$\Delta E = \frac{m_h^2 c^4}{2E_\gamma} \quad \text{при} \quad E_\gamma \gg m_h c^2. \quad (10.95b)$$

Времена, в течение которых адрон может «виртуально существовать», равны

$$T = \frac{\hbar}{m_h c^2} \quad \text{при} \quad E_\gamma \ll m_h c^2, \quad (10.96a)$$

$$T = \frac{2\hbar E_\gamma}{m_h^2 c^4} \quad \text{при} \quad E_\gamma \gg m_h c^2. \quad (10.96b)$$

Адрон может двигаться самое большое со скоростью света, а потому расстояние, которое он успеет пройти за время своего виртуального существования, равно

$$L \leq \frac{\hbar}{m_h c} = \lambda_h \quad \text{при} \quad E_\gamma \ll m_h c^2, \quad (10.97a)$$

$$L \leq \frac{2\hbar E_\gamma}{m_h^2 c^3} = 2\lambda_h \frac{E_\gamma}{m_h c^2} \quad \text{при} \quad E_\gamma \gg m_h c^2, \quad (10.97b)$$

где λ_h — приведенная комптоновская длина волны адрона. Квантовые числа фотона не позволяют ему виртуально превращаться в пион. Самое низкое по массе адронное состояние — это два пиона, а потому приведенная длина λ_h ограничена неравенством

$$\lambda_h \leq \frac{\hbar}{2m_\pi c} \approx 0,7 \text{ фм.} \quad (10.98)$$

Частица, обладающая самой малой массой и с $J^\pi = 1^-$, — это ρ -мезон, для которого $\lambda_h \approx 0,3$ фм. Из оценки (10.97a), таким образом, видим, что длина свободного пробега виртуальных адронов оказывается много меньшей размеров ядра и даже размеров отдельного нуклона. Из оценки (10.97b) видим, однако, что длина свободного пробега может быть намного больше диаметра ядра, если энергия фотона будет больше нескольких ГэВ.

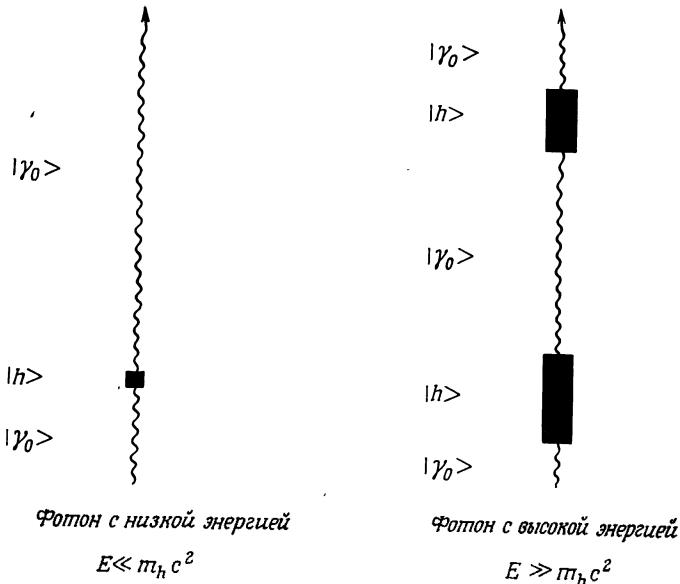
Пока что мы установили, как далеко может удалиться от фотона виртуальный адрон, рожденный этим фотоном. Однако пока мы не определили, как часто могут происходить такие адронные флуктуации с фотоном. Чтобы

ответить на этот вопрос, запишем нормированное состояние $|\gamma\rangle$ реального фотона в виде суммы

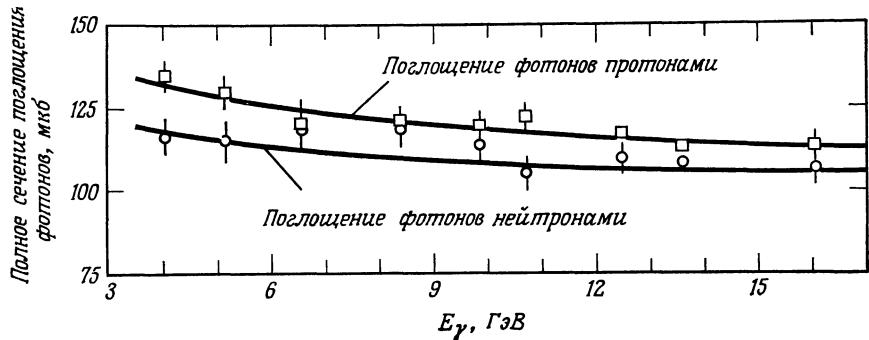
$$|\gamma\rangle = c_0 |\gamma_0\rangle + c_h |h\rangle. \quad (10.99)$$

Здесь $c_0 |\gamma_0\rangle$ — чисто электромагнитная часть фотона (голый фотон) и $c_h |h\rangle$ — его адронная часть (адронное облако). Квадрат абсолютной величины $c_h^* c_h$ дает вероятность найти фотон в адронном состоянии; как мы убедимся позже, она пропорциональна постоянной тонкой структуры α . Подробнее состояние $|h\rangle$ мы рассмотрим ниже, но уже сейчас отметим, что по аналогии с процессом рождения реальных лептонных пар (см. фиг. 3.7) мы должны ожидать, что величина c_h/c_0 возрастает с ростом энергии фотона. Даже малый вклад адронной составляющей в фотон должен обнаруживаться на эксперименте, так как адронные силы намного сильнее электромагнитных. Резюмируя все сказанное, мы представляем себе фотоны с низкой энергией и с высокой энергией так, как это показано на фиг. 10.20.

Вопрос о том, а действительно ли фотон одевается адронным облаком, должен решить эксперимент. Остановимся здесь на двух экспериментах, которые показывают, что у фотона действительно существует адронная составляющая. Первый эксперимент — это рассеяние фотонов на нуклонах.



Фиг. 10.20. Фотоны с низкой энергией и с высокой энергией. Адронная составляющая для фотонов с низкой энергией незначительна. Фотон с высокой энергией окутывается адронным облаком, что ведет к наблюдаемым экспериментально эффектам.



Фиг. 10.21. Полные эффективные сечения поглощения фотонов нуклонами [27]. Если бы фотон взаимодействовал только с электрическим зарядом протона, то должны были бы быть совсем другие сечения. Так как поглощение происходит тогда, когда фотон находится в состоянии векторного мезона (адрона), то оно по существу одинаково для нейтронной и протонной мишени.

В настоящее время полные эффективные сечения поглощения фотонов протоном и нейtronом измерены вплоть до энергии 16 ГэВ. Результаты показаны на фиг. 10.21 [27, 28]. Когда энергия превышает несколько ГэВ, оба сечения поглощения оказываются практически совпадающими. Если бы фотон взаимодействовал только с электрическим зарядом нуклона, то мы должны были бы получить совершенно различные полные эффективные сечения для нейтрона и для протона, так как их электромагнитные свойства разные; это, например, видно из различного поведения их формфакторов G_E и G_M [см. (6.46) и (6.48)]. Действительно, электрический формфактор для нейтрона обращается в нуль, что указывает на то, что нейтрон не только в целом нейтрален, но и что он содержит в себе очень мало электрического заряда. Магнитный формфактор для нейтрона несколько меньше, чем для протона, в отношении $| \mu_n / \mu_p | \approx 0.7$. Если бы рассматриваемый фотон с высокой энергией взаимодействовал только с электрическими зарядами и токами, то поглощение на нейтроне было бы намного меньше поглощения на протоне. Но, как видим из фиг. 10.21, ситуация не такая, ввиду наличия адронной составляющей $c_h | h \rangle$ в состоянии фотона. Поясним это. Протон и нейтрон образуют изоспиновый дублет и, согласно коммутационному соотношению (8.15), адронный гамильтониан коммутирует с изоспином \vec{I} , а потому адронная структура нуклона не зависит от направления изоспина в изоспиновом пространстве, т. е. протон и нейтрон имеют одинаковую адронную структуру. Далее, надо учесть, что адронные силы не зависят от заряда, т. е. от направления вектора изоспина нуклона. Действительно, известны эксперименты, которые показывают, что адрон-протонное и адрон-нейтронное эффективные

сечения примерно одинаковы при больших энергиях [29]. Таким образом, составляющая $c_h | h \rangle$ в состоянии реального фотона должна приводить к однаковому сечению для протона и нейтрона. Из фиг. 10.21 действительно видно, что при энергиях $E_\gamma \gg m_h c^2$ кривые эффективных сечений $\sigma(\gamma, p)$ и $\sigma(\gamma, n)$ сближаются друг с другом, что показывает, что именно составляющая $c_h | h \rangle$ играет доминирующую роль (при рассматриваемых энергиях фотона).

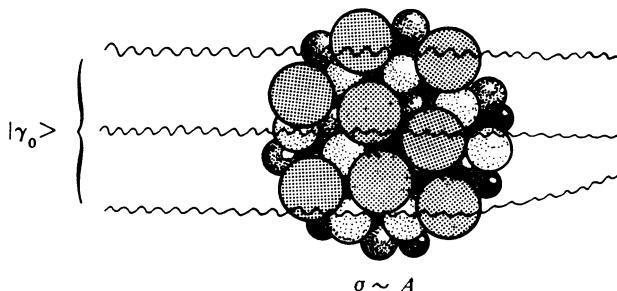
Кривая зависимости полного эффективного сечения поглощения фотонов ядрами от барионного числа A ядра-поглотителя служит вторым доказательством наличия адронных примесей в фотонах с высокой энергией. Ниже энергий порядка нескольких ГэВ полное эффективное сечение пропорционально A , т. е.

$$\sigma_{\text{полн}}(\gamma) \sim A \quad \text{при } E \leq 10 \text{ ГэВ}, \quad (10.100)$$

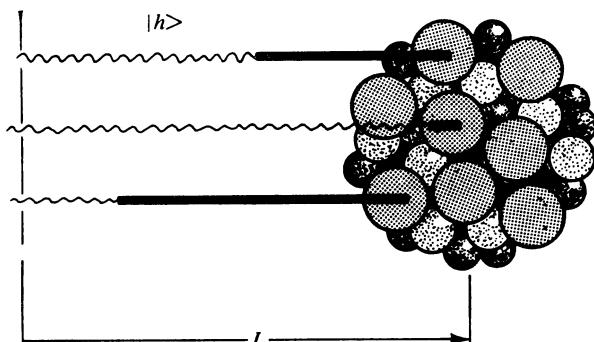
хотя при энергии около 15 ГэВ это сечение возрастает менее быстро с увеличением массового номера A [30—32]:

$$\sigma_{\text{полн}}(\gamma) \sim A^{0.9} \quad \text{при } E \approx 15 \text{ ГэВ}. \quad (10.101)$$

Отклонение показателя экспоненты 0,9 от 1 по крайней мере в 6 раз превышает ошибки эксперимента. Чтобы показать, что эти экспериментальные данные действительно свидетельствуют о наличии адронной составляющей у фотона, посмотрим, к каким вкладам по отдельности приводят составляющие $|\gamma_0\rangle$ и $|h\rangle$. Возьмем сначала голый фотон $|\gamma_0\rangle$. Средняя длина пробега фотонов с энергией примерно 15 ГэВ в ядерном веществе (в бесконечно большом ядре) равна примерно 600 фм. Это число получается по значению эффективного сечения поглощения фотонов нуклонами $\sigma \approx 10^{-2}$ фм² (см. фиг. 10.21) и по значению плотности нуклонов в ядрах $\rho_n \approx 0,17$ нуклонов/фм³ [см. (6.36)]. Поскольку диаметр даже самого тяжелого ядра меньше 20 фм, голые фотоны свободно проходят сквозь ядро, а потому поглощаются всеми элементами объема ядра в равной степени. По этой причине вклад составляющей $c_0 |\gamma_0\rangle$ в эффективное сечение пропорционален A (фиг. 10.22). Адронная составляющая $c_h |h\rangle$ дает два вклада в полное эффективное сечение. Как мы об этом расскажем в гл. 12, эффективное сечение адронов имеет порядок 3 фм², а средняя длина свободного пробега их в ядерном веществе около 2 фм. Если фотон превращается в адрон *внутри* ядра, получившийся адрон сразу же испытывает взаимодействие с адронами ядра вблизи места его образования (фиг. 10.23). Поскольку преобразование фотона в адрон может произойти в любом месте ядра, вклад в полное эффективное сечение будет пропорционален A , так же как для голых фотонов. С другой стороны, виртуальные адроны, образовавшиеся *до* того, как фотон ударил по ядру, обязательно взаимодействуют с нуклонами в поверхностном слое ядра, так как у них малая средняя длина пробега в веществе ядра. Соответствующий вклад в полное эффективное сечение, следовательно, будет пропорционален



Фиг. 10.22. Голый фотон, не способный к адронным взаимодействиям, имеет среднюю длину свободного пробега в ядре порядка 600 фм и свободно проникает ко всем элементам объема ядра. Соответствующее эффективное сечение пропорционально массовому числу A .



Фиг. 10.23. Фотоны постоянно превращаются в виртуальные адроны и взаимодействуют с ядром одним из следующих двух способов. Если фотон преобразовался в адрон внутри ядра, то вклад в эффективное сечение будет пропорционален A . Если преобразование произошло вне ядра, т. е. до того, как фотон влетел в ядро, то такой адрон будет взаимодействовать только с адронами ядра, находящимися в поверхностном слое, а поэтому вклад в эффективное сечение будет пропорционален $A^{2/3}$. На фигуре изображены только фотоны, взаимодействующие с ядром. Многие другие фотонов проходят через ядро, не испытывая превращения в адроны.

поверхности ядра, т. е. $A^{2/3}$. При заданной энергии фотонов полное эффективное сечение, таким образом, есть сумма двух вкладов, и его можно представить формулой

$$\sigma(\gamma A) = aA + bA^{2/3}. \quad (10.102)$$

Как мы сказали, второе слагаемое происходит от фотонов, которые превратились в виртуальные адроны до того, как ударились о ядро. Из фиг. 10.23 ясно, что эти адроны имеют шанс провзаимодействовать с ядром, если только

они родились в пределах расстояния L . Согласно (10.97б), при высоких энергиях фотонов расстояние L становится больше диаметра ядра и пропорционально E_γ . При прочих равных условиях коэффициент b в формуле (10.102) должен быть пропорционален энергии E_γ , причем «поверхностный» вклад начинает доминировать при энергиях, больших $m_h c^2$. Описанное выше поведение полного эффективного сечения поглощения фотонов ядрами [см. (10.100) и (10.101)] можно, таким образом, понять, вводя в рассмотрение виртуальные адроны.

Составляющую фотона от адронного облака $c_h | h \rangle$ можно записать в явном виде, если воспользоваться теорией возмущений. Предположим, что состояния фотона и различных адронов при отсутствии электромагнитного взаимодействия удовлетворяют следующим уравнениям Шредингера:

$$\begin{aligned} H_h |\gamma_0\rangle &= 0, \\ H_h |n\rangle &= E_n |n\rangle, \end{aligned} \quad (10.103)$$

где H_h — адронный гамильтониан, $|\gamma_0\rangle$ — состояние голого фотона, $|n\rangle$ — адронные состояния. При включении электромагнитного взаимодействия появляется примесь адронных состояний у голого фотонного состояния:

$$\begin{aligned} |\gamma\rangle &= c_0 |\gamma_0\rangle + \sum_n c_n |n\rangle, \\ |c_0|^2 + \sum_n |c_n|^2 &= 1. \end{aligned} \quad (10.104)$$

Поскольку электромагнитное взаимодействие H_{em} намного слабее адронного H_h , коэффициенты разложения c_n будут малы, а коэффициент $c_0 \approx 1$. Состояние физического фотона надо находить как решение полного уравнения Шредингера

$$(H_h + H_{em}) |\gamma\rangle = E_\gamma |\gamma\rangle. \quad (10.105)$$

Подставляя в это уравнение разложение (10.104) и используя (10.103), а также то, что $\langle n | \gamma_0 \rangle = 0$ и $c_n \ll 1$, получаем формулу

$$c_n = \frac{\langle n | H_{em} | \gamma_0 \rangle}{E_\gamma - E_n}. \quad (10.106)$$

Разность энергий E_γ и E_n дается формулой (10.94), так что при больших энергиях фотонов, используя формулу (10.95б), для коэффициентов разложения окончательно находим

$$c_n = \langle n | H_{em} | \gamma_0 \rangle \frac{2E_\gamma}{m_h^2 c^4}. \quad (10.107)$$

Квадрат входящего сюда матричного элемента имеет порядок величины постоянной тонкой структуры $\alpha \approx \frac{1}{137}$. Считая матричный элемент в (10.107),

постоянным, видим, что вклад в реальное состояние фотона отдельного адронного состояния $|n\rangle$ пропорционален энергии фотона. При энергиях фотона E_γ много меньших $m_h c^2$ фотон ведет себя как обычный световой квант.

Чтобы рассчитать истинные значения c_n и, таким образом, найти распределение адронов в адронном облаке, надо знать волновые функции состояний $|n\rangle$ и вид гамильтониана H_{em} . Современные исследователи считают, что гамильтониан H_{em} — обычный гамильтониан минимального электромагнитного взаимодействия и что все трудности при расчете матричного элемента $\langle n | H_{em} | \gamma_0 \rangle$ связаны с тем, что мы не знаем хорошо структуру адронного состояния $|n\rangle$.

● Поскольку, как мы только что сказали, нет никакой теории, которая позволила бы нам полностью рассчитать состояния $|h\rangle$, то попытаемся провести расчеты этих состояний, используя упрощенную модель. К сожалению, в настоящее время ни одна модель не описывает все эксперименты. Правда, *векторная доминантная модель* (ВДМ) дает в основном разумные результаты. Эту модель предложил Сакураи [11, 12]; она основана на допущении, что единственными важными адронными состояниями в сумме в (10.104) являются состояния самых легких векторных мезонов ρ , ω и ϕ . Поэтому в ВДМ возникают только три матричных элемента вида $\langle V | H_{em} | \gamma_0 \rangle$, и приближенные значения их можно просто брать из экспериментов со встречными электрон-позитронными пучками, в которых наблюдается рождение указанных векторных мезонов.

В качестве примера применения ВДМ кратко остановимся снова на зависимости от A полного сечения поглощения фотонов атомными ядрами [30, 31]. Рассмотрим прежде всего процесс, показанный на фиг. 10.24. В этом процессе сначала падающий фотон превращается в векторный мезон V с амплитудой вероятности g_V . Затем этот векторный мезон V обменивается с ядром адроном и взаимодействует с ним. Полное эффективное сечение $\sigma_{\text{поли}}(V)$ для взаимодействия мезона V с ядром можно рассчитать с помощью формулы оптической теоремы [см. (6.63)]:

$$\sigma_{\text{поли}}(V) = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} f_V(0^\circ). \quad (10.108)$$

Здесь $f_V(0^\circ)$ — амплитуда упругого рассеяния на 0° (рассеяние вперед). Правда, имеется одна небольшая трудность. Падающий фотон может превращаться в векторные мезоны ρ , ω или ϕ . Можем ли мы при этом складывать эффективные сечения или должны складывать амплитуды рассеяния? Ответ, конечно, хорошо известен из оптики и из квантовой механики: можно складывать интенсивности (эффективные сечения), если мы можем в принципе определить, в результате какого отдельного процесса (или по какому каналу) произошло данное событие. В нашем случае мы это действительно можем определить. Рассеянный вперед векторный мезон можно идентифицировать по продуктам распада. Таким образом, согласно (10.108), мы видим, что никакой интерференции между тремя эффективными сечениями $\sigma(\rho)$, $\sigma(\omega)$ и $\sigma(\phi)$ не происходит. Пусть амплитуда вероятности преобразования фотона в векторный ρ -мезон равна g_ρ ; тогда эффективное сечение для взаимодействия с образованием ρ -мезона будет равно $|g_\rho|^2 \sigma_{\text{поли}}(\rho)$. Полное эффективное сечение для поглощения γ -излучения, следовательно, будет суммой трех вкладов:

$$\sigma_{\text{поли}}(\gamma) = \sum_V |g_V|^2 \sigma_{\text{поли}}(V). \quad (10.109)$$

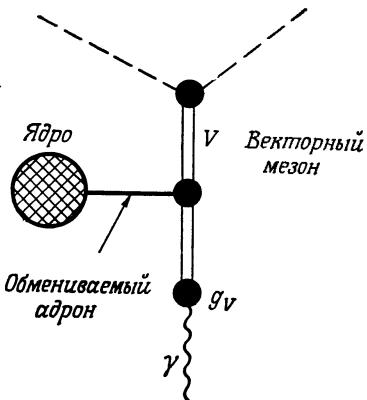
Так как векторные мезоны имеют среднюю длину свободного пробега в ядерном веществе порядка 1 фм [33], они взаимодействуют только с нуклонами на поверхности ядра, и поэтому полное эффективное сечение для векторных мезонов пропорционально поверх-

ности ядра, т. е.

$$\sigma_{\text{полн}}(V) \sim A^{2/3}. \quad (10.110)$$

Согласно формуле (10.109), видим, что полное эффективное сечение поглощения фотонов пропорционально эффективным сечениям поглощения векторных мезонов на ядрах, т. е. $A^{2/3}$. Таким образом, мы вновь получили «поверхностное» слагаемое в формуле (10.102), используя, однако, определенную модель взаимодействия фотона с ядром.

Продукты распада
мезона V



Фиг. 10.24. Рассеяние вперед векторного мезона. Падающий фотон с высокой энергией превращается в векторный мезон, который затем взаимодействует с атомным ядром путем обмена с ним адроном.

Рассмотрим теперь процесс обмена пространственнонеподобным фотоном в лептон-адронном рассеянии, изображенный диаграммой a на фиг. 10.16. Об одном частном случае (упругом рассеянии электронов на нуклонах) мы уже рассказывали в § 7 гл. 6. Там мы говорили о том, что из-за наличия структуры у нуклона возникает отклонение эффективного сечения рассеяния от теоретически ожидаемого эффективного сечения для точечных частиц; это отклонение описывается формфактором. На фиг. 6.13 мы приводили пример протонного магнитного формфактора. Овал на диаграмме a на фиг. 10.16 мы рисуем как раз для того, чтобы изобразить формфактор, который описывает главные особенности взаимодействия пространственнонеподобного фотона с нуклоном. Небезынтересно здесь отметить, что впервые предположение о существовании изоскалярных векторных мезонов сделал Намбу еще в 1957 г. как раз для того, чтобы объяснить поведение нуклонных формфакторов [34]. Кроме этих мезонов, другие авторы постулировали вскоре также изовекторные-векторные мезоны [35]. Поскольку векторные мезоны «изобрели» для описания нуклонных формфакторов и поскольку исследование нуклонных формфакторов связано с пространственнонеподобными фотонами, то, казалось бы, можно сделать заключение, что ВДМ будет описывать процессы с пространственнонеподобными фотонами особенно хорошо. Но это как раз и неверно. Простая ВДМ не позволяет правильно объяснить упругие формфакторы нуклона. Мы рассмотрели упругое рассеяние, но, кроме него, есть еще и неупругое рассеяние электронов на нуклонах, при котором протон в конечном состоянии одевается в облако адронов, рожденных в процессе неупругого взаимодействия. Особенно интересно так называемое глубокое неупругое рассеяние электронов на нуклонах, при котором передача импульса нуклону велика и нуклон оказывается сильно возбуж-.

денным [36] (см. § 8 гл. 6). Попытки объяснить основные особенности этого рассеяния с помощью ВДМ тоже потерпели неудачу, так что необходимо изобрести какой-то другой механизм взаимодействия фотонов с нуклонами. Как фотон взаимодействует с нуклоном — все еще непонятно. ●

В заключение двух последних параграфов можно сказать, что фотон определенно начинает проявлять свои адронные свойства при взаимодействии с адронами при высоких энергиях, однако в настоящее время никакого детального понимания этих явлений мы еще не достигли.

§ 9. ВЫВОДЫ И НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ

А не являются ли все Гипотезы, изобретенные до сих пор для объяснения Феномена Света, ошибочными в связи с тем, что появляются все новые и новые модификации Световых лучей?

НЬЮТОН, ОПТИКА

Квантовая электродинамика, т. е. теория, описывающая взаимодействия фотонов с лептонами, — удивительно правильная теория. Бродский и Дрэлл говорят об этом следующими словами [9]: «Квантовая электродинамика была применена с полным и фантастическим успехом к объектам, различающимся по размерам на 24 порядка, начиная от расстояний 10^{-14} см, присущих субъядерному царству, до длины волны фотонов порядка $5,5 \cdot 10^{10}$ см (около 80 радиусов Земли)». Квантовая электродинамика дает точные ответы на все вопросы о взаимодействии между лептонами и фотонами. Хотя некоторые проблемы и остаются нерешенными, но все они намного более глубокие, и решение их по существу лежит за пределами квантовой электродинамики. Так, мы пока не в состоянии ответить на следующие вопросы: Почему электрический заряд квантуется? Чем определяются значения заряда и массы электрона? Почему существуют только два заряженных лептона? Есть ли к этому фундаментальные причины или же в природе существуют другие тяжелые лептоны? Ответы на все эти вопросы ждут более глубокого проникновения в природу всех взаимодействий, а не только электромагнитного¹⁾.

Взаимодействие фотонов с адронами не описывается квантовой электродинамикой. Одни эксперименты с фотонами высокой энергии можно объяснить, сделав предположение, что фотоны постоянно превращаются в векторные мезоны, а последние взаимодействуют с адронами. Однако другие экспери-

¹⁾ Сольвеевский конгресс 1961 г. был посвящен квантовой теории поля [37]. Хотя отдельные доклады и дискуссии в настоящее время уже несколько устарели, а некоторые написаны на таком уровне, что требуют намного большей подготовки, чем та, которую мы предполагаем у наших читателей, большая часть книги [37] читается с огромным увлечением; книга позволяет представить, что думали люди, создавшие основы ныне существующей теории.

менты, в частности касающиеся глубокого неупругого рассеяния электронов на протонах, нельзя понять, основываясь на векторной доминантной модели. В каких случаях применима эта модель и как очертить границы ее применения? Какое взаимодействие способно объяснить глубокое неупругое рассеяние электронов? Есть ли какой-нибудь один принцип, который позволил бы единым образом описать фотон-адронные взаимодействия при всех энергиях, как в пространственно-, так и во времениподобных областях? Мы только начали осознавать все эти проблемы, и нас ждут еще большие сюрпризы.

Наконец, поговорим еще об одной нерешенной проблеме в теории электромагнитных взаимодействий, а именно о *магнитных монополях*. Существуют ли они? Классическая электродинамика основана на предположении, что в природе существуют электрические заряды, но не существует магнитных зарядов. Магнитное поле всегда создается магнитными диполями, и никогда магнитными зарядами (*монополями*). Этот факт выражают уравнением Максвелла

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (10.111)$$

Поскольку формула (10.111) целиком основывается на эксперименте, вопрос о ее всеобщей справедливости может подвергаться сомнению. И действительно, еще в 1931 г. Дирак развил теорию магнитных монополей [38]. В этой теории вместо (10.111) имеем уравнение

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 4\pi\rho_m, \quad (10.112)$$

где ρ_m — плотность магнитного заряда. Развивая свою теорию, Дирак показал, что квантовомеханические рассмотрения приводят к следующему условию квантования электрического e и магнитного g зарядов [39]:

$$eg = \frac{1}{2} n\hbar c, \quad (10.113)$$

где n — целое число. Швингер подтвердил это соотношение [40] (однако с множителем 2 вместо $1/2$) и вывел некоторые следствия из него. В частности, он показал, что формула (10.113) сразу приводит к следующим двум заключениям.

1) Существование магнитного монополя объясняет факт квантования электрического заряда.

2) Возводя (10.113) в квадрат, получаем приближенно

$$\frac{g^2}{\hbar c} \approx \frac{\hbar c}{e^2} \approx 137. \quad (10.114)$$

Таким образом, безразмерная константа, описывающая взаимодействие между двумя магнитными монополями, огромна по своей величине. Взаимодействие монополей по этой причине, возможно, ответственно за адронные силы. Тем не менее, несмотря на значительные усилия, никто еще экспериментально не наблюдал магнитных монополей [41—43] (см. также [44]).

Огромная сила взаимодействия монополей друг с другом, возможно, объясняет, почему так получается. Монополи, вероятно, очень тяжелые частицы, и поэтому их нельзя получить на современных ускорителях. Эксперименты при более высоких энергиях, возможно, прольют свет на эту интересную проблему.

§ 10. ЛИТЕРАТУРА

Ясное введение в предмет классической электродинамики дается в т. II *Фейнмановских лекций*. Более полное и математически корректное изложение имеется в книге *Джексона*.

Никакого слишком легкого введения в квантовую электродинамику не существует. Однако, как мы на это уже указывали в примечании на стр. 319, лучше всего с самого начала прочитать статью Ферми [2] и небольшую книжку Фейнмана [3]. С этими работами вполне может ознакомиться даже студент 3—4 курса, если только не испугается с самого начала. Краткое изложение основ теории квантования электромагнитных полей можно найти в книгах *Мерцбахера*, *Мессия* и в книге Харриса [45].

На более высоком уровне написано несколько превосходных книг, читать которые, однако, не просто. Тем не менее мы укажем здесь три книги для тех наших читателей, которые хотели бы по-настоящему разобраться в квантовой электродинамике.

1) Книга Гайтлера [46] выдержала три издания, и многие современные физики изучали квантовую теорию излучения именно по этой книге. Местами она старомодна, однако физические идеи изложены в книге Гайтлера необычайно ясно.

2) Книга Бьеркена и Дрелла [47] более современна, чем книга Гайтлера; в ней обстоятельно излагаются как физические идеи, так и техника расчетов релятивистской квантовой механики.

3) Книга Сакураи [48] должна читаться вместе с книгой Бьеркена и Дрелла. В ней многие проблемы освещаются с иных позиций, чем в книге Бьеркена и Дрелла:

Классические оригинальные статьи по квантовой электродинамике перепечатаны в книге, изданной под редакцией Швингера [49]. Современные доказательства пригодности квантовой электродинамики приводятся в статьях [9, 50, 51]. Библиография экспериментальных работ по проверке квантовой электродинамики имеется в работе [52].

Взаимодействие фотонов высокой энергии с адронами пока что не нашло отражения в учебниках. Читатель, который хотел бы узнать побольше об этой быстро развивающейся области, должен обратиться к оригиналам статьям и к трудам и материалам различного рода международных конференций, а также летних школ. Например, он может взять книгу [53] под редак-

цией Камминга и Осборна или статьи Иенни [54] и Готфрида [55]. Физике встречных сталкивающихся пучков посвящена книга [8].

Подробный обзор по взаимодействию фотонов из энергетической области в несколько МэВ с атомными ядрами читатель найдет в книге [56]. Существует большое количество книг и обзорных статей по фотоэффекту на ядрах; мы укажем на один из самых последних обзоров [57], где даны ссылки на дополнительные работы.

ЗАДАЧИ

10.1. Постройте по формуле (10.13) график для множителя вероятности перехода $P_{N\alpha}(T)/4 |\langle N | H_{\text{Int}} | \alpha \rangle|^2$, полагая
а. $T = 10^{-7}$ с,
б. $T = 10^{-22}$ с.

10.2. Выведите формулу (10.21) «золотого правила номер 1», учитывая члены второго порядка, опущенные при выводе формулы (10.19).

10.3. Рассмотрите нерелятивистское рассеяние частицы с импульсом $p = mv$ на фиксированном потенциале $H_{\text{Int}} \equiv V(x)$ (см. фиг. 10.1, б). Предположите, что падающую и рассеянную частицы можно описать плоскими волнами (борновское приближение). Пусть объем квантования равен L^3 .

а. Используя формулу «золотого правила», покажите, что скорость переходов в элемент телесного угла $d\Omega$ дается выражением

$$dw = \frac{v}{L^3} \left| \frac{m}{2\pi\hbar^2} \int d^3x e^{i(p_\alpha - p_\beta) \cdot x/\hbar} H_{\text{Int}} \right|^2 d\Omega.$$

б. Покажите, что связь между эффективным сечением $d\sigma$ и скоростью переходов дается формулой

$$w_{\beta\alpha} = F d\sigma,$$

где F — падающий поток [см. (6.2)].

в. Убедитесь в справедливости борновской формулы (6.13) для амплитуды рассеяния $f(\mathbf{q})$.

10.4. Проверьте формулу (10.26) с помощью независимого расчета, в котором определите число собственных квантовых состояний частицы в трехмерном ящике объема L^3 .

10.5. Получите правильное выражение для силы Лоренца, исходя из гамильтониана (10.40).

10.6. Покажите, что членом $q^2 A^2 / 2mc^2$ в гамильтониане (10.41) действительно можно пренебречь во всех интересующих нас случаях.

10.7. Убедитесь, что величина $qp(x)v(x)$ в формуле (10.46) является зарядом, проходящим через единицу площади в единицу времени.

10.8. Покажите, что уравнение непрерывности (10.50) есть следствие уравнений Максвелла.

10.9. Убедитесь, что полная энергия в плоской электромагнитной волне, приходящаяся на объем V , равна

$$W = V \frac{\|\mathcal{E}\|^2}{4\pi},$$

где \mathcal{E} — напряженность электрического поля.

10.10. Возьмите формулу (10.67) для скорости переходов со спонтанным испусканием дипольного излучения при переходе $\alpha \rightarrow \beta$.

а. Найдите соответствующую формулу в случае поглощения фотона при дипольном переходе $\beta \rightarrow \alpha$.

б. Сравните друг с другом скорости переходов при испускании и поглощении. Составьте величину их отношения с величиной отношения, которое следует ожидать, исходя из соображения инвариантности относительно операции обращения времени.

10.11. Докажите коммутационные соотношения (10.69) и (10.70).

10.12. Опишите подробно дипольное излучение, которое рассчитывается по формулам (10.73) и (10.74). Считайте, что вектор

$\langle \beta | x | \alpha \rangle$ направлен вдоль оси z . Сравните с излучением классического диполя.

10.13. Используйте формулу (10.75) и дайте грубую оценку среднего времени жизни относительно электрического дипольного перехода.

- а) атома при $E_v = 10$ эВ,
б) ядра при $E_v = 1$ МэВ.

Отыщите соответствующие переходы в реальных атомах и ядрах и сравните ваши времена жизни с экспериментальными.

10.14. Расскажите о точных методах определения значения постоянной тонкой структуры

10.15. Почему атомные ядра и элементарные частицы не обладают постоянными электрическими дипольными моментами? Почему, напротив, молекулы могут иметь постоянные электрические дипольные моменты?

10.16. Почему переход $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0$ оказывается электромагнитным, а не адронным распадом?

10.17. Какой мультипольный переход связан с распадом $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0$? Экстраполируйте графики на фиг. 10.11 и оцените среднее время жизни. Сравните вашу оценку с истинным временем жизни.

10.18. Рассмотрите времени-амплитудные преобразователи (ВАП).

- a. Как работают ВАП?
 - б. Как использовать ВАП для времени жизни?
 - в. Изобразите блок-схему ВАП.

10.19. Покажите, что переход $2^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+$ (например переход на фиг. 10.8) не может идти дипольным образом.

10.20. Убедитесь, что правила отбора (10.78) и законы сохранения (10.79) вместе позволяют идентифицировать мультипольные излучения, как это показано на фиг. 10-10.

10.21. Переход ядра из возбужденного в основное состояние обычно идет по одной из двух следующих конкурирующих мод: с испусканием фотона или с испусканием конверсионного электрона.

а. Расскажите о процессе внутренней конверсии.

б. Предположите, что период полураспада равен 1 с и коэффициент конверсии 10. Чему равен период полураспада для голого ядра, т. е. ядра, с которого ободрали все его электрона?

я. Ядро ^{115}Cd обладает первым возбужденным состоянием с энергией возбуждения 247 кэВ. Когда наблюдают электронный спектр этого ядра, получают отдельные линии. Укажите положение линий конверсионных электронов, возникающих при переходе 247 кэВ.

10.22. Рассмотрите рассеяние Мёллера, показанное на фиг. 10.13 (симметричное расположение счетчиков).

- а. предположите, что падающий электрон имеет кинетическую энергию, равную 1 МэВ. Вычислите угол $\theta_{\text{лаб}}$.
 б. Вычислите угол $\theta_{\text{лаб}}$ для падающего электрона с энергией 1 ГэВ

в. Рассчитайте отношение эффективных сечений для случаев «а» и «б», предполагая, что угловая функция $f(\theta)$ в (10.80) одна и та же в обоих случаях.

10.23. Рассмотрите рассеяние Мёллера. Считайте, что электроны в фольге мишени полностью поляризованы вдоль направления падающих электронов. Используйте принцип Паули и установите, как рассеиваются полуподольно-поляризованные падающие

ваются предельно поляризованные падающие электроны, если направление их спинов: а) параллельно и б) антипараллельно спинам электронов мишени. Рассмотрите только случай симметричного расположения детекторов, показанный на фиг. 10.13.

10.24. Для исследования поведения фотонов с высокой энергией требуется иметь их монознергетические пучки. Остроумный способ получения таких фотонных пучков состоит в использовании лазерного импульса, который направляют навстречу хорошо сфокусированному пучку электронов. Фотоны, которые рассеиваются на угол 180° , приобретают значительную энергию. Вычислите энергию фотонов, излучаемых рубиновым лазером и рассеянных на угол 180° электронным пучком, если энергия последнего:

- а. 1 МэВ, б. 1 ГэВ, в. 20 ГэВ.

10.25. Оцените величину отношения вероятностей для испускания ρ -мезона и γ -кванта нуклоном с высокой энергией, который пролетает поблизости от другого нуклона.

10.26. Магнитные монополи (магнитные заряды) должны были бы обладать удивительными свойствами.

а. Как магнитный монополь взаимодействовал бы с веществом?

б. Как трек монополя должен был бы выглядеть в пузырьковой камере?

в. Как можно было бы детектировать монополи?

г. Рассчитайте энергию монополя, ускоренного магнитным полем 20 кГс.

10.27. Оцените массу магнитного монополя, используя следующие, довольно грубые рассуждения. Классический радиус электрона равен

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}.$$

Предположите, что радиус магнитного монополя примерно такой же, но только в формуле e надо заменить на g , а массу электрона m_e надо заменить на массу монополя.

10.28. Выведите формулу (10.106).

Цитированная литература

1. *Larmor J., Aether and Matter*, Cambridge University Press, Cambridge, 1900.
2. *Fermi E.*, Rev. Mod. Phys., 4, 87 (1932).
3. *Feynman R. P.*, *Quantum Electrodynamics*, Benjamin, Reading, Mass., 1962. (Имеется перевод: Р. Файнман, Квантовая электродинамика, «Мир», 1964.)
4. *Asimov I.*, *Foundation*, Avon Books, New York, 1951.
5. *Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy*, Vol. 2, ed. K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam, 1965.
6. *Schwarzschild A. Z.*, *Warburton E. K.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., 18, 265 (1968).
7. *Baym G.*, *Lectures on Quantum Mechanics*, Benjamin, Reading, Mass., 1959, p. 281, 376.
8. *Physics with Intersecting Storage Rings*, ed. B. Touschek, Academic Press, New York, 1971.
9. *Brodsy S. J.*, *Drell S. D.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., 20, 147 (1970).
10. *Madaras R. et al.*, Phys. Rev. Lett., 30, 507 (1973).
11. *Sakurai J. J.*, Ann. Phys., 11, 1 (1960).
12. *Sakurai J. J.*, *Currents and Mesons*, University of Chicago Press, [Chicago, 1969. (Имеется перевод: Дж. Сакуроу, Токи и мезоны, Атомиздат, М., 1972.)]
13. *Auslander V. L. et al.*, Phys. Lett., 25B, 433 (1967); Soviet Journ. Nucl. Phys., 9, 144 (1969).
14. *Augustin J. E. et al.*, Phys. Lett., 28B, 508 (1969).
15. *Benaksas D. et al.*, Phys. Lett., 39B, 289 (1972).
16. *Balakin V. E. et al.*, Phys. Lett., 34B, 328 (1971).
17. *Auslander V. L. et al.*, Sov. Journ. Nucl. Phys., 9, 69 (1969).
18. *Proceedings of the 4th International Symposium on Electron and Photon Interactions*, ed. D. W. Braben, Daresbury Nucl. Phys. Lab., 1969.
19. *Chadwick J.*, *Goldhaber M.*, Proc. Roy. Soc. A151, 479 (1935).
20. *Firk F. W. K.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., 20, 39 (1970).
21. *Thirring W.*, Phil. Mag., 41, 1193 (1950).
22. *Low F. E.*, Phys. Rev., 96, 1428 (1954).
23. *Gell-Mann M.*, *Goldberger M. L.*, Phys. Rev., 96, 1433 (1954).
24. *Stodolsky L.*, Phys. Rev. Lett., 18, 135 (1967).
25. *Brodsy S. J.*, *Pumpkin J.*, Phys. Rev., 182, 1794 (1969).
26. *Грибов В. Н.*, ЖЭТФ, 30, 709 (1970).
27. *Caldwell D. O. et al.*, Phys. Rev. Lett., 25, 609, 613 (1970).
28. *Caldwell D. O. et al.*, Phys. Rev., D7, 1362 (1973).

29. *Allaby J. V. et al.*, Phys. Lett., **30B**, 500 (1969).
30. *Henley E. M.*, Comments Nucl. Particle Phys., **4**, 107 (1970).
31. *Murphy F. V., Yount D. E.*, Sci. Amer., **224**, 94 (July 1971).
32. *Caldwell D. O., Eltings V. B., Hesse W. P., Jahn G. E., Morrison R. J., Murphy F. V., Yount D. E.*, Phys. Rev. Lett., **23**, 1256 (1969).
33. *Asbury J. G., Becker U., Bertran W. K., Joos P., Rohde M., Smith A. S. S., Jordan C. L., Ting S. C. C.*, Phys. Rev. Lett., **19**, 865 (1967).
34. *Nambu Y.*, Phys. Rev., **106**, 1366 (1957).
35. *Frazer W. R., Fulco J.*, Phys. Rev. Lett., **2**, 365 (1959).
36. *Kendall H. W., Panofsky W. K. H.*, Sci. Amer., **224**, 61 (June 1971).
37. The Quantum Theory of Fields, Wiley-Interscience, New York, 1961.
38. *Dirac P. A. M.*, Proc. Roy. Soc. (London), **A133**, 60 (1931).
39. *Dirac P. A. M.*, Phys. Rev., **74**, 817 (1948).
40. *Schwinger J.*, Science, **165**, 757 (1969).
41. *Kolm H. H., Villa F., Odian A.*, Phys. Rev., **D4**, 1285 (1971).
42. *Alvarez L. W., Eberhard P. H., Ross R., Watt R. D.*, Science, **167**, 701 (1970).
43. *Eberhard P. H., Ross R. R., Alvarez L. W., Watt R. D.*, Phys. Rev., **D4**, 3260 (1971).
44. *Barut A. O.*, Phys. Lett., **38B**, 97 (1972).
45. *Harris E. G.*, A Pedestrian Approach to Quantum Field Theory, Wiley-Interscience, New York, 1972.
46. *Heitler W.*, The Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press, London, 1954.
(Имеется перевод 3-го издания: *Б. Гайтлер, Квантовая теория излучения*, ИЛ, 1956.)
47. *Bjorken J. D., Drell S. D.*, Relativistic Quantum Mechanics, McGraw-Hill, New York, 1964.
48. *Sakurai J. J.*, Advanced Quantum Mechanics, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1967.
49. Quantum Electrodynamics, ed. J. Schwinger, Dover, New York, 1958.
50. *Gatto R.*, в сб.: High Energy Physics, vol. 5, ed. E. H. S. Burhop, Academic Press, New York, 1972.
51. *Lautrup B. E., Peterman A., de Rafael E.*, Phys. Rep., **3C**, 196 (1972).
52. *Sternheim M. M.*, Resource Letter TQE-1, Amer. Journ. Phys., **40**, 1363 (1972).
53. Hadronic Interactions of Photons and Electrons, eds. J. Cumming and H. Osborn, Academic Press, New York, 1971.
54. *Yennie D. R.*, в сб.: 1972 Cargèse Summer Institute on Electromagnetic Interactions of Elementary Systems, в печати.
55. *Gottfried K.*, в сб.: 1971 International Symposium on Electron and Photon Interaction at High Energies, Cornell Univ., 1972.
56. *Eisenberg J. M., Greiner W.*, Nuclear Theory, Vol. 2: Excitation Mechanisms of the Nucleus, North-Holland, Amsterdam, 1970.
57. *Firk F. W. K.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., **20**, 39 (1970).

СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

История слабых взаимодействий — настоящий детективный роман. Всякий раз новая загадка сначала возникала в очень неясной и расплывчатой форме, а затем становилась все более и более отчетливой. Хотя практически всегда имелось все необходимое, чтобы ее решить, но на это как-то не обращали внимания или просто отбрасывали по тем или иным ложным соображениям. Наконец приходил исследователь, который объяснял загадки, и все делалось ясным и понятным до тех пор, пока небо опять не заволакивали тучи и не появлялась новая проблема. При разработке теории электромагнитных взаимодействий у нас был перед глазами прекрасный пример хорошо понятой классической электродинамики, которую нужно было только должным образом переформулировать и перевести на язык новых фактов, чтобы на ее основе построить квантовую электродинамику. Никакой такой классической теории для слабых взаимодействий, к сожалению, нет; правильную теорию этих взаимодействий приходится строить, обращаясь либо непосредственно к эксперименту, либо используя опять-таки аналогию с теорией электромагнитных взаимодействий.

Ниже мы расскажем читателю о нескольких загадках, с которыми столкнулись исследователи при изучении слабых взаимодействий и которые в настоящее время успешно разрешены. При этом мы сознательно не будем пользоваться здесь теорией Дирака, чтобы сделать наше изложение по возможности более доступным. В частности, мы не будем приводить в тексте все известные формулы, а сосредоточим свое внимание на объяснении самых основных положений этой области субатомной физики.

§ 1. НЕПРЕРЫВНЫЙ β -СПЕКТР

Непрерывный β -спектр можно, таким образом, объяснить, сделав допущение, что во время β -распада вместе с каждым электроном испускается некая легкая нейтральная частица — нейтрино, причем сумма энергий нейтрино и электрона будет оставаться постоянной.

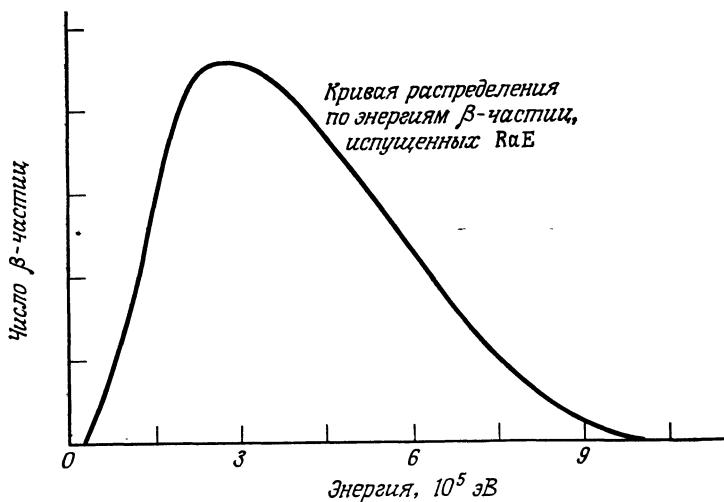
В. ПАУЛИ

Явление радиоактивности было открыто в 1896 г. Беккерелем, и уже через несколько лет стало ясно, что распадающиеся ядра испускают три типа излучений, которые назвали α -, β - и γ -излучениями. Самым загадочным из них оказалось β -излучение. Очень тщательные эксперименты, проводившиеся в течение более чем 20 лет, показали, что β -частицы являются обычными электронами и что они испускаются не с дискретными энергиями, а с энергиями, образующими непрерывный спектр. Пример β -спектра мы приводим на фиг. 11.1. В гл. 5 мы говорили уже об энергетических уровнях ядер, которые отвечают квантовым стационарным состояниям ядер. Существование квантовых уровней было уже хорошо известно в 1920 г., когда были получены первые β -спектры, и первая загадка, которую поставил перед исследователями *непрерывный β -спектр*, состояла в следующем. Почему спектр энергий испущенных электронов непрерывный, а не дискретный? Вторая не менее трудная загадка возникла через несколько лет, когда было открыто, что внутри ядер никаких электронов нет. Откуда же тогда берутся электроны, испускаемые при β -распаде?

Первую загадку разгадал Паули, который предположил, что существует новая, очень легкая, незаряженная и способная глубоко проникать в вещество частица — *нейтрино*¹⁾. Сегодня, когда открыто очень много элементарных частиц, предположение о существовании еще одной новой частицы вряд ли кого удивит. Но в 1930 г. идея Паули была поистине революционной. Ведь тогда были известны только две частицы — электрон и протон. Предложение разрушить эту простую картину субатомного мира, добавив в него третьего жителя, казалось совершенной ересью. Поэтому только очень немногие серьезно отнеслись к идеи Паули. Одним из таких исследователей был Ферми; он воспользовался гипотезой Паули о нейтрино и разгадал с ее помощью вторую загадку. Так же, как и Паули, Ферми предположил, что в каждом β -распаде ядро одновременно с β -частицей испускает нейтрино. Таким образом, простейший ядерный β -распад нейтрона имеет вид

$$n \rightarrow pe^- \bar{\nu}.$$

¹⁾ Впервые Паули высказал эту идею в письме к своим друзьям, которые в то время присутствовали на съезде физиков в Тюбингене. Между прочим, Паули пишет в письме, что он не смог присутствовать на этом ученом собрании, так как не хотел пропустить знаменитый ежегодный бал Швейцарского федерального технологического института. Это письмо, по нашему мнению, должен прочесть каждый физик. Оно напечатано в сб. [2].



Фиг. 11.1. Пример β -спектра, снятого в 1927 г. [1]. Современная экспериментальная методика позволяет получать β -спектры со значительно большим разрешением, однако все характерные особенности β -спектра уже отчетливо видны из приведенной кривой.

Поскольку нейтрино не имеет электрического заряда, его нельзя наблюдать в β -спектрометре. Но электрон и нейтрино делят между собой энергию распада, и регистрируемый в β -спектрометре электрон либо обладает малой частью этой полной энергии, либо почти максимальным ее значением. Спектр, показанный на фиг. 11.1, таким образом, получает качественное объяснение. Чтобы решить загадку с наличием электронов внутри ядра, Ферми постулировал, что и электрон, и нейтрино *образуются* в самый момент β -распада, в точности так же, как рождается фотон, когда атом или ядро испускают его, переходя из возбужденного в основное состояние, или когда рождаются два фотона при распаде нейтрального пиона.

Ферми не просто описал, как может происходить β -распад; он развел также полную количественную теорию этого явления, провел все необходимые вычисления и определил форму кривой β -спектра и закон зависимости вероятности распада от энергии. Его оригинальная работа [3], однако, слишком трудна, чтобы мы могли ее здесь изложить. Ниже в данном параграфе мы покажем только, что даже при очень грубых допущениях можно легко объяснить форму кривой β -спектра. Поскольку взаимодействие, ответственное за β -распад, слабое, то можно смело использовать теорию возмущений и вероятность распада рассчитать по формуле «золотого правила» (10.1):

$$d\omega_{\beta\alpha} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \beta | H_w | \alpha \rangle|^2 \rho(E).$$

Здесь H_w^1) — гамильтониан, ответственный за β -распад. Мы написали $d\omega_{\beta\alpha}$, а не просто $w_{\beta\alpha}$, чтобы подчеркнуть, что мы интересуемся вероятностью только тех распадов, при которых энергия испущенного электрона заключена в пределах E_e , $E_e + dE_e$. Вычислим теперь множитель плотности состояний $\rho(E)$. В конечном состоянии после β -распада мы имеем три частицы, а потому $\rho(E)$ дается формулой (10.34):

$$\rho(E) = \frac{V^2}{(2\pi\hbar)^6} \frac{d}{dE_{\max}} \int p_e^2 dp_e d\Omega_e p_{\bar{\nu}}^2 dp_{\bar{\nu}} d\Omega_{\bar{\nu}}. \quad (11.1)$$

Здесь V — объем, в котором производится квантование. Поскольку окончательные результаты не зависят от величины этого объема, мы положим $V = 1$. Операцию дифференцирования d/dE_{\max} в (11.1) необходимо пояснить. Ведь E_{\max} — постоянно, и поэтому на первый взгляд кажется, что производная d/dE_{\max} должна равняться нулю. Это заключение, однако, неверно. Мы должны варьировать E_{\max} , и производная $(d/dE_{\max}) \int \dots$ как раз и показывает нам, как интеграл меняется при изменении E_{\max} .

Прежде чем вычислять интеграл (11.1) для $\rho(E)$, мы должны четко понять, что мы хотим узнать. На фиг. 11.1 показан энергетический спектр электронов, испущенных при β -распаде, т. е. зависимость числа электронов с энергиями в интервале от E_e до $E_e + dE_e$ от энергии E_e . Чтобы найти соответствующую этим процессам испускания скорость переходов, мы должны зафиксировать E_e , а следовательно p_e . Производная d/dE_{\max} в (11.1) не будет тогда затрагивать величин, связанных с электроном, и поэтому из формулы (11.1) непосредственно получим

$$\rho(E) = \frac{d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}}{(2\pi\hbar)^6} p_e^2 dp_e p_{\bar{\nu}}^2 \frac{dp_{\bar{\nu}}}{dE_{\max}}. \quad (11.2)$$

Теперь мы можем упростить это выражение, учитывая, что нуклон, имеющийся в конечном состоянии после β -распада, намного тяжелее обоих лептонов, а поэтому приобретает очень небольшую энергию отдачи. В очень хорошем приближении мы можем считать, таким образом, что полная энергия распада есть сумма энергий электрона и нейтрино, т. е.

$$E_e + E_{\bar{\nu}} = E_{\max}. \quad (11.3)$$

Считая, что нейтрино не имеет массы, получаем $E_{\bar{\nu}} = p_{\bar{\nu}}c$ и при фиксированной энергии E_e имеем

$$\frac{dp_{\bar{\nu}}}{dE_{\max}} = \frac{1}{c} \frac{dE_{\bar{\nu}}}{dE_{\max}} = \frac{1}{c},$$

откуда окончательно

$$\rho(E) = \frac{d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}}{(2\pi\hbar)^6 c} p_e^2 p_{\bar{\nu}}^2 dp_e. \quad (11.4)$$

¹⁾ Индекс w происходит от английского слова weak — слабый. — Прим. ред.

Эта формула дает энергетическую плотность конечных состояний $\rho(E)$ для переходов, при которых электрон имеет импульс в интервале от p_e до $p_e + dp_e$, причем направление импульса лежит в телесном угле $d\Omega_e$. Согласно (11.3), p_v^2 нужно заменить на $(E_{\max} - E_e)^2/c^2$. Далее, если вместо матричного элемента $\langle \beta | H_w | \alpha \rangle$ гамильтониана взаимодействия использовать значение, усредненное по углу между направлениями разлета электрона и нейтрона, то $d\omega_{\beta\alpha}$ можно проинтегрировать по $d\Omega_e d\Omega_v$ и с учетом формулы (11.4) окончательно получить

$$d\omega_{\beta\alpha} = \frac{1}{2\pi^3 c^3 \hbar^2} \overline{|\langle p e^{-v} | H_w | n \rangle|^2} p_e^2 (E_{\max} - E_e)^2 dp_e, \quad (11.5)$$

Формула (11.5) дает вероятность распада в единицу времени нейтрона на протон, электрон и антинейтрин; при этом распаде электрон имеет импульс в интервале от p_e до $p_e + dp_e$. Согласуется ли формула (11.5) с экспериментом? Поскольку на данном этапе мы ничего не знаем о входящем в нее матричном элементе, то самое простое — считать его не зависящим от импульса электрона и посмотреть, можно ли с помощью других множителей, имеющихся в (11.5), объяснить наблюдаемый β -спектр. И действительно, в принципе функцию

$$p_e^2 (E_{\max} - E_e)^2 dp_e$$

можно сопоставить с экспериментальной кривой. Но можно поступить и проще. Возьмем формулу (11.5) и перепишем ее в следующем виде:

$$\left[\frac{d\omega_{\beta\alpha}}{p_e^2 dp_e} \right]^{1/2} = \text{const} \cdot \overline{\left(|\langle p e^{-v} | H_w | n \rangle|^2 \right)^{1/2}} (E_{\max} - E_e). \quad (11.6)$$

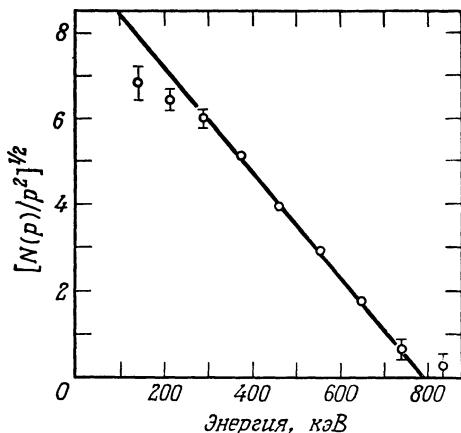
Если величину, стоящую в левой части равенства, определить экспериментально и отложить в зависимости от энергии E_e , то у нас должна получиться прямая линия (если матричный элемент действительно не зависит от импульса электрона). Такой график называют графиком Ферми или графиком Кури. На фиг. 11.2 мы приводим график Кури для распада нейтрона. Он на самом деле в большей части области энергий является прямой линией. Отклонения от прямой при малых энергиях на фиг. 11.2 чисто экспериментального происхождения. Дело в том, что счетчик электронов имел окошко толщиной 5 мг/см², которое поглощало электроны с низкой энергией [см. фиг. 3.8 и формулу (3.7)]. Число электронов, приведенное на фиг. 11.2, не корректировалось на эту потерю электронов.

Все сказанное в отношении β -распада нейтрона относится в равной мере также и к β -распадам ядер. Здесь, однако, мы должны учесть еще одно существенное обстоятельство, о котором пока что ничего не сказали. Когда у ядра, обладающего зарядом Ze , происходит β -распад, заряженный лептон, вылетающий из ядра, испытывает действие кулоновских сил ядра. Эти силы замедляют отрицательный и ускоряют положительный улетающий электрон.

По этой причине вид кривой β -спектра искажается. В экспериментально снятом спектре мы будем наблюдать больше позитронов с высокими энергиями и больше электронов с низкими энергиями, чем предсказывает формула (11.5). К счастью, влияние кулоновского потенциала на испущенный электрон можно рассчитать совершенно точно и ввести в формулу (11.5) в качестве дополнительного множителя *кулоновскую поправку*; тогда для распада $N \rightarrow N'ev$ формула (11.5) примет вид

$$dw_{\beta\alpha} = \frac{1}{2\pi^3 c^3 h^7} |\langle N'ev | H_w | N \rangle|^2 F(\mp 1, Z, E_e) p_e^2 (E_{\max} - E_e)^2 dE_e. \quad (11.7)$$

Входящая в (11.7) функция $F(\mp 1, Z, E)$ называется *функцией Ферми*. Величина ∓ 1 в ее аргументе указывает, относится ли эта функция к элект-



Фиг. 11.2. График Кури для распада нейтрона [4].

трону или позитрону, Ze — означает электрический заряд ядра, E_e — энергию (отрицательного или положительного) электрона. В настоящее время составлены подробные таблицы функции Ферми [5].

Чтобы принять во внимание искажения β -спектров из-за указанного кулоновского взаимодействия, необходимо при построении графика Кури учесть функцию Ферми. По построенному с учетом этой поправки графику Кури можно тогда находить зависимость матричных элементов β -распада от импульса электрона. Эксперименты показывают, что матричные элементы практически не зависят от импульса во всех интересующих нас случаях при энергиях электронов вплоть до нескольких МэВ. Форма кривой спектра электронов при β -распаде определяется, таким образом, исключительно множителем фазового объема, или плотностью состояний, а не зависимостью от импульса матричного элемента перехода. Поэтому форма β -спектра не может нам практически ничего сказать о структуре слабых взаимодействий.

§ 2. ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ОТНОСИТЕЛЬНО β -РАСПАДОВ

Поскольку из формы β -спектров не слишком много удается узнать, то для получения в разных случаях величины матричного элемента слабого взаимодействия используют экспериментально найденные времена жизни ядер относительно β -распадов. Так как эти матричные элементы не зависят от импульса электрона, то полную вероятность переходов $w_{\beta\alpha}$, а следовательно, и время жизни τ распадающегося состояния можно легко найти, проводя интегрирование в формуле (11.7) по импульсам:

$$w = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{4\pi^3 c^3 \hbar^7} \overline{|\langle N'ev | H_w | N \rangle|^2} \int_0^{p_{\max}} dp_e F(\mp 1, Z, E_e) p_e^2 (E_{\max} - E_e)^2. \quad (11.8)$$

Так как функция F нам известна, то интеграл, входящий в правую часть (11.8), можно вычислить. В частности, в случае очень больших энергий, когда $E_{\max} \approx cp_{\max}$, и при малых Z , когда $F \approx 1$, получаем

$$\int_0^{p_{\max}} dp_e p_e^2 (E_{\max} - E_e)^2 \approx \frac{1}{30c^3} E_{\max}^5. \quad (11.9)$$

Этот простой результат иногда вполне достаточен для проведения грубых ориентировочных оценок. Однако, чтобы по-настоящему обработать экспериментальные данные, необходимо знать точные значения интеграла (11.8). К счастью, указанный интеграл протабулирован [5]. При работе с таблицами следует иметь в виду, что в них используется следующее сокращенное обозначение:

$$\int_0^{p_{\max}} dp_e F(\mp 1, Z, E_e) p_e^2 (E_{\max} - E_e)^2 = m_e^5 c^7 f(E_{\max}). \quad (11.10)$$

Множитель $m_e^5 c^7$ вводят для того, чтобы сделать величину f безразмерной. Из формул (11.10) и (11.8) сразу получаем выражение для матричного элемента

$$\overline{|\langle N'ev | H_w | N \rangle|^2} = \frac{2\pi^3}{f\tau} \frac{\hbar^7}{m_e^5 c^4}. \quad (11.11)$$

Если τ измерено, а значение f взято из таблиц [5], то можно по формуле (11.11) найти значения квадрата матричного элемента. К сожалению, однако, в таблицах [5] приводят значения $ft_{1/2}$, а не $f\tau$. Величину $ft_{1/2}$ называют *приведенным периодом полураспада*. Это название имеет следующее объяснение. Все β -распадные состояния имели бы одинаковое значение периода полураспада $ft_{1/2}$, если бы для них матричные элементы были одинаковы.

В реальных β -распадах величины $ft_{1/2}$ изменяются в очень широких пределах от 10^3 до 10^{23} с. Если бы такой большой интервал изменения этой величины был связан с тем, что слабое взаимодействие H_w не является *универсальным*, а изменяется от распада к распаду, то было бы совершенно безнадежным делом понять физику слабых процессов. Мы считаем, однако, что гамильтониан H_w — один и тот же для всех процессов слабого распада и что только волновые функции ядер, между которыми вычисляется матричный элемент $\langle N'ev | H_w | N \rangle$, ответственны за столь большое расхождение значений данного матричного элемента. Разумно предположить, что в наиболее фундаментальных процессах слабого распада мы имеем «наилучшие» волновые функции, т. е. такие, для которых матричный элемент принимает наибольшие значения. Для таких β -распадов, следовательно, величина $ft_{1/2}$ имеет самые малые значения. Данные относительно некоторых важных случаев β -распада приведены в табл. 11.1.

Таблица 11.1

**Экспериментальные значения приведенных периодов полураспада
для некоторых β -распадов**

| Распад | Спины и четности | $t_{1/2}$ | E_{\max} , МэВ | $ft_{1/2}$, с |
|---|---|-----------|------------------|----------------|
| $n \rightarrow p$ | $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$ | 10,6 мин | 0,782 | 1100 |
| ${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}$ | $0^+ \rightarrow 1^+$ | 0,813 с | 3,50 | 810 |
| ${}^{14}\text{O} \rightarrow {}^{14}\text{N}$ | $0^+ \rightarrow 0^+$ | 71,4 с | 1,812 | 3100 |

Используя простое соотношение $ft_{1/2} = (\ln 2) f\tau$ [см. (5.33)] и численные значения фундаментальных констант, из формулы (11.11) получаем

$$\overline{|\langle N'ev | H_w | N \rangle|^2} = \frac{43 \cdot 10^{-6} \text{ МэВ}^2 \cdot \text{фм}^6 \cdot \text{с}}{ft_{1/2} \text{ (в с)}}. \quad (11.12)$$

Рассмотрим, к примеру, β -распад нейтрона. Взяв для него значение $ft_{1/2}$, приведенное в табл. 11.1 для матричного элемента взаимодействия H_w получим следующее значение:

$$\overline{|\langle nev | H_w | n \rangle|} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3. \quad (11.13)$$

Матричный элемент (11.13) имеет размерность «энергия \times объем». Объем протона, как это следует из (6.51), равен примерно 2 фм^3 . Таким образом, плотность энергии слабого взаимодействия, распределенной по объему протона, по порядку величины равна

$$H_w \approx 10^{-4} \text{ МэВ}. \quad (11.14)$$

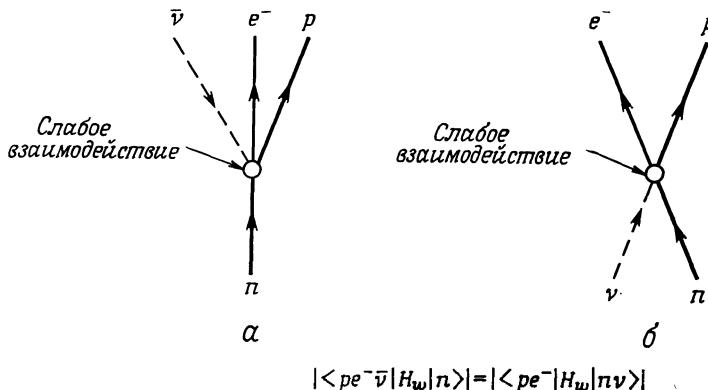
Этот результат показывает, что слабое взаимодействие, действительно, очень слабое. Считая (как это обычно делают), что масса протона, равная примерно 1 ГэВ, обязана своим происхождением адронному взаимодействию, можно оценить плотность энергии адронного взаимодействия в протоне. Получается, таким образом, что *слабое взаимодействие слабее адронного в 10^7 раз.*

§ 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТОКОВ

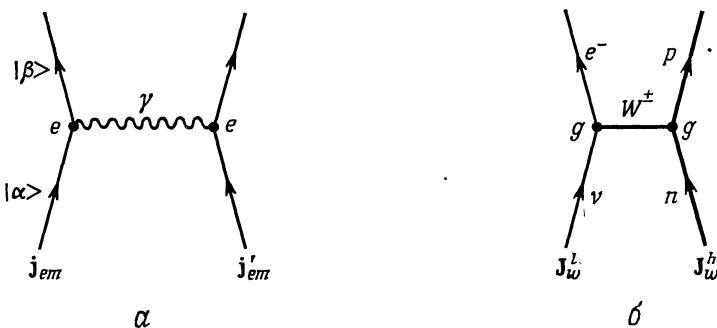
В § 1 и 2 этой главы мы рассказали читателю, что, во-первых, основные особенности формы β -спектра объясняются множителем фазового объема, или плотностью состояний, и, во-вторых, взаимодействие, ответственное за β -распады, настолько слабое, что, несомненно, к нему можно применять теорию возмущений. Пока мы еще ничего не говорили о виде гамильтониана, описывающего β -распады. А действительно, нельзя ли установить каким-нибудь образом, как устроен гамильтониан слабого взаимодействия? Выше мы уже отмечали, что первую успешную теорию β -распада развил Ферми [3]; ее он предложил в 1933 г., когда мы знали о β -распадах значительно меньше, чем описано в § 1 и 2. Постараемся объяснить читателю, как же Ферми удалось столь глубоко проникнуть в суть слабых взаимодействий. Ниже мы воспроизведем ход его рассуждений, используя, однако, современные обозначения.

Ферми предположил, что электрон и нейтрино *рождаются* в процессе β -распада. Этот акт совместного рождения он считал подобным акту испускания фотона атомом или ядром. В 1933 г. квантовая теория электромагнитного излучения была уже полностью развита, и Ферми решил взять ее в качестве модели при построении теории слабых взаимодействий. Результат оказался удивительно успешным и смог продержаться в науке в течение почти 25 лет без каких-либо изменений. И только когда было открыто в 1957 г. *несохранение четности* в слабых взаимодействиях, потребовалось, наконец, внести некоторые исправления в первоначальную теорию Ферми. Это полезное обобщение теории Ферми было проведено Фейнманом и Гелл-Манном [6] и немногого в другой форме Маршаком и Сударшаном [7]. Следует отметить, однако, что усовершенствованная теория слабых взаимодействий, которая общепринята в настоящее время, очень мало отличается от первоначальной теории Ферми. Можно даже утверждать, что слабые взаимодействия почему-то стараются практически во всем походить на своего более сильного «кузена» — электромагнитные взаимодействия.

На фиг. 11.3, *a* изображена фейнмановская диаграмма для распада нейтрона. Этот распад, однако, не очень удобен для изучения гамильтониана взаимодействия, потому что при этом распаде уничтожается одна частица и рождаются три частицы. Аналогию с электромагнитными взаимодействиями легче проследить на процессе, в котором уничтожаются две частицы и рождаются две частицы. В § 5 гл. 7 мы уже говорили, что античастицу можно рас-



Фиг. 11.3. Фейнмановские диаграммы для процессов распада нейтрона и поглощения нейтрино нейтроном. Предполагают, что абсолютные значения матричных элементов взаимодействия для обоих указанных процессов одинаковы.



Фиг. 11.4. Сопоставление электромагнитного и слабого взаимодействий. Верхние индексы l и h означают соответственно лептонный и адронный токи.

сматривать как частицу, движущуюся в обратном направлении во времени. Поэтому разумно одну из выходящих античастиц, например антинейтрино, заменить на входящую частицу, теперь уже нейтрино. Тогда мы будем иметь дело с процессом, фейнмановская диаграмма для которого изображена на фиг. 11.3, б. Мы сделаем, далее, важное предположение, что *матричные элементы для обоих процессов, изображенных на фиг. 11.3, а и б, имеют одну и ту же величину*. Скорости переходов, конечно, будут различными, так как различные множители фазового объема $\rho(E)$.

Сравним теперь, как это сделал Ферми, слабое и электромагнитное взаимодействия (фиг. 11.4). Как было хорошо известно уже в 1933 г., силы электромагнитного взаимодействия передаются виртуальными фотонами, и Ферми,

исходя из этого факта, решил изменить форму слабого взаимодействия (по сравнению с представленной на фиг. 11.3, б), введя в рассмотрение гипотетическую частицу — промежуточный бозон W^1). После этого предположения о существовании частицы, передающей силы слабого взаимодействия, аналогия с электромагнитным взаимодействием стала полной. Хотя многие приводимые ниже рассуждения можно проводить и без предположения о существовании частицы W , однако они становятся более простыми и легче запоминаются, если сделать это предположение.

Рассмотрим сначала электромагнитное взаимодействие, при котором два тока, каждый создаваемый своей частицей с зарядом e , взаимодействуют друг с другом посредством обмена виртуальным фотоном. Энергию взаимодействия этих токов можно выразить формулой (10.49):

$$H_{em} = -\frac{e^2}{c^2} \int d^3x d^3x' \mathbf{j}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{j}'(\mathbf{x}') \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}. \quad (11.15)$$

Условие сохранения электрического заряда при взаимодействии требует, чтобы заряд сохранялся вдоль каждой сплошной линии на диаграмме на фиг. 11.4, а, так как фотон электрически нейтрален. Дальнодействующий характер электромагнитных сил, выражаемый множителем $|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^{-1}$ в формуле (11.15), связан с тем, что фотон имеет обращающуюся в нуль массу покоя.

Предположим теперь, что слабое взаимодействие, представленное правой диаграммой на фиг. 11.4, б, тоже является взаимодействием двух токов (так называемых *слабых токов*) и вид гамильтониана слабого взаимодействия H_w аналогичен виду гамильтониана электромагнитного взаимодействия H_{em} . Факт сохранения числа лептонов вдоль каждой сплошной линии в случае слабого взаимодействия (фиг. 11.4, б) соответствует факту сохранения электрического заряда вдоль линий токов в случае электромагнитного взаимодействия (фиг. 11.4, а). Можно сказать, что каждый слабый ток сохраняет лептонное число, а следовательно, лептонное число промежуточной частицы W равняется нулю. Если бы мы, переходя от диаграммы на фиг. 11.3, а к диаграмме на фиг. 11.3, б, заменили входящий протон на входящий антипротон, то в таком образе построенной фейнмановской диаграмме получившиеся токи не удовлетворяли бы обсуждаемому закону сохранения. В слабых токах, показанных на фиг. 11.4, б, в вертеках диаграммы значение электрического заряда частицы изменяется на ± 1 (например, на левой линии нейтрино превращается в электрон). Такое изменение электрических зарядов взаимодействующих частиц происходит во всех слабых процессах, которые до сих пор наблюдались на эксперименте. Поскольку, однако, электрический заряд в полной реакции должен обязательно сохраняться, частица W должна быть электрически заряженной. Это обстоятельство можно выразить словами: в природе не существует слабых нейтральных токов.

¹⁾ Обозначение W происходит от английского слова weak — слабый.— Прим. ред.

Изменения, которые надо сделать, чтобы из гамильтониана H_{em} получить гамильтониан H_w , следующие:

- 1) Константу связи e надо заменить на константу связи g .
- 2) Электромагнитные токи \mathbf{j}_{em} надо заменить на слабые токи \mathbf{J}_w^l и \mathbf{J}_w^h . Верхние индексы l и h означают соответственно лептонный и адронный слабые токи.
- 3) Частицу W в отличие от фотона следует наделить массой и электрическим зарядом.

Поскольку частица W экспериментально еще не открыта, относительно значения ее массы мы можем делать какие угодно предположения. Предпринятые к настоящему времени попытки найти частицу W заставляют, однако, считать, что масса покоя частицы W должна быть больше нескольких ГэВ/ c^2 . Согласно формуле (5.51), это означает, что радиус действия R_W сил слабого взаимодействия должен удовлетворять условию

$$R_W = \frac{\hbar}{m_W c} \ll 0,1 \text{ фм.} \quad (11.16)$$

Учитывая все сказанное, по аналогии с формулой (11.15) для гамильтониана электромагнитного взаимодействия мы можем написать следующую формулу для гамильтониана слабого взаимодействия:

$$H_w = -\frac{g^2}{c^2} \int d^3x d^3x' \mathbf{J}_w^l(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{J}_w^h(\mathbf{x}') f(r), \quad (11.17)$$

где $r = |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ и где функция $f(r)$ характеризует вид зависимости сил слабого взаимодействия от расстояния. Точная форма функции $f(r)$ неизвестна, но если частица W действительно существует в природе, то мы должны заключить, что область существенного изменения функции $f(r)$ должна быть порядка указанных в (11.16) размеров. Поскольку область изменения функции $f(r)$ такая малая, то нам можно и не знать точное поведение $f(r)$ (если ограничиться энергиями, доступными в наше время на эксперименте). Обычно, однако, короткодействующие слабые силы описывают функцией Юкавы

$$f(r) = \frac{e^{-r/R_W}}{r}. \quad (11.18)$$

Мы еще подробно расскажем о формуле (11.18) в гл. 12. Здесь же заметим только, что функция Юкавы становится заметно отличной от нуля только на расстояниях, меньших или порядка R_W . Если же мы предположим еще, что слабые токи мало изменяются на расстояниях порядка R_W , то в формуле (11.17) сможем приближенно положить

$$\mathbf{J}_w^h(\mathbf{x}') \approx \mathbf{J}_w^h(\mathbf{x}).$$

Тогда, подставляя формулу (11.18) в (11.17), после интегрирования по d^3x' получаем

$$H_w = -4\pi \frac{g^2 R_W^2}{c^2} \int d^3x \mathbf{J}_w^l(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{J}_w^h(\mathbf{x}). \quad (11.19)$$

Так как масса покоя частицы W , а следовательно, и радиус R_W нам неизвестны, формулу (11.19) лучше переписать в виде

$$H_w = -\frac{G}{\sqrt{2} c^2} \int d^3x \mathbf{J}_w^l(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{J}_w^h(\mathbf{x}), \quad (11.20)$$

где

$$G = \sqrt{2} 4\pi g^2 R_W^2 = \sqrt{2} 4\pi \left(\frac{\hbar}{m_w c} \right)^2 g^2. \quad (11.21)$$

В формулу (11.20) введен множитель $1/\sqrt{2}c^2$, как это обычно принято в современной научной литературе. Величина G — новая константа связи слабого взаимодействия; она не имеет теперь размерности электрического заряда e (в отличие от константы g).

Гамильтониан слабого взаимодействия H_w в том виде, как он дается формулой (11.20), еще не является правильным по следующей тривиальной причине: оператор H_w должен быть эрмитовым, а он не может быть таким потому, что входящие в него токи \mathbf{J}_w^l и \mathbf{J}_w^h не эрмитовы. Если бы токи \mathbf{J}_w^l и \mathbf{J}_w^h были эрмитовыми, то гамильтониан H_w , конечно, был бы эрмитов. Для электромагнитных взаимодействий эрмитовость электромагнитных токов \mathbf{j}_{em} гарантирована, так как они экспериментально наблюдаемые величины (фотон не имеет электрического заряда). Никакой такой гарантии нет в случае слабых взаимодействий. Как мы уже сказали, слабые токи действительно не эрмитовы. Следовательно, нам надо теперь постараться каким-то образом сделать оператор H_w эрмитовым. Есть два пути для достижения этой цели. Во-первых, можно просто добавить к гамильтониану (11.20) эрмитово сопряженное ему выражение. Во-вторых, можно использовать еще раз аналогию со случаем электромагнитных взаимодействий. Согласно формуле (10.93), электромагнитный ток является суммой двух слагаемых, одного — для лептонов и другого — для адронов. Точно так же и в случае слабого взаимодействия предположим, что полный слабый ток можно записать в виде суммы двух слагаемых — лептонного и адронного токов:

$$\mathbf{J}_w = \mathbf{J}_w^l + \mathbf{J}_w^h. \quad (11.22)$$

Гамильтониан H_w можно сделать тогда эрмитовым, если вместо (11.20) мы напишем для него формулу

$$H_w = -\frac{G}{\sqrt{2} c^2} \int d^3x \mathbf{J}_w(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{J}_w^\dagger(\mathbf{x}). \quad (11.23)$$

Формула (11.23) все еще неправильная. В нашей исходной формуле (11.15) для гамильтониана электромагнитного взаимодействия мы учитывали только

энергию взаимодействия электрических токов друг с другом и отбросили кулоновское взаимодействие электрических зарядов частиц, которое тоже надо принимать во внимание. Энергия кулоновского взаимодействия между двумя электрическими зарядами, имеющими объемные плотности распределения $\rho(x)$ и $\rho'(x')$, как хорошо известно, дается выражением

$$H_c = e^2 \int d^3x d^3x' \frac{\rho(x) \rho'(x')}{|x - x'|}.$$

Если в природе существуют не только слабые токи, но и слабые заряды ρ_w , то рассуждения, приведшие к формуле (11.23), следует уточнить и вместо формулы (11.23) для полного гамильтониана слабого взаимодействия написать следующую формулу:

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2} c^2} \int d^3x [c^2 \rho_w(x) \rho_w^\dagger(x) - \mathbf{J}_w(x) \cdot \mathbf{J}_w^\dagger(x)]. \quad (11.24)$$

Теперь, кажется, мы учли все, что нужно, и, действительно, слабые взаимодействия, как мы расскажем ниже, очень хорошо описываются гамильтонианом (11.24). Прежде чем переходить к этому рассказу, введем обозначения, позволяющие придать формуле (11.24) более простой вид! Плотность вероятности и плотность тока вероятности, рассматриваемые вместе, образуют четырехвектор, как мы об этом уже говорили [см. (10.89)]:

$$\mathbf{J}_w = (\rho_w, \mathbf{J}_w).$$

Ниже в данной главе мы будем обозначать четырехвекторы обычными светлыми буквами. Скалярное произведение двух четырехвекторов мы уже определили в гл. 10 формулой (10.88), так что, согласно этой формуле,

$$\mathbf{J}_w \cdot \mathbf{J}_w^\dagger = c^2 \rho_w \rho_w^\dagger - \mathbf{J}_w \cdot \mathbf{J}_w^\dagger;$$

и, следовательно, гамильтониан слабого взаимодействия (11.24) принимает вид

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2} c^2} \int d^3x \mathbf{J}_w(x) \cdot \mathbf{J}_w^\dagger(x). \quad (11.25)$$

Из последней формулы непосредственно видна лоренцева инвариантность гамильтониана H_w .

Читателю, который чувствует себя неуютно с четырехвекторами, мы можем порекомендовать рассматривать их скалярное произведение просто как обычное скалярное произведение обычных векторов. Большого вреда не будет.

Понятия слабых токов и слабых зарядов требуют, несомненно, обоснования. Мы привыкли к электрическим зарядам и электрическим токам. Их можно наблюдать, с ними можно проводить измерения, и они постоянно нас окружают. Слабые токи и слабые заряды, напротив, не встречаются в классической физике. Единственный способ осознать их — допустить их существование и постараться понять, что следует из этого предположения. Если,

действительно, окажется, что наши эксперименты согласуются с предсказаниями, получаемыми на основе гамильтониана (11.25), то у нас появится полная уверенность, что слабые заряды и токи на самом деле существуют в природе. Если же найдутся эксперименты, которые будут противоречить гамильтониану (11.25), то нам тогда придется поискать другую теорию слабых взаимодействий. В следующих параграфах этой главы мы ответим на три вопроса, связанные с гамильтонианом H_w .

- 1) Какие реальные физические явления описываются гамильтонианом H_w ?
- 2) Каковы формы проявления слабого тока J_w ?
- 3) Чему равно значение константы связи G ?

§ 4. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О СЛАБЫХ ПРОЦЕССАХ

До сих пор мы рассматривали только процессы β -распадов ядер — самый первый и наиболее известный пример слабых взаимодействий. Если бы он был единственным примером проявления слабых сил в природе, то они не были бы так интересны. Однако в настоящее время известно удивительно большое число других слабых процессов, и они являются богатым источником для изучения неожиданных новых физических явлений. Здесь мы расскажем только об одном из этих явлений — о *нарушении закона сохранения четности*. Эксперименты по нарушению четности, проводимые в настоящее время на больших ускорителях, в частности на ускорителе в Батавии, обещают в будущем принести еще много неожиданностей. Ниже в этом параграфе мы расскажем об общей классификации слабых процессов и на отдельных примерах разъясним их особенности, а также объясним читателю, почему все эти процессы называются *слабыми*.

В основу общей *классификации* слабых процессов можно положить деление слабых токов на лептонные и адронные [см. (11.22)]. Подставив в гамильтониан (11.25) выражение (11.22) для слабого тока, т. е. $J_w = J_w^l + J_w^h$, получим сумму четырех скалярных произведений. Одно из них содержит только лептонные токи, другое — только адронные токи и два — лептонный и адронный токи. Классификацию процессов слабых взаимодействий можно произвести, таким образом, в соответствии с указанными типами скалярных произведений:

$$\begin{aligned} \text{лептонные процессы: } & J_w^l \cdot J^{l\dagger}, \\ \text{лептоно-адронные процессы: } & J_w^l \cdot J_w^h + J_w^h \cdot J_w^{l\dagger}, \\ \text{адронные процессы: } & J_w^h \cdot J^{h\dagger}. \end{aligned} \quad (11.26)$$

Примеры слабых процессов каждого из трех типов в настоящее время хорошо известны. В гл. 10, посвященной электромагнитным взаимодействиям, мы уже говорили о том, что наша жизнь была бы очень простой, если бы в природе имелись только одни лептоны. Это подтверждается и теорией слабых взаимодействий. Лептонные слабые процессы можно все рассчитать, причем теория

и эксперимент прекрасно согласуются друг с другом. Лептонно-адронные слабые процессы доставляют нам уже немало хлопот, а слабые адронные процессы все еще до конца не поняты и полностью не объяснены. Приведем теперь примеры слабых процессов всех трех типов.

Лептонные процессы. Единственный чисто лептонный распад, который обнаружен в настоящее время на эксперименте,— это распад мюона

$$\mu \rightarrow e\bar{\nu}v. \quad (11.27)$$

Об этом распаде мы подробно еще расскажем в следующем параграфе, и там мы узнаем, что максимальная энергия электрона, испускаемого при распаде мюона, равна примерно 53 МэВ, время жизни мюона равно 2,2 мкс и что четность в этом распаде не сохраняется.

В процессах рассеяния нейтрино на заряженных лептонах тоже участвуют только лептоны. В процессах

$$\begin{aligned} v_e e^- &\rightarrow v_e e^-, \\ v_\mu e^- &\rightarrow v_\mu \mu^- \end{aligned} \quad (11.28)$$

электромагнитные и адронные взаимодействия не проявляются, и эти процессы, а также соответствующие им процессы, в которых участвуют антинейтрино, являются идеальными примерами для исследования структуры слабых взаимодействий при высоких энергиях. К сожалению, имеющиеся в настоящее время пучки нейтрино обладают слишком малой интенсивностью, а детекторы нейтрино очень несовершены и недостаточно чувствительны, так что пока процессы рассеяния нейтрино на лептонах экспериментально не наблюдались.

Лептонно-адронные процессы. В лептонно-адронных слабых процессах один ток лептонный, а другой — адронный. Типичный пример такого процесса представлен диаграммой на фиг. 11.4, прототипом его является β -распад нейтрона. Данные об этом и еще о двух лептонно-адронных процессах приведены в табл. 11.2, данные о других лептонно-адронных процессах читатель найдет в табл. П. 3 в приложении.

Таблица 11.2

Экспериментальные данные о трех лептонно-адронных процессах распада

$t_{1/2}$ — период полураспада

| Распад | Спины и четности | $t_{1/2}$, с | E_{\max} , МэВ | $ft_{1/2}$, с |
|--|---|---------------------|------------------|------------------|
| $\pi^\pm \rightarrow \pi^0 e\nu$ | $0^- \rightarrow 0^-$ | 1,8 | 4,1 | $2 \cdot 10^3$ |
| $n \rightarrow p e\bar{\nu}$ | $\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$ | 640 | 0,78 | $1,2 \cdot 10^3$ |
| $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \bar{\nu}$ | $\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$ | $1,7 \cdot 10^{-6}$ | 79 | $5 \cdot 10^3$ |

В связи с табл. 11.2 естественно приходит в голову вопрос: а достаточно ли вообще содержится информации в экспериментальных данных о распадах, чтобы можно было полностью изучить форму слабого взаимодействия? Ведь значения максимальных энергий, приведенных в табл. 11.2, не больше 79 МэВ, а из изучения процессов электромагнитных взаимодействий мы уже знаем, что для исследования некоторых свойств этих взаимодействий необходимо иметь энергию порядка нескольких ГэВ. Существуют ли в природе слабые распады с такими большими максимальными энергиями? Ни одного из них вы не найдете в табл. 11.2 и табл. П. 3 в приложении и понятно почему. Если представить себе, что какое-то состояние имеет столь^{*} высокую энергию, то оно, конечно, сможет распасться посредством адронных взаимодействий, и тогда распады с участием слабых взаимодействий просто не смогут проявиться, так как будут «забыты» адронными распадами. По этой причине выяснить, как ведут себя слабые взаимодействия при высоких энергиях, можно только в реакциях с нейтрино, которые, как мы сказали, пока что не наблюдаются. Лептонно-адронные реакции с участием нейтрино уже наблюдаются экспериментально, например реакции

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_\mu n &\rightarrow \mu^- p, \\ \bar{\nu}_\mu p &\rightarrow \mu^+ n. \end{aligned} \quad (11.29)$$

В лептонно-адронных слабых процессах, приведенных в табл. 11.2, слабые распады не меняют странности участвующих в них частиц. (Конечно, в распаде $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 e^+ \bar{\nu}$, приведенном в табл. 11.2, участвуют странные частицы, однако начальный и конечный адроны имеют одну и ту же странность.) Мы уже говорили в § 6 гл. 7, что странность или гиперзаряд не обязательно сохраняются при слабых взаимодействиях. Разумеется, *существуют слабые распады, в которых странность не сохраняется*; три примера таких слабых процессов приведены в табл. 11.3.

Таблица 11.3

Экспериментальные данные о трех лептонно-адронных процессах распада, при которых гиперзаряд не сохраняется

$t_{1/2}$ — период полураспада

| Распад | Спины и четности (адрона) | $t_{1/2}$, с | E_{\max} для e , МэВ | $t t_{1/2}$, с |
|---|---|----------------------|-----------------------------|-----------------|
| $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \bar{\nu}_e$ | $0^- \rightarrow 0^-$ | $1,8 \cdot 10^{-7}$ | 230 | $1 \cdot 10^5$ |
| $\Lambda^0 \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ | $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$ | $2 \cdot 10^{-7}$ | 160 | $2 \cdot 10^4$ |
| $\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}_e$ | $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$ | $0,95 \cdot 10^{-7}$ | 230 | $7 \cdot 10^4$ |

Адронные процессы. Примерами слабых процессов распада, в которых участвуют только адроны, являются процессы

$$\begin{aligned} K^+ &\rightarrow \pi^+\pi^0, \\ &\rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-, \\ &\rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0, \end{aligned} \tag{11.30}$$

а также процессы

$$\begin{aligned} \Lambda^0 &\rightarrow p\pi^-, \\ &\rightarrow p\pi^0. \end{aligned} \tag{11.31}$$

Примеры других чисто адронных слабых процессов распада читатель может найти в таблицах в приложении. Для всех указанных слабых процессов выполняется следующее правило отбора по гиперзаряду:

$$|\Delta Y| = 1. \tag{11.32}$$

Отсутствие слабых процессов с $\Delta Y = 0$ легко объяснить: так как переходы без изменения гиперзаряда могут идти в результате адронных и электромагнитных взаимодействий, ветвь распада, обязанная слабым взаимодействиям, оказывается «забитой».

Почему же все процессы, примеры которых мы рассмотрели в этом параграфе, называют *слабыми* независимо от того, участвуют ли в них только лептоны, только адроны или же и те и другие? Ответ на этот вопрос состоит в следующем. Прежде всего, сила взаимодействия, ответственного за все эти различные процессы, имеет одну и ту же величину. Кроме того, они все подчиняются одинаковым правилам отбора. Далее, во всех этих процессах, которые мы называем слабыми в силу малости величины вызывающего их взаимодействия, нарушаются закон сохранения четности и инвариантность относительно зарядового сопряжения.

О *величинах*, или *силах* взаимодействия, ответственных за распады, можно судить по значениям времен жизни распадных состояний (при прочих равных условиях). Распады, приведенные в табл. 11.2, являются распадами типа $A \rightarrow Bev$. Хотя для них значения энергий распада отличаются друг от друга в 100 раз, а множители плотности состояний даже в 10^{10} раз, как мы видим из табл. 11.2, значения величины $ft_{1/2}$ оказываются примерно равными. Именно поэтому обычно принимаемое предположение, что все три распада из табл. 11.2 обусловлены силами одной и той же физической природы, весьма правдоподобно. При переходе от процессов, указанных в табл. 11.2, к процессам, указанным в табл. 11.3, видно, что значения приведенных периодов полураспада $ft_{1/2}$ разные. Хотя эти распады (см. табл. 11.2 и табл. 11.3) вроде бы все одинаковые, значения величины $ft_{1/2}$ для распадов, изменяющих гиперзаряд, на один-два порядка больше, чем для распадов, сохраняющих гиперзаряд. Мы еще будем говорить об этом различии в § 8 настоящей главы.

и расскажем там, как его можно объяснить, оставаясь в рамках теории взаимодействия слабых токов.

О нарушении четности мы уже говорили в § 3 гл. 9; при электромагнитных и адронных взаимодействиях четность сохраняется, однако при слабых взаимодействиях закон сохранения четности нарушается. В § 3 гл. 9 мы рассматривали пример лептонно-адронного процесса распада. Первоначально явление несохранения четности было обнаружено в процессах распада заряженных каонов на два или на три пиона; в этих слабых распадах участвуют одни только адроны. В следующем параграфе мы расскажем о том, что и при чисто лептонном распаде мюона четность тоже не сохраняется. Эти примеры слабых распадов свидетельствуют о том, что четность не сохраняется во всех трех типах процессов слабого взаимодействия. Одного этого обстоятельства, конечно, недостаточно, чтобы все данные процессы отнести к одной категории. Но их действительно можно объединить, так как оказывается, что имеется сходство в природе взаимодействия, которое вызывает все рассматриваемые распады, и это подтверждает наше заключение об однотипности всех этих процессов. Такой вывод мы уже сделали выше из рассмотрения значений периодов полураспадов.

Сохранение странности и гиперзаряда при адронных и электромагнитных взаимодействиях постулируется [см. (7.45)]. Примеры слабых распадов, рассмотренных в § 6 гл. 7 и в настоящем параграфе, показывают, что имеется много слабых распадов, при которых гиперзаряд изменяется на ± 1 . Пока, однако, не обнаружено ни одного распада, при котором гиперзаряд изменился бы на ± 2 . Поэтому *правило отбора* для гиперзаряда для процессов взаимодействия выглядит в настоящее время следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta Y = 0 & \quad \text{при адронных и электромагнитных взаимодействиях,} \\ \Delta Y = 0, \pm 1 & \quad \text{при слабых взаимодействиях.} \end{aligned} \tag{11.33}$$

Это правило отбора является важной особенностью слабых взаимодействий.

§ 5. РАСПАД МЮОНА

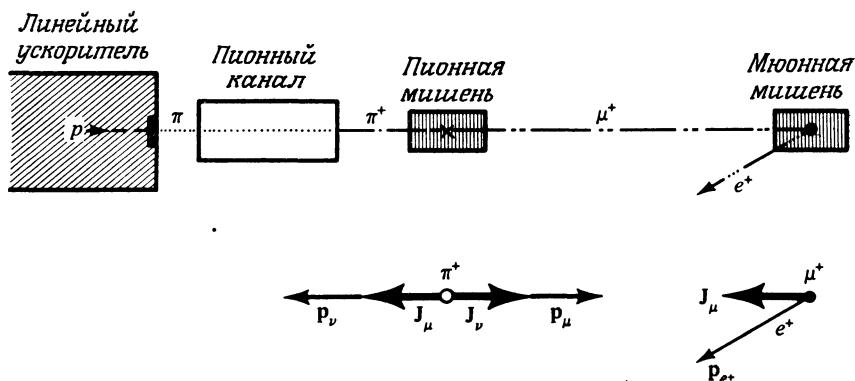
В предыдущем параграфе мы рассказали о различных процессах слабых взаимодействий и ответили отчасти на первый вопрос, поставленный в конце § 3 настоящей главы, а именно разъяснили, почему эти явления описывают одним и тем же гамильтонианом H_w . Выражения для слабого тока, правда, нам еще следует установить, а значение константы связи слабого взаимодействия — определить. Естественно сделать при этом предположение, что фундаментальные особенности слабых взаимодействий лучше всего можно изучить на чисто лептонных слабых процессах, так как при этом адронные силы никак не проявляются и поэтому не мешают. До сих пор удавалось наблюдать только один полностью лептонный процесс, а именно распад

мюона. В данном параграфе мы расскажем о характерных особенностях этого процесса.

Во взаимодействии мюонов с другими частицами никак не проявляются адронные силы, и поэтому мюоны нельзя получать непосредственно в реакциях на ускорителях. Вместе с тем мы можем использовать распады заряженных пионов (получаемых на современных ускорителях в больших количествах). Эти распады являются удобными источниками мюонов. Пусть, скажем, на ускорителе производятся положительно заряженные пионы. Их можно направить в пионный канал, а затем замедлить в поглотителе (фиг. 11.5). Большую часть пионов при этом удается остановить прежде, чем они распадутся по следующей mode распада:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu. \quad (11.34)$$

Законы сохранения позволяют легко понять, что в результате всего этого произойдет. Из сохранения лептонного и мюонного чисел следует, что получающаяся нейтральная частица должна быть мюонным нейтрино. Из сохранения импульса мы можем заключить далее, что это нейтрино и мюон должны иметь в системе центра масс распадающегося пиона равные и противоположные импульсы. У мюонного нейтрино спин и импульс направлены противоположно, как это показано на фиг. 7.2. Поскольку спин пиона равен 0, то из закона сохранения момента количества движения мы делаем заключение, что получающийся положительный мюон должен быть полностью *поляризованным*, причем его спин и импульс должны быть направлены в противоположные стороны. По выходе мюонов из пионной мишени они попадают на мюонную мишень, в которой часть из них останавливается. Распады этих



Фиг. 11.5. Положительные пионы направляются в пионный канал и останавливаются на пионной мишени. Там они распадаются и порождают пучки поляризованных мюонов. Эти мюоны выходят из пионной мишени и останавливаются в мюонной мишени. Направление спинов мюонов противоположно направлению, по которому они пришли. Наблюдают электрона распада.

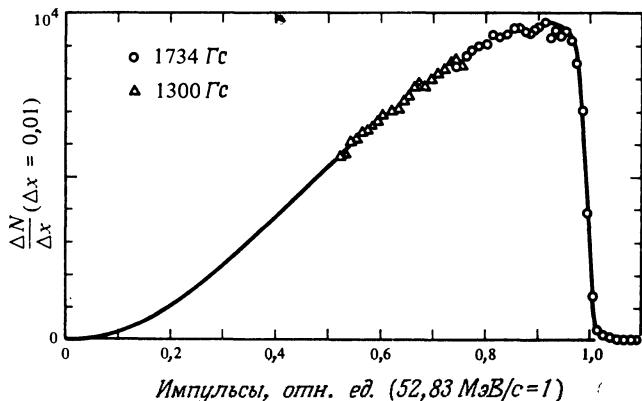
мюонов детектируются путем регистрации получающихся позитронов. При должном выборе мюонной мишени распадающиеся мюоны будут оставаться все еще поляризованными и их спины J будут «смотреть» на то место, откуда мюоны пришли.

Все описанные процессы, проиллюстрированные на фиг. 11.5, можно экспериментально регистрировать. Полученные данные позволяют судить о характерных особенностях слабого взаимодействия. Ниже мы остановимся на трех важных моментах, связанных с процессами распадов мюонов, а именно обсудим эксперименты по несохранению четности, по измерению времени жизни мюона и по определению импульсного спектра получаемых при распаде электронов.

Несохранение четности. На фиг. 11.5 несохранение четности наблюдается в двух местах. Сначала о первом месте. Как мы уже объяснили, мы имеем поляризованный мюон, так как образующееся с ним нейтрино поляризовано. Продольно-поляризованный мюон, однако, противоречит закону сохранения четности, как мы об этом уже говорили в § 3 гл. 9. Таким образом, измеряя поляризацию мюонов, мы демонстрируем, что четность не сохраняется в процессе слабых распадов пионов. Продольная поляризация мюонов действительно экспериментально наблюдалась [8, 9]. Второе место на фиг. 11.5, где не сохраняется четность, — распады мюонов. Как схематически показано на фиг. 11.5, спин мюона имеет определенное направление, и вероятность испускания позитронов можно теперь определить по отношению к этому направлению. Этот эксперимент по изучению асимметрии позитронов распада совершенно аналогичен тому, который мы уже обсуждали в § 3 гл. 9 [см. фиг. 9.6]. В точности так же, как в эксперименте Ву — Амблера, и здесь можно обнаружить, что позитроны предпочитают вылетать в направлении спина прилетавшего мюона, а это убедительно доказывает несохранение четности при распаде мюона [10, 11].

Время жизни мюона. Экспериментальная установка, с помощью которой измеряют время жизни мюона, уже была описана в гл. 4. На фиг. 4.15 изображено логическое устройство, и читатель без труда сообразит, как его подключить к установке на фиг. 11.5. Наблюдая зависимость числа электронов, детектируемых счетчиком D , от времени задержки срабатывания счетчиков B и D , получаем кривую, имеющую вид кривой, изображенной на фиг. 5.15. Наклон ее позволяет непосредственно определить время жизни мюона. Наилучшее его значение, полученное в настоящее время, приведено в табл. П.2 в приложении. Для грубых оценок достаточно помнить, что среднее время жизни мюона равно 2,2 мкс.

Электронный спектр. Чтобы получить электронный спектр, нужно измерить зависимость числа электронов от импульса, которым они обладают. Для определения импульса электрона наблюдается траектория электрона



Фиг. 11.6. Спектр электронов распада неполяризованных мюонов [13]. Импульс измеряется в единицах максимального импульса электронов распада.

в магнитном поле, например в искровой камере [12, 13]. Результаты таких экспериментов мы приводим на фиг. 11.6. Обращает на себя внимание определенное сходство этого спектра с энергетическим спектром электронов, испущенных при β -распаде (см. фиг. 11.1), однако рассматриваемый сейчас спектр спадает при больших импульсах более резко, чем спектр на фиг. 11.1. Теперь спектр электронов больше не определяется только одним множителем плотности состояний, как это было при β -распаде, и поэтому ясно, что тщательное сравнение его с предсказаниями теории дает вполне определенную информацию о форме слабого взаимодействия.

§ 6. ЛЕПТОННЫЙ СЛАБЫЙ ТОК

В предыдущем параграфе мы рассказали о процессе распада мюона. Приведенные там экспериментальные данные вместе с некоторыми дополнительными соображениями, о которых мы еще расскажем, позволяют построить полное выражение (11.25) для гамильтониана слабого взаимодействия, т. е. найти выражение для лептонного слабого тока J_w^l , причем мы постараемся не вдаваться в излишние математические подробности. Первое, что мы используем, — факт удивительного сходства между электроном и мюоном, о котором часто говорят как о *мюон-электронной универсальности*. Эту универсальность выражают, записывая полный лептонный слабый ток в виде суммы электронного и мюонного токов:

$$J_w^l = J_w^e + J_w^\mu \quad (11.35)$$

и предполагая, что оба слагаемые в сумме (11.35) полностью равноправны. Подставляя сумму (11.35) в лептонное слагаемое в гамильтониане слабого

взаимодействия H_w [см. (11.25)], получаем

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2}c^2} \int d^3x \{ J_w^e \cdot J_w^{e\dagger} + J_w^e \cdot J_w^{\mu\dagger} + J_w^\mu \cdot J_w^{e\dagger} + J_w^\mu \cdot J_w^{\mu\dagger} \}. \quad (11.36)$$

Постараемся построить теперь явное выражение для электронного слабого тока J_w^e , для чего воспользуемся аналогией с электромагнитным взаимодействием. В гл. 10 мы из классического электромагнитного гамильтониана (10.47)

$$H_{em} = \frac{e}{c} \int d^3x \mathbf{j} \cdot \mathbf{A}$$

получали его матричный элемент (10.58)

$$\langle \beta | H_{em} | \alpha \rangle = -i \frac{e\hbar}{mc} \int d^3x \psi_\beta^* \nabla \psi_\alpha \cdot \mathbf{A}.$$

Сравнивая эти две формулы, мы видим, что для перехода от классического гамильтониана к квантовомеханическому матричному элементу нужно использовать формулу

$$\mathbf{j}_{em} = -i \frac{\hbar}{m} \psi_\beta^* \nabla \psi_\alpha = \psi_\beta^* \left(\frac{\mathbf{p}_{\text{оп}}}{m} \right) \psi_\alpha = \psi_\beta^* \mathbf{v}_{\text{оп}} \psi_\alpha. \quad (11.37)$$

Аналогичная формула имеет место для плотности вероятности:

$$\rho_{em} = \psi_\beta^* \psi_\alpha. \quad (11.38)$$

Обе приведенные формулы (11.37) и (11.38) относятся к нерелятивистским электронам. Чтобы получить соответствующие релятивистские формулы, надо рассмотреть два новых оператора V_0 и \mathbf{V} и написать

$$\rho_{em} = \psi_\beta^* V_0 \psi_\alpha, \quad \mathbf{j}_{em} = c \psi_\beta^* \mathbf{V} \psi_\alpha.$$

Скорость света c во вторую формулу введена для того, чтобы сделать величину \mathbf{V} безразмерной. Плотность заряда и плотность тока объединяются тогда в один четырех-вектор

$$\mathbf{j}_{em} = (c\rho, \mathbf{j}),$$

так что, используя наши операторы V_0 и \mathbf{V} , релятивистский аналог формул (11.37) и (11.38) можно записать теперь в виде

$$j_{em} = c \psi_\beta^* \mathbf{V} \psi_\alpha. \quad (11.39)$$

Наше обозначение $\mathbf{V} \equiv (V_0, \mathbf{V})$ указывает, что «сандвич» $\psi^* \mathbf{V} \psi$ преобразуется как четырех-вектор. Из формул (11.37) и (11.38) непосредственно следует, что четырех-вектор \mathbf{V} в случае нерелятивистских электронов имеет следующий вид:

$$\mathbf{V} \equiv (V_0, \mathbf{V}), \quad V_0 = 1, \quad \mathbf{V} = -\frac{\mathbf{p}}{mc}. \quad (11.40)$$

Напишем теперь для плотности электронного слабого тока J_w^e выражение, совершенно аналогичное выражению для плотности электромагнитного тока, т. е.

$$J_w^e = c\psi_e^* V \psi_{v_e}. \quad (11.41)$$

Таким образом, мы предположили, что выражения для плотностей электромагнитного и слабого токов отличаются только волновыми функциями: в (11.39) волновые функции ψ_α и ψ_β описывают электроны в начальном и конечном состояниях, а в (11.41) волновые функции ψ_v и ψ_e описывают соответственно нейтрино в начальном состоянии и электрон в конечном состоянии. Различие это хорошо иллюстрируется на фиг. 11.4; видно, что слабые токи не сохраняют электрического заряда.

Дальше мы объясним читателю, что слабый ток сложнее электромагнитного и что формула (11.41) содержит только половину правильного ответа. Прежде, однако, используем простоту формулы (11.41), чтобы более отчетливо представить себе скрывающуюся за всем этим физику. Рассмотрим эрмитово сопряженный ток $J_w^{e\dagger}$. Используя эрмитовость оператора V и замечая, что однокомпонентная волновая функция удовлетворяет условию $\psi^\dagger = \psi^*$, получаем

$$J_w^{e\dagger} = c(\psi_e^* V \psi_{v_e})^\dagger = c\psi_{v_e}^* V \psi_e. \quad (11.42)$$

Сравнивая формулу (11.42) с формулой для J_w^e и обращаясь к диаграммам на фиг. 11.4, видим, что ток $J_w^{e\dagger}$ описывает уничтожение электрона и рождение электронного нейтрино. Произведение $J_w^e \cdot J_w^{e\dagger}$ в гамильтониане H_w описывает, таким образом, рассеяние электронного нейтрино на электроне, т. е. процесс $v_e e^- \rightarrow v_e e^-$, о котором мы уже говорили раньше в этой главе [см. (11.28)]. Оба тока и процесс рассеяния схематически изображены на фиг. 11.7.

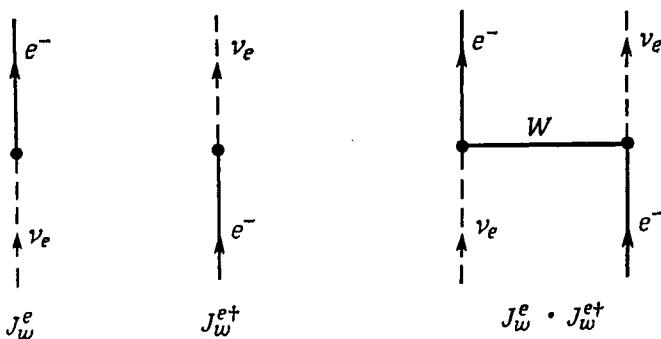
Оператор $J_w^e \cdot J_w^{e\dagger}$ описывает, однако, не только процесс рассеяния электронного нейтрино на электроне. Поскольку входящие частицы мы считаем эквивалентными выходящим античастицам, оператор $J_w^e \cdot J_w^{e\dagger}$ описывает также и процесс

$$e^+ \bar{v}_e \rightarrow e^+ \bar{v}_e, \quad (11.43)$$

т. е. процесс рассеяния антинейтрино на позитроне. Остальные слагаемые в гамильтониане (11.36) описывают другие слабые процессы, в которых участвуют только лептоны. Слагаемое, ответственное за распад мюона, как легко видеть, следующее:

$$J_w^e \cdot J_w^{\mu\dagger} = c^2 \psi_e^* V \psi_{v_e} \cdot \psi_{v_\mu}^* V \psi_\mu. \quad (11.44)$$

В предыдущем параграфе мы привели основные экспериментальные данные о распаде мюона, и теперь с ними надо сопоставить предсказания, вытекаю-



Фиг. 11.7. Физическая интерпретация токов J_w^e и $J_w^{e\dagger}$ и произведения $J_w^e \cdot J_w^{e\dagger}$.

щие из гамильтониана, в котором используется скалярное произведение (11.44). Внимательно рассматривая формулу (11.44), сразу замечаем, что с ее помощью никак нельзя описать явление несохранения четности при распаде мюона. Действительно, согласно «золотому правилу» теории возмущений, вероятность переходов пропорциональна квадрату матричного элемента, т. е.

$$w_\mu \sim \left| \int d^3x \psi_e^* V \psi_{\nu_e} \cdot \psi_{\nu_\mu}^* V \psi_\mu \right|^2.$$

Оператор $V = (V_0, \mathbf{V})$ изменяется при преобразовании четности P следующим образом:

$$V_0 \xrightarrow{P} V_0, \quad \mathbf{V} \xrightarrow{P} -\mathbf{V}. \quad (11.45)$$

Тот факт, что вектор \mathbf{V} меняет знак, непосредственно виден из формулы (9.1); далее, так как V_0 — плотность вероятности, то она никак не может измениться при преобразовании четности. Скалярное произведение $V \cdot V = V_0 V_0 - \mathbf{V} \cdot \mathbf{V}$, таким образом, при преобразовании четности P не меняется. Если ввести обозначения w_μ^P для вероятности переходов, полученной из w_μ после применения операции четности P , то, таким образом, получим

$$w_\mu^P = w_\mu.$$

Это наше заключение, однако, никак не согласуется с наблюдаемой на эксперименте асимметрией вылета электронов при распаде мюона. Как же тогда обобщить выражение для слабого тока, чтобы, с одной стороны, не полностью разрушить аналогию с электромагнитным током и, с другой стороны, учесть факт несохранения четности при распаде мюона? Некоторое указание мы можем получить, если сравним друг с другом физические величины импульса и момента количества движения. При обычных пространственных поворотах

обе величины ведут себя одинаково (этот факт мы специально не доказывали в нашей книге, но он сразу следует из рассуждений, приведенных в § 2 гл. 8). При преобразовании четности полярный вектор \mathbf{r} и аксиальный вектор \mathbf{J} ведут себя различно; вектор \mathbf{r} меняет свой знак, а вектор \mathbf{J} не меняет знака. Потребуем теперь, чтобы эти свойства остались справедливыми также и для двух четырех-векторов V и A , т. е. пусть V и A преобразуются одинаково при обычных пространственных поворотах, но различно при преобразовании инверсии в обычном пространстве. Таким образом, постулируем, что произвольный аксиальный четырех-вектор A при преобразовании P изменяется следующим образом:

$$A_0 \xrightarrow{P} -A_0, \quad \mathbf{A} \xrightarrow{P} \mathbf{A}. \quad (11.46)$$

Установить, как преобразуется аксиальная плотность вероятности, так легко, как это мы делали для обычной плотности вероятности, нельзя: электрический заряд позволяет нам выяснить все свойства величины V_0 , к сожалению, никаких примеров аксиальных зарядов у нас нет¹⁾. Сделав указанное предположение о преобразовании четырех-векторов V и A , обобщим теперь формулу (11.41) для слабого тока и рассмотрим выражение

$$J_\nu^e = c\psi_e^*(V + A)\psi_{v_e}. \quad . \quad (11.47)$$

Тогда из (10.1) и (11.25) для вероятности переходов в случае процесса распада мюона получим следующую формулу:

$$\begin{aligned} w_\mu &= \frac{\pi G^2}{\hbar} \left| \int d^3x \psi_e^*(V + A)\psi_{v_e} \cdot \psi_{v_\mu}^*(V + A)\psi_\mu \right|^2 \rho(E) = \\ &= \frac{\pi G^2}{\hbar} |M_{\text{чет}} + M_{\text{нечет}}|^2 \rho(E), \end{aligned} \quad (11.48)$$

где

$$M_{\text{чет}} = \int d^3x [\psi_e^* V \psi_{v_e} \cdot \psi_{v_\mu}^* V \psi_\mu + \psi_e^* A \psi_{v_e} \cdot \psi_{v_\mu}^* A \psi_\mu],$$

$$M_{\text{нечет}} = \int d^3x [\psi_e^* V \psi_{v_e} \cdot \psi_{v_\mu}^* A \psi_\mu + \psi_e^* A \psi_{v_e} \cdot \psi_{v_\mu}^* V \psi_\mu].$$

При преобразовании четности $M_{\text{чет}}$ никак не меняется, а $M_{\text{нечет}}$ изменяет знак, и поэтому вероятность переходов после преобразования четности P равна

$$w_\mu^P = \frac{\pi G^2}{\hbar} |M_{\text{чет}} - M_{\text{нечет}}|^2 \rho(E). \quad (11.49)$$

¹⁾ Если бы существовали магнитные монополи, то они могли бы служить примерами аксиальных зарядов. Плотность магнитного заряда ρ_m [см. (10.112)] изменяет знак при преобразовании четности. В этом легко убедиться, если взять выражение для энергии магнитного монополя в магнитном поле и сделать предположение об инвариантности соответствующего ей гамильтонiana при преобразовании P .

Сравнивая формулы (11.48) и (11.49), мы видим, что

$$w_{\mu}^P \neq w_{\mu}.$$

Присутствие как векторного, так и аксиального векторного операторов в выражении для слабого тока (11.47) позволяет описывать наблюдаемые нарушения инвариантности при преобразовании четности. Нарушения будут максимальными, если V и A будут равны друг другу по абсолютной величине.

Полные расчеты вероятностей переходов или эффективных сечений можно провести только в том случае, если мы будем знать явные выражения для четырех-векторов V и A . Конкретный вид этих четырех-векторов определяется типом частиц, переносящих слабый ток. Для нерелятивистских электронов операторы V_0 и V определяются выражением (11.40). Выражение для аксиального векторного тока, для нерелятивистских электронов, к сожалению, не приводят в учебниках по квантовой механике, и поэтому здесь мы расскажем, как его получить, используя исключительно соображения инвариантности. Электрон имеет энергию, импульс p и спин J . Правда, часто вместо спина J используют безразмерные спиновые операторы Паули σ , которые связаны с вектором спина J соотношением

$$\sigma = \frac{2J}{\hbar}. \quad (11.50)$$

Для построения аксиального тока у нас имеется единственный подходящий аксиальный вектор — J или σ . Оператор A должен быть пропорционален вектору σ . Оператор аксиального заряда A_0 должен изменять знак при преобразовании четности, как это мы постулировали выше [см. (11.46)]. Поскольку выражение $\sigma \cdot p$ как раз обладает указанным свойством, положим

$$A = (A_0, A), \quad A_0 = \frac{\sigma \cdot p}{mc}, \quad A = \sigma. \quad (11.51)$$

Множитель $1/mc$ в выражении для A_0 вводят для того, чтобы сделать этот оператор безразмерным.

Нерелятивистские операторы V и A , даваемые формулами (11.40) и (11.51), нельзя использовать, разумеется, для расчета процесса распада мюона, так как все образующиеся частицы при распаде мюона *релятивистские*. Как же тогда обобщить нерелятивистские выражения (11.40) и (11.51) для операторов V и A на случай релятивистских лептонов? Это обобщение в настоящее время хорошо известно¹⁾, однако, к сожалению, расчеты с релятивистскими операторами V и A требуют большего уровня подготовки, чем у нашего читателя, и потому мы приведем здесь сразу без доказательства окончательную формулу для вероятности переходов в случае процесса распада мюона. Вероятность переходов $dw_{\mu}(E_e)$ при испускании электрона с энергией, заключенной между E_e и $E_e + dE_e$, в предположении, что $E_e \gg m_e c^2$, дается выра-

¹⁾ См. Мерцбахер, § 23.3; Мессиа, § 20.10, а также [14], § 15.4 и 25.5.

жением

$$dw_\mu(E_e) = G^2 \frac{m_\mu^2 c^4}{4\pi^3 \hbar^7} E_e^2 \left[1 - \frac{4}{3} \frac{E_e}{m_\mu c^2} \right] dE_e. \quad (11.52)$$

Эта формула, если только в ней заменить энергию электрона на его импульс, очень хорошо описывает экспериментальный спектр электронов распада, приведенный на фиг. 11.6.

§ 7. КОНСТАНТА СВЯЗИ G СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Константу связи e электромагнитного взаимодействия можно определить многими способами. Можно измерить силу, которая действует на заряженную частицу в известном электромагнитном поле. Можно измерить резерфордовское или моттовское эффективные сечения для рассеяния электронов на точечном рассеивателе [см. формулы (6.17) или (6.19)]. Наконец, можно определить время жизни состояния, распадающегося с испусканием фотона при известном значении матричного элемента $\langle f | x | i \rangle$ [см. (10.75)]. А как лучше всего определить значение константы связи G слабого взаимодействия? Здесь опять мы имеем несколько возможностей, однако лучше всего использовать экспериментальное значение времени жизни мюона. Причины для этого две. Во-первых, в процессе распада мюона не участвуют никакие адроны, так что никаких осложнений, обусловленных адронными взаимодействиями, нет, и, во-вторых, время жизни мюона измерено очень тщательно.

Полная вероятность переходов для процесса распада мюона получается путем интегрирования вероятности (11.52) по энергиям, т. е.

$$w_\mu = \int_0^{E_{\max}} dw_\mu(E_e) = G^2 \frac{m_\mu^2 c^4}{4\pi^3 \hbar^7} \int_0^{E_{\max}} dE_e E_e^2 \left[1 - \frac{4}{3} \frac{E_e}{m_\mu c^2} \right] = \frac{G^2 m_\mu^5 c^4}{192 \pi^3 \hbar^7}. \quad (11.53)$$

Отсюда для среднего времени жизни мюона $\tau_\mu = 1/w_\mu$ имеем выражение

$$\tau_\mu = \frac{192 \pi^3 \hbar^7}{G^2 m_\mu^5 c^4}.$$

Если подставить сюда экспериментальное значение времени жизни мюона, то для константы связи G получим следующую величину [15]:

$$G = (1,435 \pm 0,001) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 = (0,896 \pm 0,001) \cdot 10^{-4} \text{ МэВ} \cdot \text{ fm}^3. \quad (11.54)$$

В случае электромагнитного взаимодействия силу взаимодействия можно характеризовать безразмерной величиной α [см. (10.77)]:

$$\alpha = \frac{e^2}{hc} \approx \frac{1}{137}.$$

Из формул (11.15) и (11.17) непосредственно видно, что аналогом электромагнитному заряду в случае слабого взаимодействия служит величина g ,

а не G . Как и e^2 , величину g^2 можно сделать безразмерной, разделив ее на $\hbar c$. Учитывая формулу (11.21), связывающую G и g^2 , легко получить

$$\frac{g^2}{\hbar c} = \frac{1}{\sqrt{2} 4\pi} \frac{1}{\hbar c} \left(\frac{m_w c}{\hbar} \right)^2 G,$$

где m_w — масса промежуточного бозона. Используя только что приведенное числовое значение G [см. (11.54)], для безразмерной константы связи слабого взаимодействия получаем следующее значение:

$$\frac{g^2}{\hbar c} \approx 0,65 \cdot 10^{-12} (m_w c^2)^2, \quad (11.55)$$

причем здесь энергия покоя $m_w c^2$ промежуточного бозона выражена в единицах МэВ. В настоящее время неизвестно, существует ли действительно в природе частица W . И все же, чтобы получить хоть какое-нибудь представление о величине безразмерной константы связи, подставим вместо m_w массу, равную массе нуклона. Тогда получим следующее значение безразмерной константы связи слабого взаимодействия:

$$\frac{g^2}{\hbar c} \approx 0,57 \cdot 10^{-6}.$$

● При сравнении приведенных здесь выражений для g^2 с теми, которые встречаются в современной научной литературе, необходимо помнить, что мы используем нерационализированные единицы, а в большинстве работ используют рационализированные. Эти единицы связаны друг с другом соотношениями

$$e^2 \text{ (рап.)} = 4\pi e^2 \text{ (нерац.)}, \quad g^2 \text{ (рап.)} = 4\pi g^2 \text{ (нерац.)}. \quad ●$$

§ 8. НЕСТРАННЫЙ И СТРАННЫЙ СЛАБЫЕ ТОКИ

Универсальное взаимодействие Ферми, взятое в виде взаимодействия токов [см. (11.36)] при условии, что последние берутся в комбинации $V-A$, с успехом описывает все наблюдаемые лептонные слабые взаимодействия. Хотя вычисления и намного более сложные, чем те, о которых мы рассказали здесь, в них не используется никаких других физических соображений, кроме тех, о которых мы говорили. Таким образом, мы можем утверждать, что при энергиях вплоть до энергий в несколько ГэВ лептонное слабое взаимодействие мы понимаем столь же хорошо, как и электромагнитное. Такой ясности, к сожалению, нет в отношении адрон-лептонных и адронных слабых процессов. Прежде всего, трудности возникают уже при сравнении друг с другом процессов слабых распадов, идущих с изменением и без изменения гиперзаряда. Данные о распадах сходных состояний частиц без изменения и с изменением гиперзаряда приведены в табл. 11.2 и 11.3. Данные об этих шести распадах сопоставлены друг с другом в табл. 11.4. В последнем столбце этой таблицы приведены значения отношений *приведенных* периодов для сходных распадов (с сохранением и несохранением гиперзаряда). В табл. 11.4

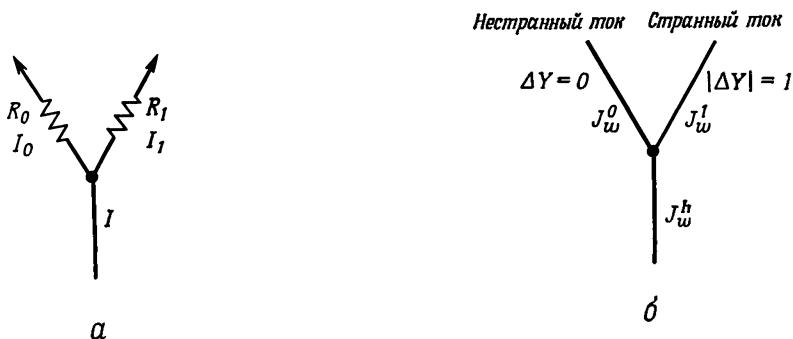
Таблица 11.4

**Сравнение значений $ft_{1/2}$ для сходных распадов с сохранением
и несохранением гиперзаряда**

| Тип распада | Распады, сохраняющие гиперзаряд ($\Delta Y = 0$) | Распады, изменяющие гиперзаряд ($ \Delta Y = 1$) | Отношение $\frac{ft_{1/2}(\Delta Y = 1)}{ft_{1/2}(\Delta Y = 0)}$ |
|---|--|---|---|
| $0^- \rightarrow 0^-$ | $\pi^\pm \rightarrow \pi^0 e\nu$ | $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+\nu$ | 50 |
| $\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$ | $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}$ | $\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}$ | 17 |
| $\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$ | $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \bar{\nu}$ | $\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}$ | 12 |

сравниваются между собой такие распады, которые во всех других отношениях сходны. Например, нейтрон и Λ -частица обладают одинаковыми адронными и электромагнитными свойствами, а потому распады $n \rightarrow p e\nu$ и $\Lambda \rightarrow p e\nu$ должны иметь одинаковые значение $ft_{1/2}$. Однако значения $ft_{1/2}$ для распада с $|\Delta Y| = 1$, как это видно из табл. 11.4, более чем на порядок величины больше значения $ft_{1/2}$ для распада с $\Delta Y = 0$. И вообще, скорости распадов при $|\Delta Y| = 1$ оказываются в среднем в 20 раз меньше скоростей соответствующих распадов с $\Delta Y = 0$. Такое различие в принципе можно было бы понять если бы матричные элементы сильно зависели от энергий распада, так как распады с $|\Delta Y| = 1$ имеют большие энергии, чем соответствующие распады с $\Delta Y = 0$. Однако нет никаких экспериментальных указаний на наличие этой энергетической зависимости.

Чтобы объяснить экспериментальные факты, Кабибо [16] предложил исправить еще раз исходное выражение для слабого тока. Объясним читателю, в чем суть его теории. Эта теория базируется на аналогии слабого тока и электрического тока. Пусть электрический ток I разветвляется и течет по двум проводникам с разными сопротивлениями, как показано на фиг. 11.8, *a*. Если бы сопротивление R_1 было бесконечным, весь электрический ток потек бы через сопротивление R_0 . Если сопротивление R_1 конечное, то часть полного тока будет протекать и через это сопротивление. Будем полный ток I поддерживать постоянным, и пусть I_1 — часть тока, которая течет по правому разветвлению. Закон Кирхгофа утверждает, что $I = I_0 + I_1$. Рассмотрим теперь адронный слабый ток и предположим сначала, что слабое взаимодействие сохраняет гиперзаряд. Тогда полный адронный слабый ток «потечет» весь по разветвлению, сохраняющему гиперзаряд. Однако если гиперзаряд не сохраняется, то становятся возможными распады с $|\Delta Y| = 1$, причем эти распады должны идти за счет распадов с $\Delta Y = 0$ при предположении



Фиг. 11.8. Правила Кирхгофа и Кабибо. Разветвление электромагнитного и слабого токов. *а* — электромагнитный ток; *б* — адронный слабый ток.

постоянства полного слабого тока J_w^h . Можно даже считать, что для слабых взаимодействий существует аналог закона Кирхгофа, т. е. адронный слабый ток можно записать в виде

$$J_w^h = a J_w^0 + b J_w^1,$$

где J_w^0 , J_w^1 — токи, соответствующие переходам с $\Delta Y = 0$ и $|\Delta Y| = 1$ соответственно. Токи J_w^0 и J_w^1 нормированы таким образом, что коэффициенты a и b характеризуют интенсивности соответствующих переходов. Предполагая постоянство полного слабого тока J_w^h , получаем условие, связывающее коэффициенты a и b :

$$|a|^2 + |b|^2 = 1. \quad (11.56)$$

Следуя Кабибо, теперь принято вводить угол θ и считать $a = \cos \theta$, $b = -\sin \theta$. Условие нормировки (11.56) тогда удовлетворяется автоматически, а адронный слабый ток записывается следующим образом:

$$J_w^h = \cos \theta J_w^0 - \sin \theta J_w^1. \quad (11.57)$$

Чтобы найти приближенное значение для угла Кабибо θ , заметим, что вероятность переходов пропорциональна квадрату матричного элемента $|\langle \beta | H_w | \alpha \rangle|^2$. Следовательно, вероятность переходов с $\Delta Y = 0$ пропорциональна $G^2 \cos^2 \theta$, а вероятность переходов с $|\Delta Y| = 1$ пропорциональна $G^2 \sin^2 \theta$. Отношение значений $f t_{1/2}$, приведенное в табл. 11.4, дает

$$\operatorname{ctg}^2 \theta = \frac{f t_{1/2} (|\Delta Y| = 1)}{f t_{1/2} (\Delta Y = 0)}.$$

Распады нейтрона и Λ -частицы в настоящее время изучены весьма основательно; полагая для них $\operatorname{ctg}^2 \theta = 17$, получаем значение угла Кабибо $\theta =$

$= 0,24$. Расчет [17] более точный, чем наш, приводит к значению $\theta = 0,188 \pm 0,006$. К сожалению, имеющийся горький опыт заставляет проявлять осторожность к величинам экспериментальных ошибок. Поэтому мы будем считать

$$\theta = 0,20 \pm 0,02. \quad (11.58)$$

Выше в данном параграфе мы привели формулу Кабибо для адронного слабого тока фактически без каких-либо обоснований. Основное ее достоинство заключается в том, что вычисления, базирующиеся на формуле (11.57), очень хорошо согласуются с экспериментом.

§ 9. СЛАБЫЕ ТОКИ В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Проблема исследования структуры адронного слабого тока находилась в центре внимания многих физиков в течение долгих лет. Но даже и теперь мы все еще не знаем до конца этой структуры, хотя ряд важных вещей о ней мы уже установили. В данном параграфе мы расскажем о той информации, которую можно извлечь в отношении адронного слабого тока из данных по β -распадам атомных ядер. Конечно, часть имеющихся экспериментальных данных по β -распадам ядер еще не надежна, однако здесь мы рассмотрим только один пример хорошо изученного в настоящее время распада $^{14}\text{O} \xrightarrow{\beta^+} {}^{14}\text{N}$. Почему интересен именно этот распад, мы объясним немного позже, но уже и сейчас можно сказать, что, изучая его, можно установить и узнать очень многое. На фиг. 8.5 приведены энергетические уровни изобарных ядер ^{14}C , ^{14}N и ^{14}O при $A = 14$. Основные состояния ядер ^{14}C и ^{14}O и первое возбужденное состояние ядра ^{14}N образуют изотопический триплет. При интересующем нас сейчас позитронном β -распаде основное состояние ядра ^{14}O переходит в первое возбужденное состояние ядра ^{14}N . Максимальная энергия вылетающего позитрона оказывается равной при этом 1,81 МэВ, период полураспада ядра ^{14}O равен 73 с, значение *приведенного* периода полураспада $t_{1/2}$ равно 3100 с (см. табл. 11.1). Данный ядерный переход интересно рассматривать по следующим двум причинам:

1. Переход происходит между компонентами изоспинового мультиплета. При пренебрежении электромагнитными поправками волновые функции начального и конечного состояний ядер в этом распаде описывают *одно и то же* адронное состояние, а потому идентичны в отношении зависимости от спиновых и пространственных переменных. Матричные элементы для таких волновых функций можно до конца рассчитать. Такого рода переходы называют *сверхразрешенными*.

2. Спины и четности начального и конечного состояний одинаковы и равны $J^\pi = 0^+$. Согласно правилам отбора по четности и по моменту количества движения, большое число матричных элементов равно нулю, как мы увидим это ниже.

Наша основная цель сейчас заключается в том, чтобы, насколько это возможно, проверить формулу (11.57) для адронного слабого тока. При ядерных β -распадах гиперзаряд всегда сохраняется, так что

$$J_w^h \text{ (ядерная физика)} = \cos \theta J_w^0. \quad (11.59)$$

Обозначим волновые функции начального и конечного состояний ядра через $\Psi_{0+\alpha}^+$ и $\Psi_{0+\beta}^+$ и напишем для слабого тока J_w^0 формулу, аналогичную формуле (11.47) для тока J_w^e :

$$J_w^h (0^+ \rightarrow 0^+) = c \cos \theta \Psi_{0+\beta}^+ (V + A) \Psi_{0+\alpha}^+.$$

Используя формулы (11.25) и (11.47), для матричного элемента гамильтониана H_w получаем

$$\langle \beta | H_w | \alpha \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} G \cos \theta \int d^3x \psi_{e+}^* (V + A) \Psi_{\bar{v}e}^- \cdot \Psi_{0+\beta}^+ (V + A) \Psi_{0+\alpha}^+.$$

Позитрон и нейтрино — лептоны, и поэтому они не взаимодействуют адронно с ядром. Следовательно, их (после испускания ядром) можно описать плоскими волнами (как свободные частицы):

$$\psi_{e+} = u_e e^{ip_e \cdot x/\hbar}, \quad \psi_{\bar{v}} = u_{\bar{v}} e^{ip_{\bar{v}} \cdot x/\hbar}. \quad (11.60)$$

Здесь спиновые функции u_e и $u_{\bar{v}}$ не зависят от x . (Плоская волна для позитрона немного искажена из-за влияния кулоновского поля ядра. Это искажение приводит к малой поправке, о которой мы уже говорили в § 2 настоящей главы и которую можно учесть, введя в рассмотрение функцию F .) Энергии лептонов меньше нескольких МэВ, и поэтому *приведенная* длина волны $\lambda = \hbar/p$ больше размеров атомного ядра. Таким образом, лептонные волновые функции в вышеприведенном интеграле можно заменить просто на их значения в начале координат, т. е. на u_e и $u_{\bar{v}}$. Тогда для матричного элемента гамильтониана слабого взаимодействия получим следующую приближенную формулу:

$$\langle \beta | H_w | \alpha \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} G \cos \theta u_e^* (V + A) u_{\bar{v}} \cdot \int d^3x \Psi_{0+\beta}^+ (V + A) \Psi_{0+\alpha}^+. \quad (11.61)$$

Правую часть формулы (11.61) можно существенно упростить, если использовать законы сохранения четности и момента количества движения. Рассмотрим сначала четность¹⁾. Преобразование четности P не изменяет ядерные волновые функции $\Psi_{0+\alpha}^+$ и $\Psi_{0+\beta}^+$. Согласно (11.45) и (11.46), при этом пре-

¹⁾ Читателю может показаться, что приводимые здесь рассуждения, в которых используется закон сохранения четности, неправильны, так как слабое взаимодействие не сохраняет четности. Однако четности начального и конечного состояний ядра определяются адронными взаимодействиями, и, кроме того, нам известно, как преобразуются четырехвекторы V и A при преобразовании четности P . Поэтому здесь все в порядке.

образовании величины V и A_0 изменяют знаки. Следовательно, соответствующие подынтегральные выражения в (11.61) нечетны при преобразовании P и интегралы обращаются в нуль. Чтобы убедиться, что слагаемое, содержащее A , тоже обращается в нуль, надо только заметить, что волновые функции — скаляры относительно пространственных поворотов, а величина A ведет себя как вектор. Среднее от вектора, взятое по сфере, обращается в нуль, так как скаляры преобразуются как сферическая гармоника Y_0 , векторы — как сферические гармоники Y_1 , а интеграл $\int d^3x Y_0^* Y_1 Y_0 = 0$. Единственное слагаемое, остающееся в (11.61) под знаком интеграла, — это V_0 ; таким образом, для вычисляемого матричного элемента имеем выражение

$$\langle \beta | H_w | \alpha \rangle = \frac{1}{V^2} G \cos \theta u_e^* (V_0 + A_0) u_\beta \langle 1 \rangle, \quad (11.62)$$

где $\langle 1 \rangle$ — обычное обозначение, используемое в ядерной физике для следующего интеграла:

$$\langle 1 \rangle = \int d^3x \psi_{\beta}^* V_0 \psi_{\alpha}. \quad (11.63)$$

Энергия отдачи, передаваемая атомному ядру при распаде, очень мала, так что матричный элемент $\langle 1 \rangle$ можно вычислить, используя нерелятивистское приближение; тогда оказывается

$$\langle 1 \rangle = \sqrt{2}. \quad (11.64)$$

Чтобы получить результат (11.64), надо взять нерелятивистское выражение $V_0 = 1$ [см. (11.40)]. Тогда из (11.63) имеем

$$\langle 1 \rangle = \int d^3x \psi_{\beta}^* \psi_{\alpha}.$$

В отношении последнего интеграла может возникнуть следующий вопрос. Волновые функции ψ_α и ψ_β описывают различные изобарные состояния, а следовательно, ортогональны друг другу, т. е. выписанный интеграл должен равняться нулю. Это, однако, неверное заключение. Чтобы вычислить интеграл, необходимо воспользоваться формальной математической теорией изоспина. Состояния ядер ^{14}O и ^{14}N принадлежат одному и тому же изоспиновому триплету $I = 1$, причем для них $I_3 = 1$ и 0 соответственно. Эти состояния имеют одинаковые пространственные волновые функции, так что их полные волновые функции можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} {}^{14}\text{O} : \psi_\alpha &= \psi_0(x) \Phi_{1,1}, \\ {}^{14}\text{N} : \psi_\beta &= \psi_0(x) \Phi_{1,0}. \end{aligned}$$

Здесь $\Phi_{1,1}$ и $\Phi_{1,0}$ — нормированные изоспиновые функции. Адронный слабый ток вызывает превращение ядра ${}^{14}\text{O}$ в ядро ${}^{14}\text{N}$, т. е. значение I_3 уменьшается на единицу. Это уменьшение можно формально описать с помощью оператора I_- , определяемого формулой (8.26). В математической теории изоспина матричный элемент $\langle 1 \rangle$, таким образом, записывается в виде

$$\langle 1 \rangle = \int d^3x \psi_0^*(x) \psi_0(x) \Phi_{1,0}^* I_- \Phi_{1,1},$$

при этом изоспиновый множитель легко вычислить с помощью формулы (8.27):

$$\Phi_{1,0}^* I_- \Phi_{1,1} = \sqrt{2} \Phi_{1,0}^* \Phi_{1,0} = \sqrt{2}.$$

Пространственная волновая функция нормирована на 1, и поэтому интеграл по x равен 1, так что окончательно имеем $\langle 1 \rangle = \sqrt{2}$, т. е. приходим в точности к результату (11.64). ●

Используя формулу (11.64), для квадрата матричного элемента оператора H_w получаем

$$|\langle \beta | H_w | \alpha \rangle|^2 = G^2 \cos^2 \theta |u_e^* (V_0 + A_0) u_{\bar{v}}|^2.$$

Величину входящего сюда лептонного матричного элемента можно вычислить, считая нерелятивистские элементы бесспиновыми. Взяв сначала слагаемое, содержащее V_0 , и используя (11.40), находим

$$u_e^* V_0 u_{\bar{v}} = u_e^* u_{\bar{v}}, \quad |u_e^* V_0 u_{\bar{v}}|^2 = u_e^* u_e u_{\bar{v}}^* u_{\bar{v}}.$$

Если лептонные состояния нормированы так, что имеется одна частица в единице объема, то из формул (11.60) получаем

$$u_e^* u_e = u_{\bar{v}}^* u_{\bar{v}} = 1.$$

Матричный элемент от слагаемого, содержащего A_0 , в нерелятивистском пределе обращается в нуль, как это непосредственно следует из формул (11.51) при $p/m \rightarrow 0$. Для ультрапререлятивистских электронов $p/mc \rightarrow pc/E \rightarrow 1$ и матричный элемент от слагаемого, содержащего A_0 , оказывается равным матричному элементу от слагаемого, содержащего V_0 . Никакого влияния A_0 и V_0 друг на друга нет, и поэтому квадрат рассматриваемого лептонного матричного элемента равен

$$|u_e^* (V_0 + A_0) u_{\bar{v}}|^2 = 2. \quad (11.65)$$

Квадрат матричного элемента для слабого перехода $0^+ \rightarrow 0^+$, таким образом, можно представить в виде

$$|\langle \beta | H_w | \alpha \rangle|^2 = 2G^2 \cos^2 \theta. \quad (11.66)$$

Используя формулу (11.11) и соотношение $ft_{1/2} = f\tau \ln 2$, окончательно получаем

$$G^2 \cos^2 \theta = \pi^3 \ln 2 \frac{\hbar^7}{m_e^5 c^4} \frac{1}{ft_{1/2}}. \quad (11.67)$$

Значение величины $ft_{1/2}$ для периода полураспада основного состояния ядра ^{14}O приведено в табл. 11.1. Кроме перехода $^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N}$, были тщательно обследованы также и другие «сверхразрешенные» переходы ядра. С учетом некоторых дополнительных малых поправок [18 — 20] значение $G \cos \theta$ оказалось

равным

$$G_V \cos \theta_V = (1,410 \pm 0,002) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3. \quad (11.68)$$

Нижний индекс V при G и θ указывает на то, что эти константы определены из распадов, в которых проявляется только векторное взаимодействие в ядерном (адронном) матричном элементе. Используя распады, в которых проявляется аксиальное векторное взаимодействие, например распад нейтрона, можно получить значение соответствующей константы связи G_A . Отношение $|G_A/G_V|$ оказывается равным [18—20]

$$\left| \frac{G_A}{G_V} \right| = 1,24 \pm 0,01. \quad (11.69)$$

Во многих детективах часто случается, что разгадка преступления кроется на первый взгляд совсем в обыденных вещах, а преступником часто оказывается человек, бывший до этого вне всяких подозрений. Так и теперь нам известны значения величин G , $\cos \theta$, $G_V \cos \theta_V$ и $|G_A/G_V|$ [см. (11.54), (11.58), (11.68) и (11.69)]. В допустимых пределах ошибок мы видим, что эти величины удовлетворяют очень простым соотношениям:

$$\begin{aligned} G_V &= G, \\ \theta_V &= \theta, \\ G_A &\neq G. \end{aligned} \quad (11.70)$$

Что же говорят нам эти соотношения о слабых взаимодействиях? На первый взгляд кажется, что равенство констант связи для векторного тока G_V и для чисто лептонного тока G выражает факт *универсальности* слабых взаимодействий и что нужно только объяснить, почему $G_A \neq G$. Но это только на первый взгляд. Ситуация здесь не такая простая. Действительно, мы знаем, например, что протон не является просто дираковским протоном, а окружен облаком мезонов (см. фиг. 6.10). Почему же в таком случае мезонное облако должно обладать той же самой константой слабого взаимодействия, что и голая частица Дирака? А *priori*, как видим, у нас нет никаких причин считать, что G_V и G должны быть равны друг другу. Как раз соотношение $G_A \neq G$ больше импонирует нашим интуитивным представлениям, и именно соотношение $G_V = G$ мы должны прежде всего понять и объяснить. Эту загадку разрешает гипотеза *сохраняющегося векторного тока* (СВТ). Впервые о ней заговорили Герштейн и Зельдович [21], но по-настоящему достоинства ее продемонстрировали Фейнман и Гелл-Манн [6]. Чтобы объяснить, в чем суть гипотезы СВТ, рассмотрим сначала электромагнитное взаимодействие. В § 2 гл. 7 мы рассказали о законе сохранения электрического заряда. Позитрон и протон имеют одинаковые электрические заряды, несмотря на то что протон окружен облаком мезонов, а позитрон не окружен. Другими словами, константа связи e , которая характеризует взаимодействие с электромагнитным полем,

одинакова для совершенно разных частиц, обладающих, однако, одинаковыми электрическими зарядами (свойства частиц в отношении других взаимодействий могут сильно различаться). Наличие вокруг частицы виртуальных мезонов не изменяет значения константы связи e . Классически этот факт выражается законом сохранения электрического заряда [см. (10.50)]. Частный пример его — правила Кирхгофа (см. фиг. 11.8, а). Гипотеза СВТ в теории слабых взаимодействий утверждает, что *слабый векторный ток тоже сохраняется*, т. е.

$$\frac{1}{c} \frac{\partial V_0}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V} = 0. \quad (11.71)$$

Отсюда немедленно следует равенство констант связи G_V и G . В самом деле, всякий раз, когда адрон виртуально распадается на другие адроны (например, протон распадается на нейtron и отрицательный пион), слабый ток сохраняется, т. е. константы слабого взаимодействия голого адрона и адрона с облаком мезонов одинаковы. Равенство констант связи G_V и G , однако, не единственное проявление гипотезы СВТ; имеется много других экспериментов, которые хорошо согласуются с уравнением (11.71) [22].

Гипотеза СВТ основывается на аналогии с электромагнитным током, который тоже является векторным током. Чтобы понять, как устроен аксиальный слабый ток, нельзя обратиться к электромагнитным взаимодействиям, так как никакого электромагнитного *аксиального* тока в природе не существует. Соотношение $G_A \neq G$ показывает, что аксиальный векторный ток не сохраняется. Однако G_A отличается от G не более чем на 25 %, и, следовательно, мы можем считать, что аксиальный ток приблизительно сохраняется. Этот факт формулируют как *гипотезу приближенного сохранения аксиального векторного тока* (ПСАВТ).

Наконец, отметим, что равенство констант G_V и G говорит нам о том, что адронный слабый ток, сохраняющий гиперзаряд, характеризуется константой связи $G \cos \theta$, а не G . Без учета множителя $\cos \theta$ различие между предсказаниями теории и экспериментом составляло бы несколько процентов, причем оно было бы существенно больше ошибок эксперимента. Угол Кабибо нужен, таким образом, не только для того, чтобы объяснить малую вероятность распадов, идущих с несохранением гиперзаряда, но также и для того, чтобы согласовать друг с другом вероятности распада мюона и «сверхразрешенных» ядерных β -распадов.

§ 10. АДРОННЫЙ СЛАБЫЙ ТОК ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Большие энергии совершенно необходимы для изучения следующих двух аспектов слабого взаимодействия.

1. Нуклоны и ядра содержат внутри себя *слабые* заряды и *слабые* токи. Чтобы изучить распределение слабых зарядов и токов по объему этих суб-

атомных частиц (*формфакторы* слабых взаимодействий), требуются частицы-снаряды, слабо взаимодействующие с этими частицами, а соответствующие им длины волн должны быть меньше размеров интересующих нас областей. По существу здесь возникают в точности те же проблемы, что и при изучении электромагнитной структуры субатомных частиц, о чём мы уже подробно рассказывали в гл. 6. Если сделать предположение, что слабые формфакторы ведут себя так же, как электромагнитные, то из рассуждений гл. 6 мы сразу можем заключить, что нам необходимо иметь частицы-снаряды с энергиями в несколько ГэВ.

2. Радиус действия слабого взаимодействия еще не известен. Если тем не менее предположить, что слабое взаимодействие переносится некоторой (до сих пор неизвестной) новой частицей W , то тогда радиус действия его будет равен $\hbar/m_W c$. Отсюда следует, что энергии частиц-снарядов, необходимые для изучения формы слабого взаимодействия, определяются значением неизвестной массы m_W и могут быть очень большими.

Таким образом, для исследования слабой структуры адронов мы уже в настоящее время имеем достаточные энергии, а для определения радиуса действия сил слабого взаимодействия мы определенно еще много лет не будем иметь нужных нам энергий.

При исследовании электромагнитной структуры адронов используют заряженные лептоны (электроны или мюоны) и фотоны. Как же можно проводить исследования эффектов слабого взаимодействия в области высоких энергий? Электрон, конечно, участвует в слабых взаимодействиях, но можно ли его использовать в качестве частицы-снаряда? К сожалению, нельзя. Эффекты электромагнитного взаимодействия полностью «забывают» все эффекты слабого взаимодействия, по крайней мере при достижимых в настоящее время энергиях. Естественно, в таком случае спросить, а нельзя ли использовать слабые распады? Ответ опять отрицательный, так как слабые распады никогда не происходят с энергиями в несколько ГэВ. Очевидно, нам никак не обойтись без *нейтрино* в качестве частиц-снарядов. Во многих отношениях это самый удобный снаряд; однако есть одно неприятное обстоятельство — эффективные сечения процессов с участием нейтрино крайне малы. Чтобы получить результаты, требуются интенсивные потоки и большие счетчики. Ниже мы немного поговорим о теории рассеяния нейтрино, затем опишем кратко принципиальную схему экспериментальной установки, позволяющей изучать рассеяние нейтрино на нуклонах, и, наконец, расскажем о некоторых результатах экспериментальных исследований.

Рассмотрим пучок антинейтрино, падающих на водородную мишень. Антинейтрино могут захватываться протонами мишени [см. (11.29)]:

$$\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n, \quad \bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \mu^+ n.$$

Эти два процесса можно считать проявлениями одного общего процесса вида

$$\bar{\nu} p \rightarrow l^+ n, \tag{11.72}$$

где l^+ — положительно заряженный лептон. Вероятность переходов для этого лептон-адронного процесса определяется по формуле «золотого правила».

$$dw = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle nl^+ | H_w | p\bar{v} \rangle|^2 \rho(E).$$

Вероятность переходов равна числу частиц, рассеянных в единицу времени одним рассеивающим центром. Эффективное сечение и вероятность переходов связаны друг с другом простым соотношением [см. формулу (6.5)]:

$$d\sigma = \frac{dw}{F}. \quad (11.73)$$

Антинейтрино движутся со скоростью света; используя условие нормировки, согласно которому одна частица приходится на единичный объем, видим, что поток F равен скорости света, т. е. $F = c$. Следовательно, для эффективного сечения захвата антинейтрино протоном имеем формулу

$$d\sigma = \frac{2\pi}{\hbar c} |\langle nl^+ | H_w | p\bar{v} \rangle|^2 \rho(E). \quad (11.74)$$

Плотность состояний $\rho(E)$ в формуле (11.74) для двух образующихся частиц в системе их центра масс можно найти по формуле (10.31). Полагая $V = 1$, для $\rho(E)$ имеем, таким образом, формулу

$$\rho(E) = \frac{E_n E_l p_l}{(2\pi\hbar)^3 c^2 (E_n + E_l)} d\Omega_l,$$

где $d\Omega_l$ — элемент телесного угла, в который рассеивается лептон l^+ . Итак, дифференциальное эффективное сечение захвата антинейтрино протоном в системе центра масс окончательно дается следующей формулой:

$$d\sigma_{\text{д. м.}} (\bar{v}p \rightarrow ln) = \frac{1}{4\pi^2 \hbar^4 c^3} \frac{E_n E_l p_l}{E_n + E_l} |\langle nl | H_w | p\bar{v} \rangle|^2 d\Omega_l. \quad (11.75)$$

Посмотрим сначала, что следует из формулы (11.75) в отношении процессов захвата протоном электронных антинейтрино с низкой энергией. При этих процессах хотя и нельзя получить информацию о слабой структуре адронов, однако можно убедиться, что формула (11.75) дает правильный порядок величины эффективного сечения. Как мы уже отмечали раньше, в настоящее время принято предполагать, что величина матричного элемента $\langle ne^+ | H_w | p\bar{v} \rangle$ равна величине матричного элемента $\langle pe^- \bar{v}^- | H_w | n \rangle$ для распада нейтрона. Матричный элемент для распада нейтрона определяется величиной f_t для нейтрона и рассчитывается по формуле (11.11). Интегрируя сечение (11.75) по $d\Omega_l$, используя результат (11.11) и учитывая, что при малых энергиях электрона $E_n \approx m_n c^2$, $E_e \ll m_n c^2$, получаем

$$\sigma(\bar{v}_c p \rightarrow e^+ n) = \frac{2\pi^2 \hbar^3}{m_e^5 c^7} \frac{p_e E_e}{(f_t)_{\text{нейтрон}}} . \quad (11.76)$$

Подставляя сюда числовые значения фундаментальных констант и используя экспериментальное значение $f\tau$ (см. табл. 11.1), а также вводя удобные единицы измерения для энергии и импульса, для эффективного сечения (11.76) находим окончательную формулу

$$\sigma (\text{см}^2) = 2,3 \cdot 10^{-44} \frac{P_e}{m_e c} \frac{E_e}{m_e c^2}.$$

При энергиях антинейтрино, получающихся в реакторе, энергией отдачи нейтрона в реакции $\bar{\nu}p \rightarrow e^+n$ можно пренебречь. Тогда полная энергия позитрона будет связана с энергией антинейтрино законом сохранения $E_{e^+} = E_{\bar{\nu}} + (m_p - m_n)c^2 = E_{\bar{\nu}} - 1,293 \text{ МэВ}$. Таким образом, для антинейтрино с энергией 2,5 МэВ эффективное сечение оказывается равным $12 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$.

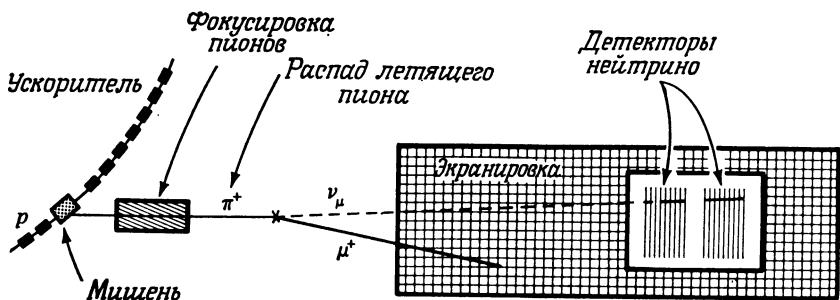
Процессы захвата антинейтрино протонами впервые наблюдали Рейнес и Кован с сотр. в 1956 г. [23, 24]. Они поставили около реактора большой хорошо экранированный от внешних излучений жидкий сцинтилляционный счетчик. Реактор испускает достаточно интенсивный поток антинейтрино; в экспериментах в Лос-Аламосе этот поток был равен примерно 10^{13} частиц/ $\text{см}^2 \cdot \text{s}$. Лишь совсем небольшая часть нейтрино захватывалась веществом жидкости сцинтилляционного счетчика и порождала нейтроны и позитроны, что приводило к появлению характерного сигнала от счетчика; по этому сигналу лос-аламосская группа смогла определить величину эффективного сечения исследуемого процесса:

$$\sigma_{\text{эксп}} = (11 \pm 4) \cdot 10^{-44} \text{ см}^2.$$

Чтобы сопоставить это число с числом, найденным выше из формулы (11.76), необходимо знать спектр испускаемых реактором антинейтрино. Указанный спектр можно извлечь из имеющихся данных по β -спектрам продуктов распада ядер-фрагментов, получающихся при делении ядра ^{238}U [25]. Вычисленное эффективное сечение захвата составляет примерно $10 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$. Оно хорошо согласуется с действительно наблюдаемым экспериментальным значением. Это согласие нас успокаивает, так как свидетельствует о том, что теория слабых взаимодействий в области низких энергий способна описать также и нейтринные реакции.

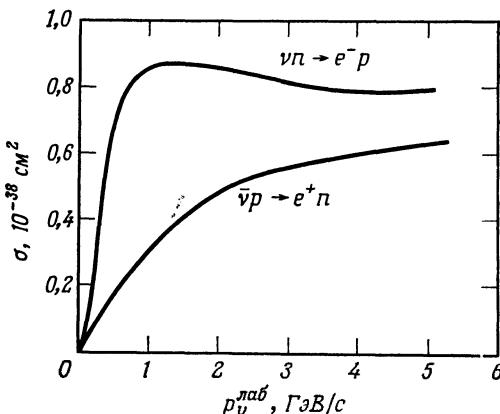
Обратимся теперь к *нейтринным реакциям при высоких энергиях*. На возможность осуществить такого рода эксперименты обратили внимание Понтекорво [26] и Шварц [27]¹⁾. Теорию экспериментов впервые разработали Ли и Янг [29, 30]. Как это часто случается в физике, основные идеи изумительно просты. Предлагаемая экспериментальная установка изображена на фиг. 11.9. Протоны из ускорителя высоких энергий ударяются о мишень и рождают пионы с высокой энергией. Пионы какого-то одного знака, например положительные пионы π^+ , отбираются и фокусируются в желаемом на-

¹⁾ Очень ясное описание этого предложения см. в работе [28], стр. 82.

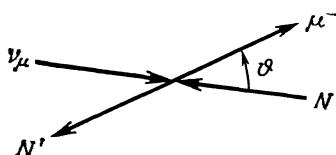


Фиг. 11.9. Принципиальная схема экспериментальной установки для проведения экспериментов с мюонными нейтрино высоких энергий.

правлении. Если ничего не поместить на их пути, то они будут на лету распадаться и рождать положительные мюоны и мюонные нейтрино. В системе центра масс пиона мюон и мюонное нейтрино испускаются с импульсами в противоположных направлениях. В силу того, однако, что распадающийся пион сам имеет большой импульс в лабораторной системе отсчета, большая часть продуктов распада пионов π^+ будет лететь вперед в малом телесном угле. Детектор нейтрино надо поместить на пути получающегося пучка. Этот детектор так хорошо надо заэкранировать, чтобы в него смогли попасть только нейтрино. На первый взгляд эти нейтринные эксперименты с ускорителем высоких энергий представляются фантастическими и даже безнадежными, так как получаемый нейтринный пучок должен быть намного слабее выходящего из реактора, с которым и так очень трудно работать ввиду его малой интенсивности. Однако это только на первый взгляд, так как есть обнадеживающее обстоятельство, а именно формула (11.75) предсказывает, что эффективное сечение должно быстро возрастать с увеличением энергии, если при этом матричный элемент не уменьшается слишком быстро. Действительно, это показали Ли и Янг; они, воспользовавшись гипотезой СВТ Гелл-Манна и Фейнмана, вычислили ожидаемые эффективные сечения. Результаты расчетов представлены на фиг. 11.10. Как видно из фиг. 11.10, эффективные сечения очень быстро растут вплоть до энергий нейтрино в лабораторной системе порядка 1 ГэВ, а затем они выравниваются. Максимальное значение эффективного сечения оказывается порядка 10^{-38} см², т. е. на пять порядков больше по величине эффективного сечения, наблюдавшегося в лос-аламосском нейтринном эксперименте. Эти большие эффективные сечения позволили Колумбийской группе действительно осуществить этот и в самом деле замечательный эксперимент, который, в частности, доказал существование нейтрино двух типов — электронного и мюонного (см. § 4 гл. 7). В настоящей главе мы считаем факт существования мюонных нейтрино твердо установленным.



Фиг. 11.10. Предсказываемое Ли и Янгом эффективное сечение реакции $\nu n \rightarrow l^- p$ [29].



Фиг. 11.11. «Упругая» реакция $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- N'$ в системе отсчета центра масс.

и поэтому ниже будем осуждать только поведение матричного элемента $H_{\nu N}$ при высоких энергиях. Сначала мы выведем формулу для эффективного сечения некоторой воображаемой модельной реакции $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- N'$, где N и N' — некоторые бесспиновые гипотетические нуклоны. Затем мы поговорим о тех изменениях, которые надо ввести в эту формулу, чтобы с ее помощью описать реакции с реальными нуклонами. Эффективное сечение указанной реакции надо рассчитывать по формуле (11.75), в которой, однако, надо использовать немного другие обозначения. При высоких энергиях массой лептона можно пренебречь и E_μ можно просто заменить на $p_\mu c$. Тогда формула (11.75) примет следующий вид:

$$d\sigma_{\nu_\mu N \rightarrow \mu^- N'} = \frac{1}{4\pi^2 \hbar^4 c^2} \frac{E}{W} P_\mu^2 |\langle \mu^- N' | H_{\nu N} | \nu N \rangle|^2 d\Omega.$$

Здесь E — энергия нуклона N' , W — полная энергия в системе общего центра масс. Реакция $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- N'$ проиллюстрирована на диаграмме на фиг. 11.11. В системе центра масс все импульсы одинаковы, так что для квад-

рата передаваемого импульса получается значение

$$-q^2 = (p_v - p_\mu)^2 = 2p_\mu^2(1 - \cos\theta), \quad (11.77)$$

где θ — угол рассеяния в системе центра масс. Используя (11.77), элемент телесного угла $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ можно записать в виде

$$d\Omega = -\frac{\pi}{p_\mu^2} dq^2, \quad (11.78)$$

так что для сечения реакции $v_\mu N \rightarrow \mu^- N'$ имеем формулу

$$d\sigma = -\frac{1}{4\pi\hbar^4 c^2} \frac{E}{W} |\langle \mu^- N' | H_w | vN \rangle|^2 dq^2. \quad (11.79)$$

Теперь мы должны каким-то образом определить величину входящего сюда матричного элемента. В § 9 настоящей главы мы уже рассмотрели слабые процессы $0^+ \rightarrow 0^+$ при низких энергиях, когда структуру частиц-рассеивателей можно не учитывать. Для таких слабых процессов матричный элемент дается формулой (11.66). Подставляя теперь (11.66) в (11.70), для дифференциального эффективного сечения находим следующую формулу:

$$d\sigma = -\frac{G^2 \cos^2 \theta}{2\pi\hbar^4 c^2} \frac{E}{W} dq^2. \quad (11.80)$$

Полное эффективное сечение получается отсюда путем интегрирования по dq^2 . Минимальная передача импульса равна $-4p_\mu^2$, а максимальная определяется формулой (11.77) и равна 0 (так что интегрирование по q^2 надо вести от 0 до $-4p_\mu^2$). В результате имеем

$$\sigma_{\text{полн}} = \frac{2G^2 \cos^2 \theta}{\pi\hbar^4 c^2} \frac{E}{W} p_\mu^2. \quad (11.81)$$

При высоких энергиях $E \approx W/2$ и полное эффективное сечение возрастает пропорционально p_μ^2 . Разумеется, безграничный рост какого-либо эффективного сечения физически совершенно неправдоподобен. Должны обязательно существовать какие-то обстоятельства, которые будут подавлять рост эффективного сечения при высоких энергиях. Для рассматриваемого эффективного сечения на рост сечения будет оказывать влияние структура адрона. До сих пор мы считали адрон точечной частицей. Следовательно, можно сказать, что формула (11.80) является аналогом формулы Резерфорда (6.17) или формулы Мотта (6.19) (они выведены для точечных рассеивающих центров). В гл. 6 мы уже говорили об исправленной формуле, в которой учитывались конечные размеры частицы (в случае бесспиновых частиц). Структуру частицы мы описывали так называемым *формфактором*, поэтому, чтобы получить эффективное сечение рассеяния на частице со структурой, мы умножали эффективное

сечение для точечной частицы-рассеивателя на квадрат абсолютного значения формфактора $F(q^2)$ [см. формулу (6.20)]. Подобным образом и здесь мы умножим эффективное сечение (11.80) для захвата нейтрино на так называемый *слабый формфактор*, и тогда вместо (11.80) будем иметь следующую исправленную формулу:

$$d\sigma = -\frac{G^2 \cos^2 \theta}{2\pi\hbar^4 c^2} \frac{E}{W} |F_w(q^2)|^2 dq^2. \quad (11.82)$$

В принципе слабый формфактор F_w мы должны найти из эксперимента. Однако, поскольку такой эксперимент очень труден, приходится довольствоваться теоретическими прикидками, которые действительно можно предложить. В § 9 настоящей главы мы говорили о гипотезе СВТ и постулировали сохранение слабого векторного тока [уравнение (11.71)]. Однако гипотеза СВТ может дать большее. Фейнман и Гелл-Манн на основе этой гипотезы показали, что векторные формфакторы для электромагнитного и слабого токов имеют одинаковый вид. В рассматриваемом нами примере упрощенной реакции $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- N'$ гипотеза СВТ утверждает, в частности, что для векторного взаимодействия

$$F_w(q^2) = F_{em}(q^2). \quad (11.83)$$

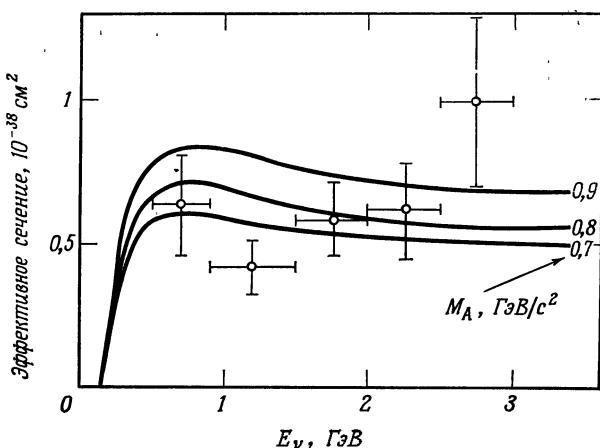
Никаких бессpinовых нуклонов, конечно, не существует, и поэтому формфактор F_{em} в примере разбираемой реакции вообще нельзя найти экспериментально. Однако можно предположить, что формфактор F_{em} имеет такой же вид, как формфакторы, получающиеся в экспериментах по структуре нуклона. В частности, мы можем формфактор F_{em} приравнять G_D [см. (6.47)]. Тогда для эффективного сечения реакции $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- N'$ с учетом формулы (11.83) мы найдем следующее выражение:

$$d\sigma = \frac{G^2 \cos^2 \theta}{2\pi\hbar^4 c^2} \frac{E}{W} \frac{dq^2}{(1 + |q^2|/q_0^2)^4}. \quad (11.84)$$

Полное эффективное сечение можно получить отсюда, проинтегрировав по q^2 в пределах от 0 до $-4p_\mu^2$:

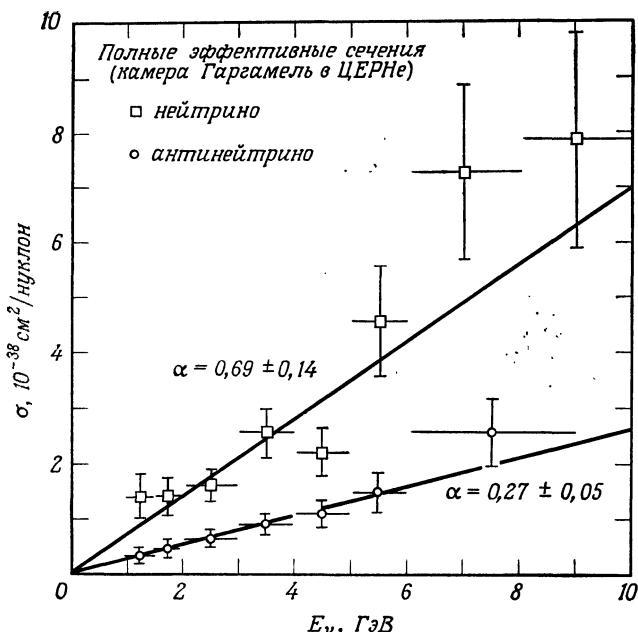
$$\sigma = \frac{G^2 \cos^2 \theta E q_0^2}{6\pi\hbar^4 c^2 W} \left\{ 1 - \frac{1}{(1 + 4p_\mu^2/q_0^2)^3} \right\}. \quad (11.85)$$

Эта простая формула отражает основные особенности теоретического эффективного сечения Ли и Янга, приведенного на фиг. 11.10. Действительно, при низких энергиях второе слагаемое в фигурных скобках в (11.85) можно разложить в ряд; в результате из (11.85) мы получим формулу (11.81), показывающую, что эффективное сечение возрастает пропорционально p_μ^2 . Далее, при очень высоких энергиях выражение в фигурных скобках в (11.85) становится равным единице и эффективное сечение перестает зависеть от энергии и становится постоянным.



Фиг. 11.12. Эффективные сечения реакции $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$ по измерениям в ЦЕРНе на пузырьковой камере [31]. Показаны также три подгоночные теоретические кривые.

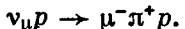
Формулу (11.85) для эффективного сечения мы вывели при довольно-таки нереальных предположениях. Поскольку мы рассматривали лишь переход $0^+ \rightarrow 0^+$, в нашу формулу вошел только оператор V и формфактор только одного типа. Реальный нуклон обладает спином $1/2$, и поэтому нужно вводить несколько формфакторов, чтобы описать поведение реального эффективного сечения упругого рассеяния нейтрино на нуклонах. Обычно считают, что структура частицы не влияет на трансформационные свойства слабого тока. Поскольку слабый ток точечных частиц содержит два оператора (V и A), необходимо вводить формфакторы двух типов — *векторные* и *аксиальные векторные*. Проводимые в настоящее время эксперименты не позволяют, однако, однозначно определить эти формфакторы, и приходится использовать полуэмпирический подход. Говоря попросту, считают, что векторные формфакторы идентичны электромагнитным формфакторам G_E и G_M , имеющимся в формуле Розенблата. Далее, предполагают, что доминирует только один аксиальный формфактор и что он по форме совпадает с функцией G_D [см. (6.47)]. Таким образом, остается только один свободный параметр $q_0^2 \equiv M_A^2 c^2$. На фиг. 11.12 приведены экспериментальные данные, полученные в ЦЕРНе по упругому рассеянию $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$. Теоретические кривые на фиг. 11.12 относятся к эффективным сечениям, вычисленным с тремя формфакторами G_E , G_M и G_A , причем предполагалось, что G_E и G_M даются формулой (6.48), а G_A определяется формулой (6.47), кроме того, было положено $q_0^2 \equiv M_A^2 c^2$ и считалось, что M_A принимает значения, указанные на фиг. 11.12. Как видно из фиг. 11.12, экспериментальные данные неплохо



Фиг. 11.13. Зависимость полных эффективных сечений рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклонах от энергии нейтрино и антинейтрино в лабораторной системе отсчета [32]. Данные получены во фреоновой и пропановой пузырьковых камерах. Сплошными линиями изображены прямые $\sigma = \alpha E$, причем α измеряется в единицах $10^{-38} \text{ см}^2/\text{ГэВ}$.

согласуются с этими формфакторами, если только значение аксиальной массы M_A не сильно отличается от значения векторной массы $M_V \equiv q_0/c = 0,71 \text{ ГэВ/с}^2$.

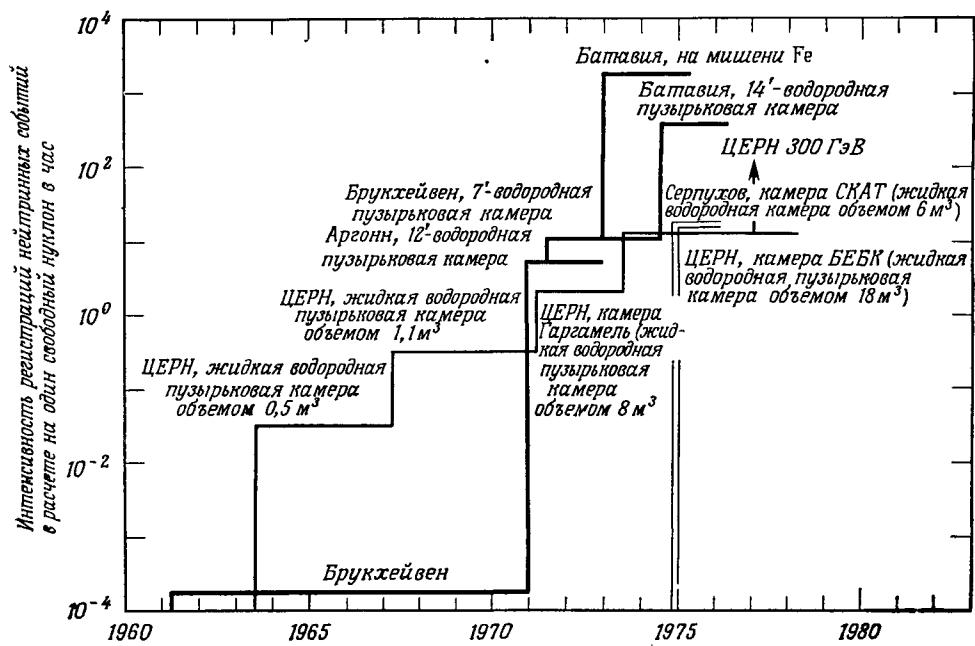
До сих пор мы обсуждали только нейтринные упругие реакции, в которых в конечном состоянии присутствуют один лептон и один адрон. Нейтрино могут, однако, участвовать во многих неупругих реакциях, например в реакции



Следовательно, полное эффективное сечение для рассеяния нейтрино на нуклонах больше, чем только что рассмотренное, и, действительно, на фиг. 11.13 показаны экспериментально полученные полные эффективные сечения рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклонах. Мы видим, что эффективные сечения как для нейтрино, так и для антинейтрино возрастают примерно линейно с ростом энергии нейтрино и антинейтрино в лабораторной системе вплоть до самых высоких достижимых в настоящее время энергий, а упругое

эффективное сечение, как только что мы видели, становится постоянным уже при энергиях порядка 1 ГэВ. До каких пор будет продолжаться этот наблюдаемый на эксперименте линейный рост, пока что не ясно.

Вероятно, в будущем будут получены более полные данные о нейтринных реакциях, так как более мощные ускорители позволят получать более интенсивные нейтринные пучки и с более высокой энергией, так как детектирующие устройства станут «больше и лучше». На фиг. 11.14 представлена «диаграмма интенсивностей регистраций нейтринных событий», впервые составленная Раммом [33] в 1968 г. (с учетом современных данных, включенных в нее Левеллин-Смитом [34]). На диаграмме приведены предположительные интенсивности регистраций нейтринных событий при экстраполяции к 1980 г. Стоит отметить, что самое интересное открытие, касающееся существования нейтрино двух типов, было сделано в 1961 г., когда интенсивности регистрируемых пучков были самыми незначительными. Можно надеяться, что нейтрино самых высоких энергий, получаемые на ускорителе в Батавии, позволяют сделать в этой области субатомной физики открытия не меньшей важности.



Фиг. 11.14. Интенсивности регистраций нейтринных событий для разных ускорителей и детекторов [34] в период от 1960 до 1980 г.

§ 11. ВЫВОДЫ И НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ

В настоящей главе мы показали, что многие эксперименты, в которых проявляется слабое взаимодействие, можно объяснить, сделав предположение о существовании взаимодействия единого вида, которое обычно называют *универсальным взаимодействием Ферми*. Гамильтониан для универсального взаимодействия Ферми дается формулой (11.25):

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2} c^2} \int d^3x J_w(x) \cdot J_w^\dagger(x),$$

где G — константа слабого взаимодействия, значение которой указано в (11.54). Слабый ток является суммой четырех слагаемых, как это следует из формул (11.35) и (11.57):

$$J_w = J_w^e + J_w^\mu + \cos \theta J_w^0 + \sin \theta J_w^1.$$

Первые два слагаемых относятся к лептонам. Электрон и мюон выступают в них совершенно на равных основаниях. Данный факт называют иногда *электрон-мюонной универсальностью*. Адронный слабый ток разбивается на два слагаемых: одно, для которого $\Delta Y = 0$, и другое, для которого $|\Delta Y| = 1$. Угол Кабибо θ [значение его указано в формуле (11.58)] определяет относительные величины вкладов каждого из этих токов в полный адронный слабый ток. Любой из четырех слабых токов имеет вид (11.47)

$$J_w = c \psi_f^* (V + A) \psi_i,$$

где индекс f относится к конечному состоянию, а индекс i — к начальному. Таким образом, каждый слабый ток обладает векторной и аксиальной векторной составляющими. Для лептонных слабых токов имеющиеся на сегодня энергии позволяют полностью определить вид операторов V и A . Вид адронных токов мы знаем намного хуже. Однако следующие факты, как представляется, уже твердо установлены:

1. Векторный ток сохраняется, и при низких энергиях лептонно-адронные распады, в которых проявляется только векторное взаимодействие, управляются той же самой константой связи, что и лептонные распады. При высоких энергиях в игру вступают слабые формфакторы, и мы ожидаем, что они окажутся пропорциональными электромагнитным формфакторам.

2. Ни о какой пропорциональности электромагнитным формфакторам нельзя говорить для слабого аксиального векторного тока, так как никакого аксиального электромагнитного тока в природе не существует. Тем не менее представляется разумным предположить, что слабый аксиальный векторный ток, так же как и векторный, приближенно сохраняется. Результаты экспериментов по рассеянию нейтрино высокой энергии не противоречат допущению, что аксиальные формфакторы мало отличаются от векторных.

Были проведены многочисленные расчеты (в рамках теории универсального взаимодействия Ферми) эффективных сечений многих распадов и реакций, и везде, где удается разрешить трудности с наличием адронных сил, получается удовлетворительное согласие теории с экспериментом. Однако остается много нерешенных вопросов и проблем. Ниже мы кратко расскажем о некоторых из них, чтобы показать читателю, что еще предстоит многое сделать как в области эксперимента, так и в области теории, прежде чем мы поймем до конца слабые взаимодействия.

Промежуточный бозон W . Несмотря на многочисленные попытки обнаружить частицу W , она до сих пор не найдена. Пока эта скрывающаяся частица не будет зарегистрирована, теоретики могут смело предсказывать значение ее массы. Как мы уже отмечали, гипотеза СВТ требует равенства электромагнитных и слабых векторных формфакторов. Но можно идти и дальше и предположить: слабое и электромагнитное взаимодействия обладают общей природой. В частности, можно считать, что константы связи слабого и электромагнитного взаимодействий величины одного порядка. Считая $g = e$ и принимая во внимание значение (11.55), для энергии покоя частицы W находим $m_W c^2 \approx 100$ ГэВ. Более аккуратная оценка заставляет предположить, что $g = e/2\sqrt{2}$, и мы получаем $m_W c^2 = 37,29$ ГэВ [35, 36]. Немного другая оценка приводит к удвоенному значению массы m_W [37]. Только эксперимент сможет дать ответ на вопрос, какое из этих значений массы частицы W правильное. Если нам удастся, наконец, обнаружить частицу W и экспериментально изучить ее свойства, то теория слабого взаимодействия встанет на прочную основу. Если мы убедимся, что частицы W не существует, то нам нужно будет найти какое-то новое объяснение механизма действия сил слабого взаимодействия.

Форма слабого взаимодействия. Верно ли представление о взаимодействии тока с током? Конечно, приведенный выше гамильтониан объясняет многие характерные особенности слабого взаимодействия. Однако ряд вытекающих из него важных предсказаний экспериментально полностью не проверен. В частности, два из них требуют тщательных исследований. Это, во-первых, наличие диагональных членов (или членов «самодействия») и, во-вторых, наличие нейтральных слабых токов. Рассмотрим сначала *диагональные члены*. Гамильтониан взаимодействия тока с током содержит слагаемые вида $J_w^l \cdot J_w^{l\dagger}$ и $J_w^h \cdot J_w^{h\dagger}$. Первые описывают процессы типа

$$\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-,$$

$$\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-,$$

а вторые, например, ответственны за слабое взаимодействие нуклонов друг с другом. Существуют ли в природе все эти процессы? Возьмем, скажем, про-

цессы рассеяния нейтрино на электронах. Предварительные данные о существовании этих процессов были получены в астрофизике из наблюдений звезд, называемых яркими белыми карликами [38]. В экспериментах на реакторах [30—41] и на ускорителях [42—44] пока что не удалось добиться необходимой эффективности детектирования нейтрино и необходимых интенсивностей нейтринных пучков, хотя, вероятно, в ближайшие несколько лет нейтринные реакции с лептонами будут все же зарегистрированы, если только величины их эффективных сечений действительно те, которые предсказывает теория универсального взаимодействия Ферми. Слабое взаимодействие между адронами, описываемое членом $J_w^h \cdot J_w^{h\dagger}$, как представляется на первый взгляд, экспериментально наблюдать нельзя, так как адронное взаимодействие подавит это слабое взаимодействие. Однако слабое взаимодействие адронов одной существенной особенностью отличается от адронного: оно не сохраняет четности. Поэтому экспериментально обнаруженные силы взаимодействия между двумя нуклонами, которые нарушают четность, служат хотя и косвенным, но все же убедительным доказательством наличия слабого взаимодействия между нуклонами. Эти ядерные силы, нарушающие четность, были обнаружены во многих экспериментах [45, 46] (подробности и ссылки на литературу см. в обзорах [47—49]). К сожалению, во всех таких экспериментах одновременно наблюдаются и ядерные распады, и поэтому трудно сделать вполне убедительное сравнение результатов экспериментов с предсказаниями теории. Тем не менее наличие диагональных членов в адронной составляющей слабого тока в настоящее время считается достаточно хорошо установленным фактом.

Слабое взаимодействие в том виде, как мы его теоретически описывали до сих пор, не включало нейтральных токов. Рассмотренные нами слабые токи J_w сохраняют лептонное и мюонное числа, но изменяют электрический заряд на ± 1 . Примерами их являются токи $v_e \rightarrow e^-$, $\kappa \rightarrow p$, $e^+ \rightarrow \bar{v}_e$. Как это видно из фиг. 11.4, промежуточная частица W должна быть поэтому электрически заряженной. В принципе нейтральные слабые токи тоже могли бы существовать, но так как они должны сохранять электрический заряд, то соответствующий им промежуточный бозон должен был бы быть нейтральным. Такие нейтральные токи сделали бы возможными процессы:

$$\begin{aligned} v_\mu e^- &\rightarrow v_\mu e^-, & vp &\rightarrow vp, \\ K^0 &\rightarrow e^+ e^-, & K^+ &\rightarrow \pi^+ e^+ e^-, \\ &\rightarrow \mu^+ \mu^-, & &\rightarrow \pi^+ \bar{v}v. \end{aligned}$$

Эти распады и реакции разрешены всеми правилами отбора, но они могут идти (по крайней мере в первом порядке) только в том случае, если существуют нейтральные слабые токи. До сих пор ни один из указанных процессов не наблюдался, и пока нельзя говорить о существовании нейтральных слабых токов заметной величины. Однако нейтринные реакции, наблюдаемые

в ЦЕРН в Батавии, уже указывают на то, что нейтральные слабые токи, по-видимому, существуют. Если это подтвердится, то гамильтониан слабого взаимодействия нужно будет соответствующим образом изменить.¹⁾

Очень высокие энергии. Обычная квантовая теория рассеяния предсказывает, что требование сохранения вероятности ведет к ограничению максимального значения эффективного сечения для любого данного состояния рассеивателя с определенным моментом количества движения. При точечном взаимодействии рассеяние происходит с нулевым орбитальным моментом количества движения (*s*-волна) и так называемый *унитарный верхний предел* для него дается формулой²⁾

$$\sigma_{\max} = \frac{4\pi\hbar^2}{p^2}. \quad (11.86)$$

Рассмотрим теперь рассеяние нейтрино на электронах. Если пренебречь спинами электрона и нейтрино, то эффективное сечение в системе центра масс для нейтрино-электронного рассеяния при очень высоких энергиях будет даваться формулой (11.81), т. е.

$$\sigma_{\text{полн}} = \frac{G^2 \cos^2 \theta}{\pi \hbar^4 c^2} p^2.$$

Эта формула получена для бесспиновых точечных частиц и для ядерных сил нулевого радиуса действия (*контактное взаимодействие*). В таком случае рассеиваются только *s*-волны. Эффективное сечение, как видим, растет пропорционально p^2 с ростом p и становится равным унитарному пределу (11.86) при энергии

$$E_{\text{крит}}^4 = (pc)^4 = \frac{4\pi^2 (\hbar c)^6}{G^2},$$

т. е. при энергии

$$E_{\text{крит}} \approx 600 \text{ ГэВ.}$$

При более точных расчетах для критической энергии получено значение 300 ГэВ. Хотя такая энергия в системе центра масс намного больше той, которой мы располагаем в современных экспериментах, тем не менее все равно возникает основная проблема: что мешает слабому взаимодействию лептонов перейти унитарный предел? Один из возможных (но не обязательно необходимых) механизмов ограничения роста сечения связан с учетом промежуточного бозона. Если он существует, то взаимодействие будет иметь хотя и очень малый, но ненулевой радиус действия. Необходимы, однако, дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования, чтобы разобраться с этой проблемой.

1) См. предисловие авторов к русскому изданию.—Прим. ред.

2) См. *Мерцбахер*, формула (11.62).

Нарушения CP - и T -инвариантностей. В гл. 9 мы уже рассказали об операциях C , P и T . Инвариантность относительно операций C и P не имеет места при слабых взаимодействиях. Непосредственно легко убедиться, что гамильтониан H_w , описанный в настоящей главе, не инвариантен относительно операций P и C . Однако он инвариантен относительно произведения этих операций CP и относительно операции T (обращения времени). Как указывалось в § 8 гл. 9, эксперименты с нейтральными каонами показали, что при распаде K^0 -мезонов гамильтониан H_w не инвариантен относительно операций CP и T . Нарушение, правда, слабое ($\sim 10^{-3}$), но оно установлено вполне надежно. В настоящее время не известны причины этих нарушений, а также и то, являются ли нейтральные каоны единственной системой, для которой нарушения имеют место. Некоторые обстоятельства указывают на существование нового (шока не наблюдавшегося в других случаях) сверхслабого взаимодействия, т. е. на еще одного скрывающегося «преступника» [50, 51]. Это взаимодействие должно быть слабее обычного слабого взаимодействия примерно в 10^8 раз; именно им объясняется нарушение CP -инвариантности.

Теории слабых взаимодействий нет. Ортодоксы утверждают, что вообще никакой теории слабых взаимодействий у нас пока нет. Конечно, признают они, взаимодействие токов, успешно используемое в настоящее время, хорошо подтверждается целым рядом экспериментов и, таким образом, удовлетворительно описывает очень многие экспериментальные данные. Но, подчеркивают эти критики, не решена следующая главная, с их точки зрения, проблема. Все вычисления в теории слабых взаимодействий, согласующиеся с экспериментом, были проведены в низшем неисчезающем порядке теории возмущений. Вместе с тем расчеты слабых процессов в высоких порядках теории возмущений приводят к бессмысленным бесконечностям, хотя из эксперимента мы твердо знаем, что вероятности слабых процессов в высоких порядках теории возмущений крайне малы. Следовательно, утверждают ортодоксы, теория в ее нынешнем виде совершенно не удовлетворительна.

В разное время различными людьми предлагались разные рецепты, как «вылечить» теорию слабых взаимодействий, т. е. избавиться от указанных бесконечностей, и сделать теорию слабых взаимодействий *ренормируемой*. Наиболее интересные предложения касаются объединения теорий слабого и электромагнитного взаимодействий [37, 52, 53]. Если эта «объединенная» теория действительно правильна, она, несомненно, будет возведена в ранг электромагнитной теории Максвелла, которая в свое время сама объединила теории электрических и магнитных взаимодействий. В настоящее время имеется, однако, большое число и других модельных теорий [35—37, 54—58]. Все они исходят из предположения, что тяжелый бозон W существует. Кроме того, в этих теориях предполагается существование тяжелых лептонов (т. е. частиц с квантовыми числами электрона и мюона) и (или) нейтральных

токов. В настоящее время подтвердить или опровергнуть все указанные теории невозможно, так как для этого требуется большое количество не полученных еще экспериментальных данных. Конечно, самым хорошим подтверждением отдельной частной модельной теории явилось бы открытие всех предсказываемых ею частиц. Но так как массы частиц могут быть очень большими, то пройдет еще немало времени, прежде чем мы дождемся такой экспериментальной проверки. Дальнейшее изучение нейтральных токов, о которых мы говорили выше, может также дать некоторые аргументы «за» или «против» отдельных модельных теорий. Наконец, отметим, что рекомендуемые теории слабого взаимодействия отличаются от стандартной теории величинами эффективных сечений процессов, отвечающих диагональным членам в гамильтониане. Поэтому можно надеяться, что если удастся в настоящее время на больших ускорителях провести эксперименты по расщеплению нейтрино на электронах, то это позволит нам наконец сказать что-либо определенное относительно будущего имеющихся сейчас различных теорий слабых взаимодействий.

§ 12. ЛИТЕРАТУРА

По слабым взаимодействиям имеется обширная литература. Здесь мы укажем только на некоторые книги и обзорные статьи. В них читатель найдет подробную библиографию по всем интересующим его вопросам, он также без особого труда разыщет в этих обзورах ссылки на нужные ему работы. Очень мало обзорных статей, которые описывают всю область слабых взаимодействий. Обычно статьи либо посвящены β -распадам ядер, либо слабым взаимодействиям элементарных частиц. Сначала мы дадим ссылки на книги и статьи, посвященные ядерным β -распадам.

В книге Ву и Московского [59] читатель найдет сбалансированное и очень ясное изложение теории и эксперимента главным образом по ядерному β -распаду. В ней, однако, обсуждаются также и слабые распады частиц. Книга написана на таком уровне, что будет вполне доступна нашим читателям, и мы рекомендуем им ее прочитать, так как по ней довольно легко можно получить обширную ценную информацию.

Имеются более обстоятельные книги Конопинского [60] и Шоппера [61]. Обе книги подробные и полные. Ими можно пользоваться для выяснения вопросов, не затронутых в книге Ву и Московского.

Очень легко читается книга Липкина [62], посвященная изложению основных физических представлений, которыми руководствуются при исследованиях ядерных β -распадов, в особенности это касается экспериментов по несохранению четности.

Экспериментальные методы изучения ядерных β -распадов обсуждаются в книге Зигбана и в статье Кофоед-Хансена и Кристенсена [63].

Информацию о слабых взаимодействиях элементарных частиц читатель почерпнет из книги Маршака, Риазудина и Райэна [64] и из статей Ли и Ву [65]. Эти работы написаны, правда, на уровне, намного превышающем уровень подготовки наших читателей, но в них либо можно найти ответ на интересующий вопрос, либо обстоятельные ссылки на литературу. И не важно, если читатель всего не поймет в этих работах.

Нейтрино играет решающую роль в области слабых взаимодействий. Существует много прекрасных изложений истории его предсказания и открытия, где также дается подробное описание его свойств. Ссылки на всю эту литературу с интересными комментариями можно найти в статье Ледермана [66]. Недавние эксперименты, проводимые с нейтрино на ускорителях, обсуждаются в статье Вольфендейла [67]. С нерешенными проблемами в физике нейтрино можно познакомиться по обзорной статье Понтекорво [68]. Нейтринные реакции подробно описал Левеллин-Смит [34].

Многие важные оригинальные работы по слабым взаимодействиям, включая перевод на английский язык классической работы Ферми, собраны в виде приложения к книге Кабира [69]. Оригинальные работы, снабженные сопроводительным вводным текстом автора, перепечатаны также в книге Странхана [70].

Ренормируемые теории, объединяющие теории слабых и электромагнитных взаимодействий, обсуждаются Ли [71] и Аберсон и Ли [72].

ЗАДАЧИ

11.1. Убедитесь, что энергией отдачи протона действительно можно пренебречь при β -распаде нейтрона.

11.2. Изобразите график функции $\rho(E)$, определяемой формулой (11.4), и убедитесь, что типичный β -спектр действительно им описывается.

11.3. Скажите, как исказится график Кури и как изменится верхний предел β -спектра, если считать, что нейтрино обладает конечной массой покоя.

11.4. Рассмотрите β -распад нейтрона.

а. Расскажите, как измеряют среднее время жизни.

б. Как экспериментально измеряют спектр?

в. Рассчитайте по формулам (11.9) и (11.10) значение функции f для распада нейтрона. Считайте, что $F(-1, 1, E) = 1$.

Сравните ваше значение величины $ft_{1/2}$ с приведенным в табл. 11.1.

г. В каких экспериментах по β -распаду нейтрона может проявиться весохранение

четности? Как его экспериментально наблюдать? В чем будут заключаться результаты эксперимента?

11.5. β -спектры можно экспериментально наблюдать, используя многие приборы. Наиболее часто применяют два из них: β -спектрометр или полупроводниковый детектор.

а. Расскажите об этих экспериментальных методах. Сопоставьте друг с другом различия по импульсам и статистики отсчетов, задавшись определенной интенсивностью источника.

б. В чем достоинства и недостатки каждого из обоих экспериментальных методов?

11.6. Предположите, что различие масс заряженных и нейтрального пиннов обязано исключительно электромагнитному взаимодействию. Сравните полученную из расщепления масс энергию электромагнитного взаимодействия с энергией слабого взаимодействия (11.14).

11.7. Проведите интегрирование и перейдите от формулы (11.17) к формуле (11.19).

11.8. Укажите примеры трех ядерных β -распадов, для которых величина $ft_{1/2}$ очень мала, очень велика и имеет среднее значение. Рассмотрите спины и четности и объясните, почему наблюдающийся разброс значений $ft_{1/2}$ не может служить аргументом против универсального взаимодействия Ферми.

11.9. Вычислите отношение времен жизни для распадов

$$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 e^+ \nu \quad \text{и} \quad \Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \bar{\nu}.$$

Сравните полученное вами число с экспериментальным.

11.10. Проверьте правильность данных, приведенных во второй колонке в табл. 11.3.

11.11. Рассмотрите отношение интенсивностей

$$\frac{\pi \rightarrow e\nu}{\pi \rightarrow \mu\nu}.$$

а. Как наблюдать обе эти моды распада?
б. Рассчитайте указанное отношение, предполагая, что матричные элементы для обоих распадов имеют одинаковую величину. Сравните ваше число с экспериментальным числом.

в. Опишите спиральности заряженных лептонов, образующихся при распадах пиона. Считайте, что нейтрино и антинейтрино полностью поляризованы, как это показано на фиг. 7.2. Изобразите спиральности позитрона e^+ и электрона e^- .

г. Эксперимент показывает, что спиральность отрицательных лептонов, испускаемых при β -распаде, равна $-v/c$, где v — скорость лептона. Используйте этот факт и ваш результат, полученный в п. «в» и объясните, почему экспериментально наблюдают столь малое значение рассматриваемого отношения интенсивностей.

11.12. Почему положительные мюоны в веществе сначала останавливаются, а потом распадаются? Рассмотрите соответствующие процессы распада и примерно определите значение времен жизни. Почему отрицательные мюоны ведут себя по-другому?

11.13. Расскажите, как экспериментально определяют поляризацию мюонов, испущенных при распаде пионов.

11.14. Рассмотрите экспериментальную методику по нахождению спектра электронов, получающихся при распаде мюона.

а. Изобразите схематическую типичную экспериментальную установку.

б. Насколько тонкой (в г/см^2) должна быть мишень, чтобы она заметным образом не влияла на вид спектров?

в. В чем гарантия того, что наблюдаемый спектр является действительно спектром от неполяризованных мюонов?

г. Как находить спектр при малых значениях импульса электрона?

11.15. По спектру, приведенному на фиг. 11.6, постройте приближенно график Кури для процесса распада мюона. Покажите, что простой спектр с учетом только энергетической зависимости плотности состояний не совпадает с наблюдаемым.

11.16. Перечислите реакции и распады, которые описываются лептонным гамильтонианом (11.36).

11.17. Покажите, что компоненты импульса и компоненты момента количества движения одинаково преобразуются при обычных пространственных поворотах.

11.18. Убедитесь, что плотности слабых токов (11.41) и (11.42) сохраняют барионное, лептонное и мюонное числа, но что они изменяют электронное зарядовое число.

11.19. Покажите, что электронный спектр, изображенный на фиг. 11.6, можно описать с помощью кривой (11.52), если должным образом выбрать значения параметров.

11.20.

а. Найдите значение E_{\max} в формуле (11.53). Считайте, что $m_e = 0$.

б. Проведите интегрирование, приводящее к формуле (11.53).

в. Возьмите из таблицы в приложении значение среднего времени жизни мюона и убедитесь в правильности значения G , даваемого формулой (11.54).

11.21. Убедитесь в правильности числа в формуле (11.55).

11.22.

а. Перечислите свойства частицы W , которые можно предсказать на основе рассуждений из § 3 и 6 настоящей главы.
 б. Укажите эксперименты, которые позволили бы открыть частицу W или получить информацию о частице W .

11.23. Приведите еще несколько примеров (кроме тех, которые даны в табл. 11.3), показывающих, что слабые распады с изменением гиперзаряда как правило идут медленнее распадов, сохраняющих гиперзаряд. Найдите по вашим примерам распадов значение угла Кабибо.

11.24. Убедитесь, что волновые функции нейтрино и электрона в (11.60) действительно постоянны в пределах объема ядра.

11.25. Докажите, что интеграл, содержащий A в формуле (11.61), действительно обращается в нуль.

11.26. Матричный элемент в формуле (11.65) можно рассчитать и в результате получить

$$|u_e^*(V_0 + A_0)u_{\bar{v}}|^2 = 2 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta_{ev} \right),$$

где v — скорость позитрона, θ_{ev} — угол между импульсами позитрона и нейтрино.
 а. Как экспериментально установить корреляцию вылетов нейтрино и позитрона? Расскажите об основной идее метода и опишите принципиальную схему экспериментальной установки.

б. Покажите, что наблюдаемые корреляции в вылетах позитрона и нейтрино (или электрона и антинейтрино) согласуются с предсказываемыми теорией взаимодействия $V-A$.

11.27. Укажите ряд примеров «сверхразрешенных» переходов $0^+ \rightarrow 0^+$ и покажите, что значения для них величины $ft_{1/2}$ почти одинаковые.

11.28. Нейтрино с высокими энергиями детектируют в пузырьковых камерах (наполненных пропаном или водородом), а также в искровых камерах.

а. Укажите характерные величины скоростей регистрации.

б. Укажите преимущества и недостатки обеих этих камер.

11.29. Изобразите по нескольким значениям, вычисленным по формуле (11.85), примерную зависимость эффективного сечения лептонной нейтринной реакции от импульса нейтрино

- а) в системе отсчета центра масс,
 б) в лабораторной системе отсчета.

Сравните полученные вами кривые с приведенным на фиг. 11.10 и на фиг. 11.12.

11.30. Рассмотрите слабые адронные токи, например ток $\Lambda^0 \rightarrow p$. Он удовлетворяет правилу отбора

$$\Delta S = \Delta Q,$$

где ΔS — изменение странности, ΔQ — изменение заряда.

а. Приведите примеры еще нескольких токов, которые наблюдались экспериментально и которые удовлетворяют тому же самому правилу отбора.

б. Наблюдались ли токи, для которых $\Delta S = -\Delta Q$? (квантовые числа S и Q относятся к адронам.)

в. Какому правилу отбора удовлетворяет универсальное взаимодействие Ферми, описанное в § 11 настоящей главы.

11.31. Обсудите правила отбора по изоспину, которым удовлетворяют слабые взаимодействия

а) для нестабильных распадов,
 б) для распадов с изменением странности. Какие эксперименты можно было бы использовать для проверки этих правил отбора?

11.32. Приведите аргументы за и против существования нейтральных токов.

11.33. Выведите формулу (11.86) для унитарного предела.

11.34. Какие эксперименты надо провести, чтобы доказать отсутствие слабых токов с $\Delta S \geq 2$?

Цитированная литература

1. Ellis C. D., Wooster W. A., Proc. Roy. Soc., A117, 109 (1927).
2. Collected Scientific Papers by Wolfgang Pauli, eds. R. Kronig, V. F. Weisskopf, Vol. II, Wiley-Interscience, New York, 1964, p. 1316.

3. Fermi E., Zs. Phys., 88, 161 (1934); см. перевод на английский язык в сб.: The Development of Weak Interaction Theory, ed. P. K. Kabir, Gordon and Breach, New York, 1963.
4. Robson J. M., Phys. Rev., 83, 349 (1951).
5. Behrens H., Jänecke J., Numerical Tables for Beta Decay and Electron Capture, Landolt-Börnstein, New Series, Vol. 1/4, Springer, Berlin, 1969.
6. Feynman R. P., Gell-Mann M., Phys. Rev., 109, 193 (1958).
7. Sudarshan E. C. G., Marshak R. E., Phys. Rev., 109, 1860 (1958).
8. Backenstoss G., Hyams B. D., Knop G., Marin P. C., Stierlin U., Phys. Rev. Lett., 6, 415 (1961).
9. Bardon M., Franzini P., Lee J., Phys. Rev. Lett., 7, 23 (1961).
10. Garwin R. L., Lederman L. M., Weinrich M., Phys. Rev., 105, 1415 (1957).
11. Friedman J. L., Telecki V. L., Phys. Rev., 105, 1681 (1957).
12. Bardon M., Norton P., Peoples J., Sachs A. M., Lee-Franzini J., Phys. Rev. Lett., 14, 449 (1965).
13. Sherwood B. A., Phys. Rev., 156, 1475 (1967).
14. Blanpet W. A., Modern Physics, Holt, Rinehart and Winston, New York, 1971, sect. 15.4, 25.5.
15. Roos M., Sirlin A., Nucl. Phys., B29, 296 (1971).
16. Cabibbo N., Phys. Rev. Lett., 10, 531 (1963).
17. Fischbach E., Nieto M. M., Primakoff H., Scott C. K., Smith J., Phys. Rev. Lett., 27, 1403 (1971).
18. Blin-Stoyle R. J., Freeman J. M., Nucl. Phys., A150, 369 (1970).
19. Fayans S. A., Phys. Lett., 37B, 155 (1971).
20. Christensen C. J., Nielsen A., Bahnsen A., Brown W. K., Rustad B. M., Phys. Rev., D5, 1628 (1972).
21. Герштейн С. С., Зельдович Я. Б., ЖЭТФ, 29, 698 (1955).
22. Wu C. S., Rev. Mod. Phys., 36, 618 (1964).
23. Reines F., Cowan C. L., Science, 124, 103 (1956); Phys. Rev., 113, 273 (1959).
24. Reines F., Cowan C. L., Harrison F. B., McGuire A. D., Kruse H. W., Phys. Rev., 117, 159 (1960).
25. Carter R. E., Reines F., Wagner J. J., Wyman M. E., Phys. Rev., 113, 280 (1959).
26. Пономарев Б., ЖЭТФ, 37, 1751 (1959).
27. Schwartz M., Phys. Rev. Lett., 4, 306 (1960).
28. Adventures in Experimental Physics, ed. B. Maglich, Vol. α, World Science Communications, Princeton, N.J., 1972.
29. Lee T. D., Yang C. N., Phys. Rev. Lett., 4, 307 (1960).
30. Lee T. D., Yang C. N., Phys. Rev., 126, 2239 (1962).
31. Budagov I. et al., Nuovo Cim. Lett., 2, 689 (1969).
32. Perkins D. H., XVI Intern. Conf. on High Energy Physics, Batavia, 1972.
33. Ramm C. A., Nature, 217, 913 (1968).
34. Llewellyn-Smith C. H., Phys. Rep., 3C, 261 (1972).
35. Lee T. D., Phys. Rev. Lett., 26, 801 (1971).
36. Schechter J., Ueda Y., Phys. Rev., D2, 736 (1970).
37. Weinberg S., Phys. Rev. Lett., 19, 1264 (1967); 27, 1688 (1971).
38. Stothers R. B., Phys. Rev. Lett., 24, 538 (1970).
39. Reines F., Gurr H. S., Phys. Rev. Lett., 24, 1448 (1970).
40. Gurr H. S., Reines F., Sobel H. W., Phys. Rev. Lett., 28, 1406 (1972).
41. Chen H. H., Phys. Rev. Lett., 25, 768 (1970).
42. Steiner H. J., Phys. Rev. Lett., 24, 746 (1970).
43. Cundy D. C., Myatt G., Nezbrick F. A., Pattison J. B. M., Perkins D. H., Ramm C. A., Venus W., Wachsmuth H. W., Phys. Lett., 31B, 478 (1970).
44. Albright C. H., Phys. Rev., D2, 1330 (1970).
45. Okun L. B., Comments Nucl. Particle Phys., 1, 181 (1967).

46. Henley E. M., *Comments Nucl. Particle Phys.*, **4**, 206 (1970).
47. Henley E. M., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **19**, 367 (1969).
48. Fischbach E., Tadić D., *Phys. Rep.*, **6C**, 123 (1973).
49. Gari M., *Phys. Rep.*, **6C**, 317 (1973).
50. Wolfenstein L., *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 562 (1964).
51. Lee T. D., Wolfenstein L., *Phys. Rev.*, **138B**, 1490 (1965).
52. Salam A., *Elementary Particle Physics*, ed. N. Svartholm, Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968, p. 367.
53. 't Hooft G., *Nucl. Phys.*, **B33**, 173 (1971); **B35**, 167 (1971).
54. Lee T. D., *Phys. Today*, **25**, 23 (April 1972).
55. Lee T. D., Wick G. C., *Phys. Rev.*, **D2**, 1033 (1970).
56. Georgi H., Glashow S. L., *Phys. Rev.*, **D6**, 2977 (1972).
57. Lee B. W., *Phys. Rev.*, **D6**, 1188 (1972).
58. Prentki J., Zumino B., *Nucl. Phys.*, **B47**, 99 (1972).
59. Wu C. S., Moszkowski S. A., в книге: *Beta Decay*, Wiley-Interscience, New York, 1966.
60. Konopinski E. J., *The Theory of Beta Decay*, Oxford University Press, London, 1966.
61. Schopper H. F., *Weak Interactions and Nuclear Beta Decay*, North-Holland, Amsterdam, 1966.
62. Lipkin H. J., *Beta Decay for Pedestrian*, North-Holland, Amsterdam, 1962.
63. Kofoed-Hansen O. M., Christensen C. J., *Experiments on Beta Decay*, в книге: *Encyclopedia of Physics*, Vol. XLI/2, ed. S. Flügge, Springer, Berlin, 1962.
64. Marshak R. E., Riazuddin, Ryan C. P., *Theory of Weak Interactions in Particle Physics*, Wiley-Interscience, New York, 1969.
65. Lee T. D., Wu C. S., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **15**, 381 (1965); **16**, 471 (1966).
66. Lederman L. M., *Amer. Journ. Phys.*, **38**, 129 (1970).
67. Wolfendale A. W., в сб.: *Essays in Physics*, eds. G. K. T. Conn and G. N. Fowler, Academic Press, New York, 1970.
68. Понимково Б. М., Усп. физ. наук, **14**, 235 (1971).
69. Kabir P. K., *The Development of Weak Interaction Theory*, Gordon Breach, New York, 1963.
70. Strachan C., *The Theory of Beta Decay*, Pergamon, Elmsford, New York, 1969.
71. Lee B. W., *Proceedings of the XVI International Conference on High Energy Physics*, Vol. 4, National Accelerator Laboratory, 1973.
72. Abers E. S., Lee B. W., *Phys. Rep.*, **C** (1973).

12

АДРОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Все хорнее рано или поздно подходит к концу. Как было показано в последних двух главах, электромагнитные и слабые взаимодействия лептонов описываются вполне удовлетворительными теориями. Трудности возникают лишь при описании электромагнитных и слабых взаимодействий адронов, но здесь есть все основания полагать, что за них ответственны именно адронные взаимодействия. Если не обращать внимания на эти усложнения, то оба вида взаимодействий представляются универсальными: все частицы взаимодействуют по одному и тому же закону, и каждое взаимодействие характеризуется лишь одной константой связи. При изучении адронных взаимодействий нам приходится сталкиваться с новой ситуацией, которую можно охарактеризовать следующим образом:

1. Адронные взаимодействия являются настолько сильными, что теория возмущений для них либо имеет ограниченную область применимости, либо совсем неприменима. Если результаты теоретических расчетов не согласуются с экспериментальными, то не всегда ясно, что ответственно за это: лежащие в основе теории предположения или методы расчета.

2. Адронные взаимодействия очень сложны. Например, чтобы описать эксперименты по нуклон-нуклонному взаимодействию, необходимо использовать почти все члены в гамильтониане взаимодействия, которые разрешаются общими принципами симметрии. В этом отношении адронные взаимодействия существенно отличаются от остальных трех видов взаимодействий: гравитационных, электромагнитных и слабых. Действительно, для электромагнитных и гравитационных взаимодействий в гамильтониан входит только один из возможных членов: в первом случае он связан с векторными силами, а во втором — с тензорными. Слабые взаимодействия описываются гамильтонианом из двух членов: векторного и аксиального векторного. (Правда, сложный характер адронных взаимодействий может указывать

на то, что мы все еще экспериментально наблюдаем лишь вторичные, а не действительно истинные фундаментальные силы.)

3. Оказывается, что для описания адронных взаимодействий нельзя использовать лишь одну универсальную константу связи. Электромагнитное взаимодействие характеризуется константой e , слабое — константой G , а гравитационное — универсальной гравитационной постоянной. Адронные взаимодействия, напротив, характеризуются целым набором констант. Рассмотрим, например, фиг. IV.1 и IV.3. Интенсивность взаимодействия пионов с барионами (фиг. IV.1) описывается константой $f_{\pi NN^*}$, а интенсивность взаимодействия, изображенного на фиг. IV.3, — константой $f_{\pi NN}$, причем обе константы разные. Пион-пионное взаимодействие характеризуется еще одной, третьей константой. Поскольку в природе существует много различных типов адронов, то нам приходится вводить много различных констант взаимодействия. Все соответствующие взаимодействия называются *адронными*, или *сильными*, так как они примерно на два порядка величины сильнее электромагнитных взаимодействий, но все они вовсе не идентичны друг другу. Правда, некоторые соотношения между константами адронных взаимодействий можно получить из соображений симметрии. Эти соотношения, однако, в настоящее время экспериментально не проверены, так что различные константы адронных взаимодействий представляются нам совершенно не связанными между собой. Такая ситуация напоминает головоломку по составлению геометрической фигуры из различных частей, причем неизвестно, имеются ли в наличии все составные части, и очень трудно понять смысл геометрической формы каждой из них.

Из-за отмеченных трудностей мы не можем изложить последовательной и единой теории всех видов адронных взаимодействий. Перечисление же одного за другим всех случаев адронных взаимодействий, вероятно, было бы не более интересным, чем перечисление номеров телефонов из телефонной книги. Поэтому ниже мы постараемся выявить существенные черты адронных взаимодействий на двух следующих примерах: пион-нуклонных и нуклон-нуклонных взаимодействий. На примере первых мы покажем, как строить гамильтониан взаимодействия, основываясь только на соображениях инвариантности. На примере вторых мы объясним, каким образом обмен мезонами может привести к возникновению адронных взаимодействий между двумя нуклонами.

§ 1. РАДИУС ДЕЙСТВИЯ И ИНТЕНСИВНОСТЬ АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Все адронные взаимодействия характеризуются некоторыми одинаковыми свойствами; в этом параграфе мы опишем два наиболее важных из них: радиус действия и интенсивность взаимодействия. Исторически сложилось так, что значительный объем информации о свойствах адронных взаимодей-

ствий был получен из изучения структуры и свойств атомных ядер, так что мы все время будем иметь в виду межнуклонные ядерные силы.

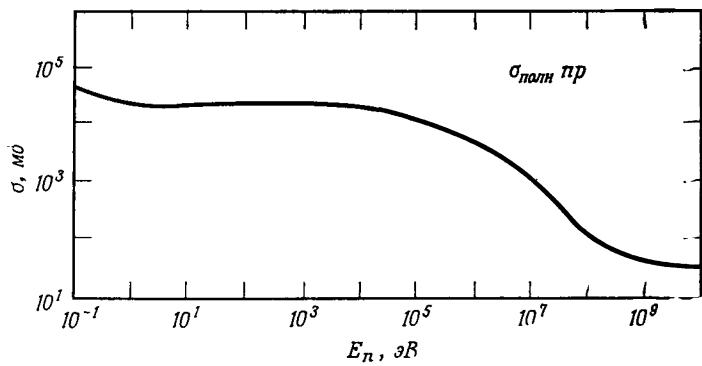
Радиус действия. Самые первые эксперименты Резерфорда по рассеянию α -частиц показали, что ядерные силы должны иметь радиус действия, равный самое большое нескольким фм. В 1933 г. Вигнер, сравнив друг с другом величины энергий связи дейтрона, трития и α -частицы, пришел к важному заключению, что ядерные силы должны иметь радиус действия порядка 1 фм и должны быть очень сильными [1]. Его рассуждение состояло в следующем. Энергии связи ядер ^2H , ^3H и ^4He приведены в табл. 12.1. Там перечислены

Таблица 12.1
Энергии связи ядер ^2H , ^3H и ^4He

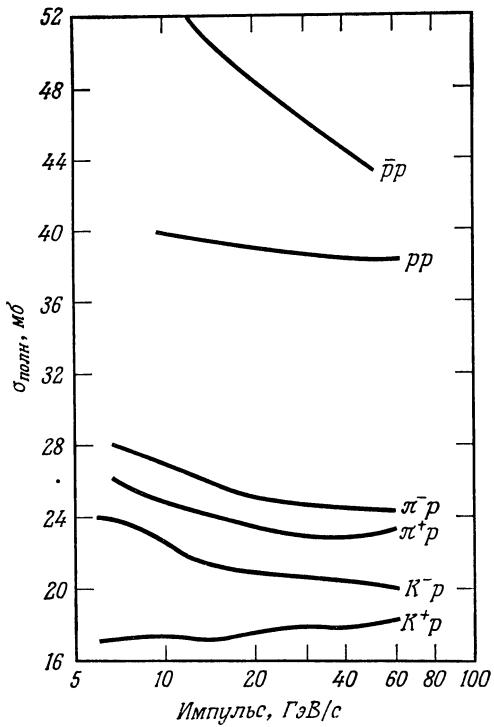
| Ядро | Число связей | Энергия связи, МэВ | | |
|---------------|--------------|--------------------|-----------------|---------------|
| | | полная | на одну частицу | на одну связь |
| ^2H | 1 | 2,2 | 2,2 | 2,2 |
| ^3H | 3 | 8,5 | 2,8 | 2,8 |
| ^4He | 6 | 28 | 7 | 4,7 |

также энергии связи, приходящиеся на одну частицу и на одну «связь». Мы видим, что возрастание энергии связи нельзя объяснить только увеличением количества связей. Если считать, однако, что силы имеют очень малый радиус действия, то этот рост объяснить можно. Чем больше число связей в ядре, тем сильнее нуклоны приближаются друг к другу и тем больше они испытывают действие более глубокого потенциала межнуклонного взаимодействия. Соответственно должна возрасти энергия связи, приходящаяся на одну частицу и на одну связь.

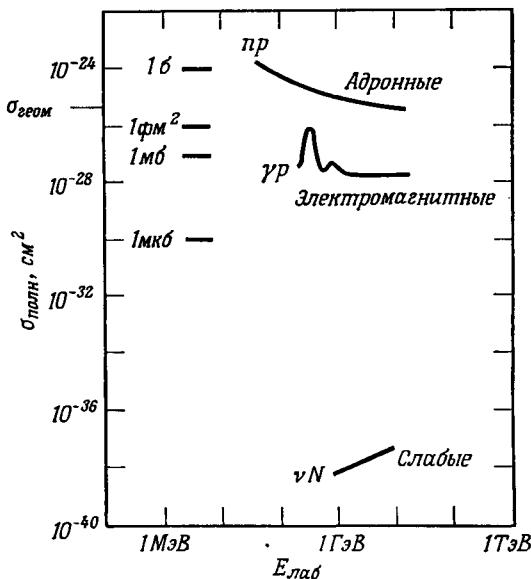
Интенсивность. Интенсивность адронного взаимодействия лучше всего характеризовать константой связи. Однако, чтобы получить величину константы связи из экспериментальных данных, необходимо задаться определенным видом гамильтонiana адронного взаимодействия; им мы еще займемся в этой главе. Здесь же мы сравним интенсивности адронных, электромагнитных и слабых взаимодействий, рассматривая величины полных сечений процессов, в которых проявляются эти взаимодействия. Полное эффективное сечение поглощения фотонов нуклонами при высоких энергиях показано на фиг. 10.21. Полное сечение рассеяния нейtronов на нуклонах приведено на фиг. 11.13. Примеры эффективных сечений адронных процессов даются на фиг. 12.1 и 12.2. На фиг. 12.3 проводится сравнение различных эффективных сечений.



Фиг. 12.1. Адронные взаимодействия. Полное эффективное сечение πp -рассеяния.



Фиг. 12.2. Полные эффективные сечения адронных процессов при высоких энергиях [61].



Фиг. 12.3. Сравнение полных нуклонных эффективных сечений рассеяния для адронных, электромагнитных и слабых взаимодействий. $\sigma_{\text{геом}}$ — геометрическое сечение нуклона.

Можно считать (правда, довольно произвольно), что относительные интенсивности трех видов взаимодействий характеризуются отношением их сечений при энергии, равной нескольким ГэВ. Тогда, используя данные, приведенные на фиг. 12.3, получаем следующие значения для отношений интенсивностей:

адронные взаимодействия: электромагнитные взаимодействия:

$$\text{слабые взаимодействия} \approx 1 : 10^{-2} : 10^{-12}. \quad (12.1)$$

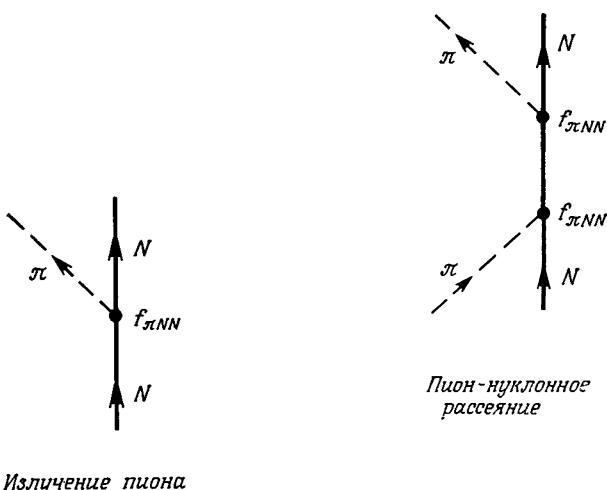
Поскольку константа электромагнитного взаимодействия в безразмерных единицах имеет порядок 10^{-2} [см. (10.77)], соответствующая константа связи для адронных взаимодействий оказывается величиной порядка единицы. Вследствие этого в теории адронных взаимодействий теория возмущений имеет в лучшем случае лишь ограниченную область применимости.

Тот факт, что абсолютная интенсивность адронных взаимодействий характеризуется константой связи порядка единицы, можно установить еще и другим способом, исходя из данных на фиг. 12.3. Там мы провели сравнение констант взаимодействия при энергиях, равных нескольким ГэВ; оказалось, что адронные эффективные сечения по порядку величины равны геометриче-

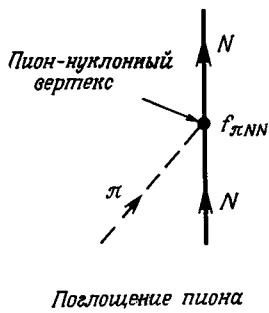
скому сечению протона, составляющему примерно 3 фм^2 . Если бы для падающего адрона протон был прозрачен, то сечение рассеяния адрона на протоне было бы много меньше геометрического, как это и следовало ожидать. Однако наблюдаемая величина полного сечения (порядка нескольких фм^2) указывает на то, что почти каждый падающий адрон, попадающий внутрь «области действия» рассеивающего центра, обязательно подвергается адронному взаимодействию. В этом смысле адронные взаимодействия действительно сильные. Даже если бы они были еще более сильными, то это уже не смогло бы заметно повлиять на величину полного сечения.

§ 2. ПИОН-НУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТОВ

С первых дней возникновения субатомной физики одной из ее основных задач стало объяснение ядерных сил. Мы уже говорили в § 8 гл. 5, что до того, как Юкава в 1934 г. [2] постулировал существование тяжелого бозона, природа ядерных сил была совершенно неизвестна. Этот революционный шаг Юкавы, однако, не решил до конца проблемы ядерных сил, поскольку никакие вычисления не воспроизводили полностью экспериментальные данные, и даже не было ясно, какими вообще свойствами должен был бы обладать предложенный Юкавой квант взаимодействия [3]. Многое прояснилось только тогда, когда был открыт пион, отождествленный с квантом Юкавы, и когда было найдено, что он является псевдоскалярной изовекторной частицей. Но все равно еще нельзя было удовлетворительно описать ядерные силы. Теперь мы знаем, что существует не один, а много квантов нуклон-нуклонного взаимодействия, которые все должны быть приняты во внимание. Тем не менее пион и его взаимодействие с нуклоном играют особую роль. Во-первых, пион живет достаточно долго, и поэтому можно экспериментально создать интенсивные пионные пучки и подробно изучить взаимодействие пионов с нуклонами. Во-вторых, пион — самый легкий мезон. Он более чем в 3 раза легче следующего за ним по массе мезона. Поэтому в энергетической области вплоть до 500 МэВ пион-нуклонное взаимодействие можно изучить в отсутствие каких бы то ни было влияний других мезонов. Кроме того, поскольку радиус действия сил, связанных обмену частицей массы m , равен $R = \hbar/mc$, т. е. он обратно пропорционален массе кванта взаимодействия, то можно заключить, что только пион ответствен за дальнодействующую часть ядерных сил. В принципе свойства ядерных сил на расстояниях, больших 1 фм, можно непосредственно сравнить с теоретическими предсказаниями без учета серьезных усложнений от других мезонов. И экспериментально, и теоретически пион-нуклонные взаимодействия позволяют осуществить проверку различных теорий ядерных сил. Мы, следовательно, должны обсудить здесь некоторые важнейшие аспекты этих взаимодействий.



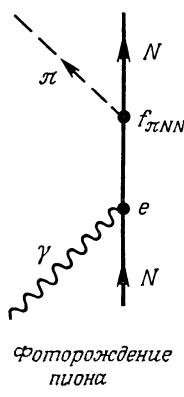
Излучение пиона



Фиг. 12.4. Пионы могут излучаться и поглощаться поодиночке. Интенсивность пион-нуклонного взаимодействия характеризуется константой связи $f_{\pi NN}$.

Пионы, будучи бозонами, могут испускаться и поглощаться поодиночке, как это показано на фиг. 12.4. Экспериментально пион-нуклонные силы изучаются, например, путем исследования пион-нуклонного рассеяния и фотогорождения пионов на нуклонах. Две типичные диаграммы этих процессов показаны на фиг. 12.5. В принципе можно наблюдать 10 различных пион-нуклонных процессов рассеяния, но легко можно исследовать только следу-

Фиг. 12.5. Типичные диаграммы для пион-нуклонного рассеяния и для фотогорождения пионов.



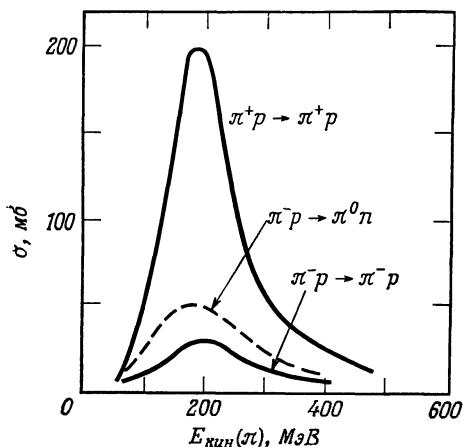
ющие три:

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p, \quad (12.2)$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- p, \quad (12.3)$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n. \quad (12.4)$$

Полное эффективное сечение рассеяния положительных и отрицательных пионов показано на фиг. 5.28. На фиг. 12.6 изображены сечения упругих процессов (12.2) и (12.3) и процесса с обменом зарядом (12.4) в интервале кинетических энергий пионов приблизительно до 500 МэВ¹⁾.



Фиг. 12.6. Эффективные сечения упругого рассеяния при низких энергиях и реакции обмена зарядом при столкновении пионов с протонами.

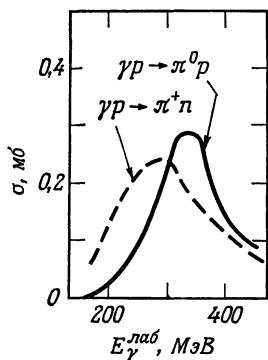
Наиболее изученными процессами фоторождения являются следующие:

$$\gamma p \rightarrow \pi^0 p, \quad (12.5)$$

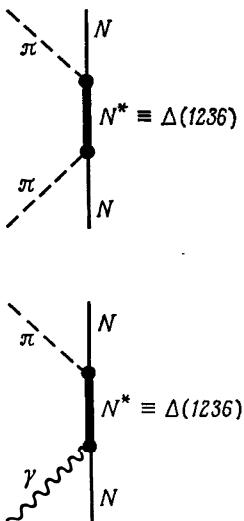
$$\gamma p \rightarrow \pi^+ n. \quad (12.6)$$

Процесс γp тоже изучают, используя дейтериевую мишень и исключая вклад от процесса фоторождения на протоне. Сечения процессов (12.5) и (12.6) показаны на фиг. 12.7. Характерной особенностью процессов (12.2) — (12.6) является появление в каждом из них *резонанса*. При рассеянии пионов он возникает при кинетической энергии пиона, равной примерно 170 МэВ;

¹⁾ В настоящее время уже не имеет никакого смысла приводить в книгах подробные данные по сечениям процессов с указанием экспериментальных точек, поскольку опубликованы сводки данных, полученных Лоуренсской национальной лабораторией (Беркли) и ЦЕРНом (Женева), причем они записаны с помощью специальной программы непосредственно в память ЭВМ и постоянно обновляются. Экспериментальные данные по пион-нуклонному рассеянию приведены, например, в отчете [4].



Фиг. 12.7. Зависимость полных эффективных сечений фоторождения нейтральных и заряженных пионов в водородной мишени от энергии падающего фотона.



Фиг. 12.8. Рассеяние пионов на нуклонах и фоторождение пионов при низких энергиях в основном сопровождаются процессом образования возбужденного нуклона N^* , обычно называемого $\Delta(1236)$.

при фоторождении пионов энергия фотона, при которой наблюдается максимум, равна около 300 МэВ. Несмотря на эту разницу в значениях кинетических энергий, максимумы при рассеянии и фоторождении пионов можно интерпретировать как отражающие одно и то же явление: образование возбужденного нуклонного состояния N^* (фиг. 12.8). Приближенное значение массы этой резонансной частицы при рассеянии пионов определяется из соотношения

$$m_{N^*} \approx m_N + m_\pi + E_{\text{кин}}/c^2 = 1250 \text{ МэВ}/c^2,$$

а при фоторождении из соотношения

$$m_{N^*} \approx m_N + E_\gamma = 1240 \text{ МэВ}/c^2.$$

Соответствующий расчет, в котором учитывается отдача резонансной частицы N^* , в обоих случаях приводит к массе 1236 МэВ/ c^2 , и это доказывает, что мы действительно имеем дело с одной и той же частицей. Об открытии этого резонанса, названного $\Delta(1236)$, мы уже говорили в § 11 гл. 5. Эффек-

тивные сечения, изображенные на фиг. 12.6 и 12.7, показывают, что при энергиях ниже примерно 500 МэВ взаимодействие нуклонов с пионами полностью определяется этим резонансом.

Изоспин и спин резонансной частицы $\Delta(1236)$ можно найти из следующих простых соображений. Пион ($I = 1$) и нуклон ($I = 1/2$), объединяясь, могут образовывать состояния с $I = 1/2$ и $I = 3/2$. Если бы частица $\Delta(1236)$ имела изоспин $I = 1/2$, то у нее было бы только два зарядовых состояния. Согласно соотношению Гелл-Манна — Нипиджими [см. (8.30)], резонансные частицы имели бы такие же электрические заряды, как и нуклон, т. е. 0 и 1. И действительно, эти два резонанса [$\Delta^0(1236)$ и $\Delta^+(1236)$] отчетливо наблюдаются на эксперименте. Кроме того, в процессе $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ появляется еще одна резонансная частица $\Delta^{++}(1236)$. Вследствие этого надо считать, что частица Δ имеет изоспин $I = 3/2$. Четвертую частицу данного изоспинового мультиплета, т. е. частицу $\Delta^-(1236)$, нельзя наблюдать в экспериментах с протонными мишениями, но дейтериевая мишень позволяет исследовать процесс $\pi^- n \rightarrow \pi^- n$; в таком процессе действительно обнаруживается частица Δ^- . Чтобы найти спин резонансной частицы $\Delta(1236)$, заметим, что максимальное значение эффективного сечения рассеяния неполяризованного пучка частицдается формулой¹⁾

$$\sigma_{\max} = 4\pi\lambda^2 \frac{2J+1}{(2J_\pi+1)(2J_N+1)} = 4\pi\lambda^2 \left(J + \frac{1}{2}\right), \quad (12.7)$$

где J , J_π и J_N — спины резонансной и сталкивающихся частиц, а λ — приведенная длина волны пиона при резонансе. Величина $4\pi\lambda^2$ при 190 МэВ равна приблизительно 100 мб. Сечение σ_{\max} составляет примерно 200 мб, и из формулы (12.7) получаем $J + 1/2 \approx 2$, или $J = 3/2$. Чтобы могло образоваться состояние со спином $3/2$ при пион-нуклонном рассеянии, падающие пионы должны обладать орбитальным моментом количества движения, равным 1, т. е. пион-нуклонное рассеяние при низких энергиях²⁾ происходит, главным образом, в p -волне.

● Тот факт, что пион-нуклонное рассеяние при низких энергиях происходит преимущественно в состоянии $J = 3/2$, $I = 3/2$ (так называемый «3-3 резонанс»), подтверждается результатами спинового и изоспинового анализов. Мы не будем здесь вдаваться в подробности, а рассмотрим только анализ изоспинов, поскольку это позволит нам проиллюстрировать, как применять соображения изоспиновой инвариантности. Прежде всего отметим, что экспериментально всегда приготавливаются состояния с определенными зарядами. Однако при теоретическом рассмотрении более удобными являются состояния с определенными значениями полного изоспина и его проекции. Таким образом, нам необходимо выразить экспериментально приготавляемые состояния через собственные состояния операторов I и I_3 , обозначаемые $|I, I_3\rangle$. Используя результаты задачи 13.7, легко установить

¹⁾ Максимальное значение эффективного сечения рассеяния бесспиновых частиц с нулевым орбитальным моментом количества движения дается формулой (11.86). Состояние частицы со спином J является $(2J+1)$ -кратно вырожденным. Считая, что формула (11.86) справедлива для каждого подуровня, мы из нее легко получаем формулу (12.7).

следующие соотношения¹⁾:

$$\begin{aligned} |\pi^+ p\rangle &= \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle, \\ |\pi^- p\rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle, \\ |\pi^0 n\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle. \end{aligned} \quad (12.8)$$

Для описания пион-нуклонного рассеяния удобно ввести в рассмотрение оператор рассеяния S . Оператор S не такой страшный, как кажется начинающим, и все, что мы должны знать о нем,— это следующие его два свойства.

1. Амплитуда рассеяния f для столкновения $ab \rightarrow cd$ пропорциональна соответствующему матричному элементу оператора S :

$$f \sim \langle cd | S | ab \rangle.$$

Эффективное сечение связано с f формулой (6.10), т. е. формулой $d\sigma/d\Omega = |f|^2$.

2. Пион-нуклонное взаимодействие является адронным, а последнее, по предположению, не зависит от электрических зарядов. Таким образом, гамильтониан $H_{\pi N}$ должен коммутировать с оператором изоспина:

$$[H_{\pi N}, \vec{I}] = 0.$$

Так как пион-нуклонное рассеяние возникает в результате действия сил пион-нуклонного взаимодействия (см. фиг. 12.5), то оператор рассеяния должен быть построен на основе гамильтониана $H_{\pi N}$. Следовательно, оператор S должен коммутировать с \vec{I} и с I^2 :

$$[S, \vec{I}] = 0, \quad (12.9)$$

$$[S, I^2] = 0. \quad (12.10)$$

Таким образом, если $|I, I_3\rangle$ — собственное состояние оператора I^2 с собственными значениями $I(I+1)$, то и состояние $|S|I, I_3\rangle$ будет также собственным состоянием оператора I^2 . Следовательно, состояние $|S|I, I_3\rangle$ ортогонально состоянию $|I', I'_3\rangle$ при $I' \neq I$; матричный элемент $\langle I', I'_3 | S | I, I_3 \rangle$ не обращается в нуль только при $I' = I, I'_3 = I_3$. Более того, оператор S не зависит от I_3 , как это следует из формулы (12.9). Матричный элемент, следовательно, тоже не будет зависеть от I_3 , и его можно записать просто в виде $\langle I | S | I \rangle$. Используя сокращенные обозначения

$$f_{1/2} = \left\langle \frac{1}{2} | S | \frac{1}{2} \right\rangle, \quad f_{3/2} = \left\langle \frac{3}{2} | S | \frac{3}{2} \right\rangle$$

и формулы (12.8), матричные элементы для упругого процесса и процесса с обменом зарядом можно записать в следующем виде:

$$\langle \pi^+ p | S | \pi^+ p \rangle = f_{3/2},$$

$$\langle \pi^- p | S | \pi^- p \rangle = \frac{1}{3} f_{3/2} + \frac{2}{3} f_{1/2}, \quad (12.11)$$

$$\langle \pi^0 n | S | \pi^- p \rangle = \frac{\sqrt{2}}{3} f_{3/2} - \frac{\sqrt{2}}{3} f_{1/2}.$$

¹⁾ См. *Мерцбахер*, § 16.6.

Эти матричные элементы являются комплексными числами, и потому рассматриваемых трех реакций недостаточно для определения значений величин $f_{1/2}$ и $f_{3/2}$. Однако если считать, что резонансы, показанные на фиг. 12.6, оказываются в состоянии с $I = \frac{3}{2}$, то тогда $f_{3/2}$ должно быть много больше $f_{1/2}$ при резонансной энергии. Считая, что $|f_{3/2}| \gg |f_{1/2}|$, и учитывая, что $\sigma \sim |f|^2$, для отношения эффективных сечений, взятых при резонансных энергиях, из формул (12.11) непосредственно находим следующее выражение:

$$\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) : \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) : \sigma(\pi^0 p \rightarrow \pi^0 n) = 9 : 1 : 2. \quad (12.12)$$

Это предсказание хорошо согласуется с экспериментом, и мы тем самым получаем дополнительное подтверждение гипотезы о зарядовой независимости сил пион-нуклонного взаимодействия. ●

§ 3. ГАМИЛЬТОНИАН ПИОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В этом параграфе мы найдем вид гамильтониана $H_{\pi N}$ пион-нуклонного взаимодействия при низких энергиях пионов, используя соображения инвариантности, а также свойства пионов и нуклонов. Пион является псевдоскалярным бозоном с изоспином 1; следовательно, волновая функция пиона $\vec{\Phi}$ является псевдоскаляром в обычном пространстве и вектором в изоспиновом пространстве. Нуклон является спинором и в обычном пространстве, и в изоспиновом пространстве. Гамильтониан $H_{\pi N}$ должен быть скаляром в обычном пространстве и в изоспиновом пространстве. В нерелятивистском случае, т. е. в статическом пределе, можно пренебречь отдачей нуклона. Поэтому гамильтониан $H_{\pi N}$ надо строить из следующих величин:

$$\vec{\Phi}, \vec{\tau}, \sigma. \quad (12.13)$$

Здесь $\vec{\Phi}$ — волновая функция пиона, оператор $\vec{\tau} = 2\vec{J}$ — удвоенный нуклонный векторный изоспиновый оператор, оператор $\sigma = 2J/\hbar$ связан с нуклонным векторным спиновым оператором. Наш гамильтониан будет скаляром в изоспиновом пространстве, если считать его пропорциональным скалярному произведению двух изоспиновых векторов, имеющихся среди величин (12.13):

$$H_{\pi N} \sim \vec{\tau} \cdot \vec{\Phi}.$$

Гамильтониан $H_{\pi N}$ будет скаляром и в обычном пространстве, если он пропорционален скалярному произведению двух векторов или двух аксиальных векторов. Набор величин (12.13) содержит только один аксиальный вектор $\vec{\sigma}$ и только один псевдоскаляр $\vec{\Phi}$. Простейший способ построить еще один аксиальный вектор — образовать градиент от $\vec{\Phi}$ так, чтобы

$$H_{\pi N} \sim \sigma \cdot \vec{\nabla} \vec{\Phi}.$$

Комбинируя обычный скаляр и изоскаляр, получаем

$$H_{\pi N} = F_{\pi N} \sigma \cdot (\vec{\tau} \cdot \vec{\nabla} \vec{\Phi}(x)), \quad (12.14)$$

где $F_{\pi N}$ — некоторая константа взаимодействия. Гамильтониан (12.14) описывает «точечное» взаимодействие: пион и нуклон взаимодействуют только тогда, когда они находятся в одной и той же пространственной точке. Чтобы «размазать» взаимодействие, надо ввести весовую функцию $\rho(x)$ (функцию источника); например, можно принять, что $\rho(x)$ — плотность вероятности найти нуклон в какой-либо точке: $\rho(x) = \psi^* \psi$. Функция $\rho(x)$ быстро убывает до нуля на расстояниях, больших примерно 1 фм, и мы нормируем ее так, чтобы

$$\int d^3x \rho(x) = 1. \quad (12.15)$$

Тогда для гамильтониана взаимодействия между пионом и «размазанным» нуклоном, фиксированным в начале системы координат, получим следующую формулу:

$$H_{\pi N} = F_{\pi N} \int d^3x \rho(x) \vec{\sigma} \cdot (\vec{\tau} \cdot \nabla \vec{\Phi}(x)). \quad (12.16)$$

Это взаимодействие является простейшим, но не единственным взаимодействием, которое включает процессы однократного испускания и поглощения пионов. В гамильтониане (12.16) могут присутствовать также дополнительные слагаемые, например $F' \vec{\Phi}^2$. Кроме того, гамильтониан (12.16) нерелятивистский, и поэтому имеет ограниченную область применимости. При более высоких энергиях гамильтониан (12.16) непригоден, так как нужно учитывать другие частицы и другие процессы взаимодействия. Рассматривать одни только силы пион-нуклонного взаимодействия уже нельзя.

Если функция источника $\rho(r)$ обладает сферической симметрией, то интеграл в формуле (12.16) будет отличен от нуля только тогда, когда волновая функция пиона будет p -волной ($l = 1$). Это согласуется с экспериментальными данными, о которых мы говорили в предыдущем параграфе.

Первую успешную теорию пион-нуклонного рассеяния и фоторождения пионов на нуклонах дали Чью и Лоу [5—7]. Они использовали гамильтониан (12.16). Из-за наличия центробежного барьера в состоянии с $l = 1$ пион-нуклонное сечение рассеяния при низких энергиях (ниже примерно 100 МэВ) можно рассчитать с помощью теории возмущений. При больших энергиях надо использовать другую, более сложную теорию, однако можно показать, что гамильтониан (12.16) приводит к силам притяжения в состоянии $I = 3/2$, $J = 3/2$, и, таким образом, позволяет объяснить наблюдаемый в сечениях рассеяния резонанс¹⁾. При еще больших энергиях нерелятивистское приближение становится совершенно непригодным.

¹⁾ Подробное описание теории Чью — Лоу можно найти в книгах Чэллена [8], Хенли и Тирринга [9], Бьеркена и Дрелла [10]. Хотя эти руководства и не элементарны, изложение в них теории Чью — Лоу более полное, чем в оригинальных статьях.

Числовое значение пион-нуклонной константы связи $F_{\pi N}$ можно определить, сравнив рассчитанные и измеренные значения пион-нуклонного эффективного сечения рассеяния. Обычно приводят значения не константы $F_{\pi N}$, а соответствующей безразмерной константы связи $f_{\pi NN}$. Размерность константы $F_{\pi N}$ в формуле (12.16) зависит от выбора нормировки пионной волновой функции $\tilde{\Phi}$. Поскольку пион следует рассматривать как релятивистскую частицу, плотность вероятности нужно нормировать не на 1, а на E , где E — энергия пионного состояния. При такой нормировке для плотности вероятности следует использовать лоренцевы преобразования: плотность вероятности не является релятивистским скаляром, а преобразуется как нулевая компонента четырех-вектора. При такой нормировке волновая функция $\tilde{\Phi}$ имеет размерность $E^{-1/2}L^{-3/2}$, а безразмерная константа связи равна [11]

$$f_{\pi NN}^2 = \frac{m_\pi^2}{4\pi\hbar^5 c} F_{\pi N}^2 = 0,080 \pm 0,005. \quad (12.17)$$

Когда пион был единственным известным мезоном, пион-нуклонное взаимодействие находилось в центре внимания всех физиков-теоретиков и физиков-экспериментаторов. Казалось, что полное знание физики этого взаимодействия явится ключом к полному пониманию адронной физики. Однако все попытки объяснить, например, силы нуклон-нуклонного взаимодействия и структуру нуклона, привлекая для этого одни лишь пионы, оказались тщетными. Приходилось постулировать существование других мезонов; и, действительно, эти мезоны, а также и другие (которые не предсказывались теорией), впоследствии были экспериментально найдены. Стало ясно, что пион-нуклонное взаимодействие вовсе не является единственным важным адронным взаимодействием, а подход, связанный с введением разных видов адронных взаимодействий, не обязательно должен привести к решению проблем адронной физики. В дальнейшем были разработаны другие методы исследования процессов рассеяния элементарных частиц, основанные, главным образом, на использовании аналитических свойств амплитуды рассеяния¹). В настоящее время упомянутая область исследований необычайно сложна, и ее невозможно кратко и элементарно изложить. Поэтому наше обсуждение на этом здесь заканчивается; мы не будем изучать другие виды адронных взаимодействий или рассматривать ситуацию при высоких энергиях, а вернемся к нуклон-нуклонным силам, так как они играют исключительно важную роль в ядерной физике и в физике элементарных частиц.

¹⁾ В 1962 г. Дж. Чью в ответ на вопрос: Какое открытие он считает наиболее важным в физике высоких энергий, сделанным за последние несколько лет? — сказал: «Комплексная плоскость».

§ 4. ТЕОРИЯ ЮКАВЫ ЯДЕРНЫХ СИЛ

В начале § 2 настоящей главы мы уже отмечали, что для объяснения природы ядерных сил Юкава в 1934 г. предположил существование тяжелого бозона. Эта фундаментальная идея на много лет опередила экспериментальное открытие пиона. Значение мезонов для ядерной физики было понято, таким образом, не в результате экспериментального открытия, а на основе блестящего теоретического рассуждения. Поэтому в данном параграфе мы кратко изложим основную идею теории Юкавы и только потом перейдем к изложению экспериментальных фактов. Мы введем потенциал Юкавы в его простейшей форме, основываясь на аналогии с электромагнитными взаимодействиями.

О взаимодействии заряженной частицы с внешним кулоновским потенциалом мы уже рассказывали в гл. 10. Скалярный потенциал A_0 , созданный распределением зарядов $q\rho(\mathbf{x}')$, удовлетворяет волновому уравнению¹⁾

$$\nabla^2 A_0 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_0}{\partial t^2} = -4\pi q\rho. \quad (12.18)$$

Если распределение заряда не зависит от времени, то волновое уравнение сводится к уравнению Пуассона

$$\nabla^2 A_0 = -4\pi q\rho. \quad (12.19)$$

Непосредственно видно, что потенциал (10.45), т. е.

$$A_0(\mathbf{x}) = \int d^3x' \frac{q\rho(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|}, \quad (12.20)$$

является решением уравнения Пуассона²⁾. Для точечного заряда q , помещенного в начало координат, потенциал A_0 сводится просто к кулоновскому потенциалу

$$A_0(r) = \frac{q}{r}. \quad (12.21)$$

Когда Юкава в 1934 г. рассматривал взаимодействие между нуклонами, он обратил внимание на то, что в качестве модели этого взаимодействия

¹⁾ Неоднородное волновое уравнение рассматривается в большинстве учебников по электродинамике, например в книге Джексона [см. формулу (6.37)]. Как и в гл. 10, наши обозначения немного отличаются от принятых Джексоном. Величина ρ здесь означает не плотность заряда, а плотность вероятности найти частицу в данной пространственной точке.

²⁾ См., например, Джексон, § 1.7. Наиболее важный момент состоит в использовании формулы

$$\nabla^2 \left(\frac{1}{r} \right) = -4\pi\delta(\mathbf{x}),$$

где δ означает δ -функцию Дирака.

можно использовать электромагнитное взаимодействие, хотя оно и не достаточно быстро убывает с расстоянием. Чтобы добиться более быстрого убывания, в уравнение (12.19) он добавил член $k^2\Phi$ и рассмотрел уравнение

$$(\nabla^2 - k^2)\Phi(x) = 4\pi g\rho(x). \quad (12.22)$$

Электромагнитный потенциал A_0 Юкава заменил на поле $\Phi(x)$ и предположил, что это поле создается адронным источником $g\rho(x)$, где g — интенсивность, а $\rho(x)$ — плотность вероятности. Для слагаемого с источником в правой части формулы (12.22) Юкава взял противоположный знак по сравнению с встречающимся в обычной электродинамике [3]. Решение уравнения (12.22), исчезающее на бесконечности, имеет следующий вид:

$$\Phi(x) = -g \int \frac{e^{-k|x-x'|}}{|x-x'|} \rho(x') d^3x'. \quad (12.23)$$

Для точечного адронного источника, расположенного в начале координат в точке $x' = 0$, решение является *потенциалом Юкавы*:

$$\Phi(r) = -g \frac{e^{-kr}}{r}. \quad (12.24)$$

Постоянную k можно найти следующим образом. Рассмотрим решение уравнения (12.22) в случае свободного поля [при $\rho(x) = 0$] и сравним его с решением соответствующего уравнения из квантовой теории поля. Последнее получается, если в соотношении между энергией и импульсом

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2.$$

сделать замену

$$E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad p \rightarrow -i\hbar \nabla \quad (12.25)$$

В результате приходим к известному уравнению Клейна — Гордона

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 + \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right\} \Phi(x) = 0. \quad (12.26)$$

В случае поля, не зависящего от времени, и при отсутствии источников [$\rho(x) = 0$] уравнения (12.26) и (12.22) должны совпадать, и мы имеем

$$k = \frac{mc}{\hbar}. \quad (12.27)$$

Таким образом, постоянная k в потенциале Юкавы — просто обратная комптоновская длина волны *полевого кванта*, т. е. кванта, связанного с полем $\Phi(x)$. Масса полевого кванта характеризует, следовательно, радиус действия межну克莱онного потенциала. Мы вновь пришли к результату, уже обсуждавшемуся в § 8 гл. 5. Кроме того, мы теперь нашли радиальную зависимость потенциала в случае точечного источника.

Итак, простая по форме теория Юкавы позволяет выразить адронный потенциал, создаваемый точечным нуклоном, через массу полевого кванта. Она объясняет короткодействующий характер адронных сил. Но прежде чем углубиться дальше в мезонную теорию, изложим более полно все, что известно о силах нуклон-нуклонного взаимодействия.

§ 5. СВОЙСТВА СИЛ НУКЛОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Свойства сил, действующих между нуклонами, можно изучить либо непосредственно в экспериментах по столкновениям, либо косвенно путем изучения свойств связанных систем, т. е. ядер. В этом параграфе мы сначала опишем свойства ядерных сил, полученные из известных характеристик ядер, а затем обсудим кратко некоторые результаты, следующие из экспериментов по рассеянию при энергиях, ниже нескольких сотен МэВ.

Из наблюдаемых характеристик атомных ядер можно сделать ряд заключений о ядерных силах, т. е. адронных силах, действующих между нуклонами. Наиболее важные свойства ядерных сил перечисляются ниже.

Притяжение. Силы, действующие между нуклонами, в основном носят характер сил притяжения. В противном случае ядра не смогли бы существовать.

Радиус действия и интенсивность. Как было объяснено в § 1 настоящей главы, из сравнения энергий связи ядер ^2H , ^3H и ^4He непосредственно видно, что ядерные силы должны иметь радиус действия порядка 1 фм. Если силы взаимодействия нуклонов в ядрах описывать при помощи потенциала с радиусом действия такого порядка величины, то глубина потенциала должна быть порядка 50 МэВ (см. § 2 гл. 14).

Зарядовая независимость. Как было отмечено в гл. 8, силы адронного взаимодействия не зависят от величины электрических зарядов, т. е. они зарядовонезависимые. После пренебрежения поправками на электромагнитное взаимодействие pp - $,$ pn - и $p\bar{n}$ -силы взаимодействия между нуклонами, находящимися в одних и тех же состояниях, оказываются одинаковыми.

Насыщение. Если бы каждый нуклон в ядре притягивался всеми другими нуклонами, то имелось бы A ($A - 1$)/2 различных взаимодействующих пар. Естественно ожидать при этом, что энергия связи будет пропорциональной A ($A - 1$) $\approx A^2$, а диаметр ядра будет равен радиусу действия ядерных сил. Оба эти предсказания (энергия связи пропорциональна A^2 и одинаковый объем различных ядер) противоречат эксперименту при $A > 4$. Для боль-

шинства ядер объем и энергия связи пропорциональны массовому числу A . Первый факт выражается формулой (6. 34), а о втором мы еще будем говорить в § 1 гл. 14. Таким образом, ядерные силы обладают свойством насыщения: один нуклон притягивает к себе лишь ограниченное число других частиц; остальные нуклоны либо вовсе не подвергаются его влиянию, либо отталкиваются им. Полностью аналогичным свойством обладают силы химических связей, а также вандерваальсовы силы. Явление насыщения нуклон-нуклонных сил взаимодействия и других сил можно объяснить двумя способами: либо с помощью обменных сил [12], либо с помощью сил, имеющих характер сильного отталкивания на малых расстояниях (непроницаемая сердцевина) [14]. Обменные силы объясняют факт насыщения химических сил, а насыщение в классических жидкостях объясняется существованием непроницаемой сердцевины в потенциале сил межмолекулярного взаимодействия. В случае адронных сил только из рассмотрения свойств атомных ядер нельзя сделать определенный выбор между указанными выше двумя возможностями объяснить свойство насыщения этих сил. Эксперименты по нуклон-нуклонному рассеянию показывают, что реализуются одновременно обе эти возможности. Позже мы вернемся еще к данному вопросу.

Следующие два свойства ядерных сил требуют более полного рассмотрения, и после формулировки их, мы займемся подробным обсуждением этих свойств.

Зависимость от спина. Силы взаимодействия между двумя нуклонами зависят от ориентации спинов нуклонов.

Нецентральный характер сил. Ядерные силы содержат нецентральные составляющие.

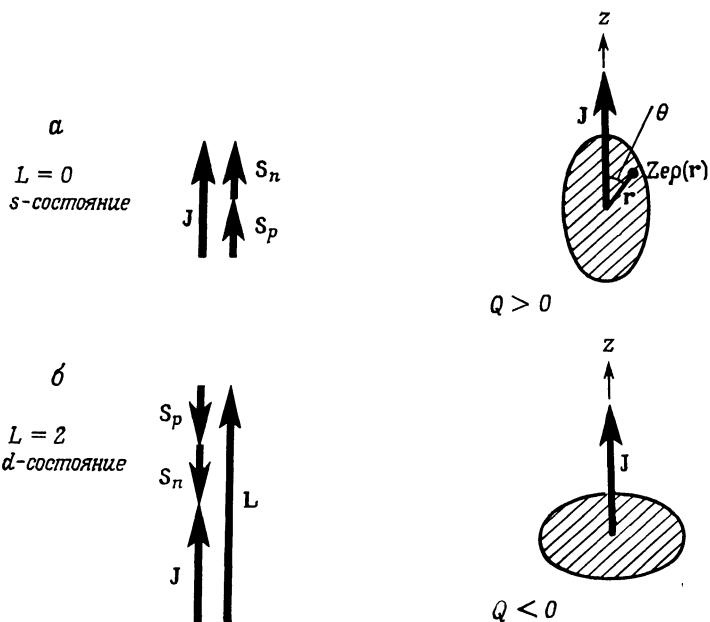
Два указанных свойства легко понять, рассматривая значения квантовых чисел и исходя из того факта, что дейtron имеет лишь одно связанное состояние. Дейtron состоит из протона и нейтрона. Найдено, что спин, четность и магнитный момент дейтрана имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} J^{\pi} &= 1^+, \\ \mu_d &= 0,85742\mu_N. \end{aligned} \tag{12.28}$$

Полный спин дейтрана является векторной суммой спинов обоих содержащихся в нем нуклонов и их относительного орбитального момента количества движения:

$$\mathbf{J} = \mathbf{S}_p + \mathbf{S}_n + \mathbf{L}.$$

Так как внутренняя четность дейтрана положительна, можно сразу заключить, что L должно быть четным числом. Следовательно, есть только две возможности образовать состояние с полным моментом количества движения



Фиг. 12.9. Два возможных способа, при которых спиновый и орбитальный моменты количества движения могут складываться и приводить к спиновому моменту дейтрона, равному 1.

Фиг. 12.10. Вытянутое и сплющенное ядра. Спины направлены по оси z . Предполагается, что ядра аксиально-симметричны, причем осью симметрии является ось z .

$J = 1$, а именно положить $L = 0$ и $L = 2$. В первом случае, показанном на фиг. 12.9, *a*, момент количества движения дейтрона складывается из двух нуклонных спинов, а во втором случае, показанном на фиг. 12.9, *b*, орбитальный и спиновый моменты количества движения антипараллельны. В *s*-состоянии, в котором $L = 0$, следует ожидать, что магнитный момент равен сумме моментов протона и нейтрана, т. е.

$$\mu (\text{s-состояние}) = 0,879634 \mu_N.$$

Фактическое же значение магнитного момента дейтрона отличается от приведенного на несколько процентов:

$$\frac{\mu_d - \mu (\text{s})}{\mu_d} = -0,026. \quad (12.29)$$

Близость значений μ_d и $\mu (\text{:})$ говорит о том, что дейтрон преимущественно находится в *s*-состоянии; следовательно, момент количества движения дей-

трона получается от сложения спинов протона и нейтрона. Если бы нуклон-нуклонные силы не зависели от спинов, то протон и нейtron могли бы образовать связанное состояние со спином 0. Отсутствие такого состояния есть прямое доказательство того, что нуклон-нуклонные силы зависят от спинов. Отклонение магнитного момента дейтрана от $\mu(s)$ можно объяснить, предположив, что основное состояние дейтрана есть суперпозиция s - и d -состояний, т. е. часть времени дейтран преисходит в состоянии с орбитальным моментом количества движения $L = 2$. Независимым доказательством этого служит тот факт, что дейтран обладает малым, но конечным квадрупольным моментом. Электрический квадрупольный момент является мерой отклонения распределения электрических зарядов от сферической симметрии. Рассмотрим ядро с зарядом Ze и моментом количества движения, или спином J , направленным вдоль оси z , как показано на фиг. 12.10. Плотность заряда в точке $r = (x, y, z)$ равна $Z\rho(r)$. Согласно определению, для классического квадрупольного момента имеет место формула

$$Q = Z \int d^3r (3z^2 - r^2) \rho(r) = Z \int d^3r r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) \rho(r). \quad (12.30)$$

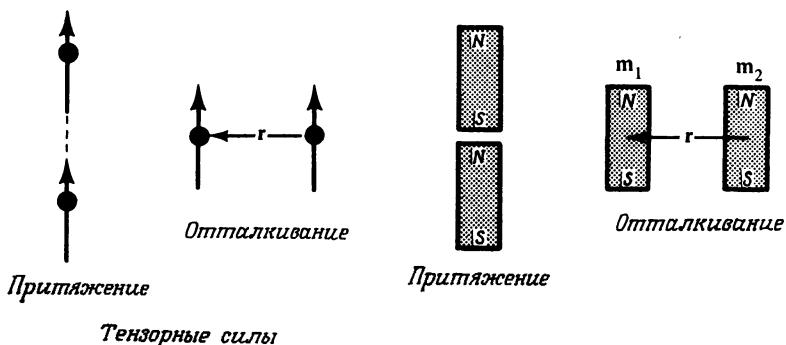
Для сферически-симметричного распределения $\rho(r)$ квадрупольный момент обращается в нуль. Для сигарообразного (вытянутого) ядра, в котором заряд сконцентрирован вдоль оси z , квадрупольный момент Q положителен. Квадрупольный момент дискообразного (сплющенного) ядра отрицателен. Квадрупольный момент Q , согласно формуле (12.30), имеет размерность площади и измеряется в см^2 , или в барнах ($16 = 10^{-24} \text{ см}^2$), или в fm^2 . Во внешнем неоднородном электрическом поле ядро, обладающее квадрупольным моментом, приобретает дополнительную энергию, зависящую от ориентации ядра относительно градиента поля¹⁾. Это взаимодействие ядра с внешним электрическим полем позволяет определить величину квадрупольного момента Q ; для дейтрана было найдено следующее, отличное от нуля значение [15]:

$$Q_d = 0,282 \text{ fm}^2. \quad (12.31)$$

Так как s -состояние сферически-симметрично, то для него $Q = 0$. Неизменяющее значение Q_d , таким образом, подтверждает наше заключение, сделанное из рассмотрения магнитного момента дейтрана: основное состояние дейтрана должно содержать примесь d -состояния. (См. также § 9, гл. 6, в частности фиг. 6.29.)

Наличие примеси d -состояния в основном состоянии дейтрана означает, что ядерные силы в дейтране не могут быть строго центральными, так как основное состояние в случае центрально-симметричного потенциала всегда чистое s -состояние; энергии связанных состояний с $L \neq 0$ лежат выше

¹⁾ Подробное рассмотрение квадрупольных моментов ядер можно найти в книге Сегре [14], § 6.8, и у Джексона, § 4.2.



Фиг. 12.11. Тензорные силы в дейтроне носят характер сил притяжения в сигарообразной конфигурации и сил отталкивания в дискообразной конфигурации. Классическим примером тензорных сил являются силы, действующие между двумя магнитными брусками.

из-за наличия центробежного барьера. Нецентральные силы, приводящие к существованию квадрупольного момента дейтрона, называются *тензорными силами*. Такие силы зависят от угла между вектором, соединяющим два нуклона, и вектором спина дейтрона. На фиг. 12.11 показаны два крайних положения. Так как квадрупольный момент дейтрона положителен, то, сравнивая фиг. 12.10 и 12.11, видим, что тензорные силы должны быть силами притяжения в «вытянутой» конфигурации и отталкивания в «сплющенной» конфигурации. На фиг. 12.11 справа приведен также простой и хорошо известный пример классических тензорных сил. Два магнитных бруска с дипольными моментами m_1 и m_2 притягиваются друг к другу при одном расположении и отталкиваются при другом. Выражение для энергии взаимодействия между двумя диполями хорошо известно¹⁾ и дается формулой

$$E_{12} = \frac{1}{r^3} \left(m_1 \cdot m_2 - 3 (\hat{m}_1 \cdot \hat{r}) (\hat{m}_2 \cdot \hat{r}) \right)!. \quad (12.32)$$

Вектор \hat{r} соединяет два диполя, \hat{r} — единичный вектор, направленный вдоль r . По аналогии с этой формулой для описания нецентральных межнуклонных сил взаимодействия вводится тензорный оператор S_{12} , определяемый соотношением

$$S_{12} = 3 (\sigma_1 \cdot \hat{r}) (\sigma_2 \cdot \hat{r}) - \sigma_1 \cdot \sigma_2, \quad (12.33)$$

где σ_1 , σ_2 — спиновые операторы обоих нуклонов [см. (11.50)]. Энергия E_{12} и оператор S_{12} одинаковым образом зависят от ориентаций соответствующих моментов; оператор S_{12} — безразмерный; наличие в (12.33) члена

¹⁾ См. Джексон, § 4.2.

$\sigma_1 \cdot \sigma_2$ приводит к тому, что значение S_{12} , усредненное по всем углам, обращается в нуль, и, таким образом, S_{12} не содержит никакой составляющей центральных сил.

Приведенные рассуждения убедительно показывают, что, изучая свойства ядер, действительно можно сделать целый ряд важных выводов относительно сил нуклон-нуклонного взаимодействия. Однако совершенно безнадежно пытаться извлечь из характеристик ядер сведения об интенсивности и радиальной зависимости обеих составляющих ядерных сил. Чтобы получить полное представление о силах нуклон-нуклонного взаимодействия, необходимо обратиться к экспериментам по столкновениям нуклонов. Эти эксперименты, как мы сейчас увидим, доказывают существование *обменных* и *спин-орбитальных* сил.

Обменные силы. В существовании обменных сил легко убедиться, если рассмотреть угловое распределение рассеиваемых нуклонов, иначе говоря зависимость дифференциального сечения рассеяния от угла рассеяния для *пр*-рассеяния, т. е. рассеяния нейтронов на протонах, при энергиях порядка нескольких сотен МэВ. Теоретически ожидаемую угловую зависимость сечения можно вычислить, воспользовавшись борновским приближением. Применять его здесь разумно, поскольку кинетическая энергия падающего нуклона намного больше глубины потенциала. Рассеиваемая частица быстро проходит область действия потенциала, едва испытывая на себе его действие. Дифференциальное сечение рассеяния дается формулами (6.10) и (6.13):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\mathbf{q})|^2,$$

гд

$$f(\mathbf{q}) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int V(x) e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}/\hbar} d^3x. \quad (12.34)$$

Здесь $V(x)$ — потенциал взаимодействия и $\mathbf{q} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_f$ — переданный импульс. Для упругого рассеяния в системе центра масс имеем

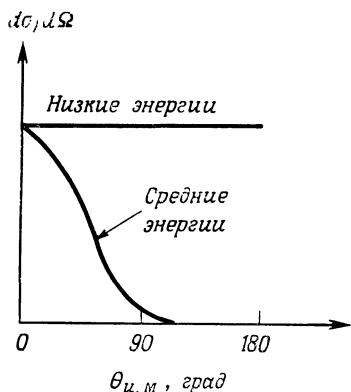
$$p_i = p_f = p,$$

и величина переданного импульса равна

$$q = 2p \sin \frac{1}{2} \theta.$$

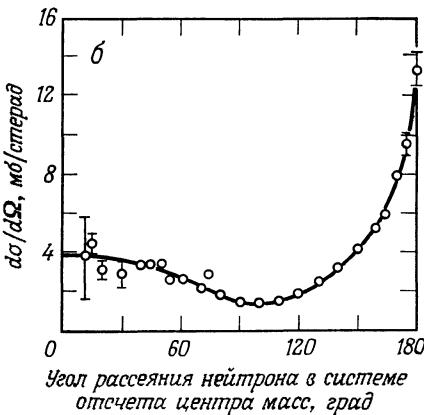
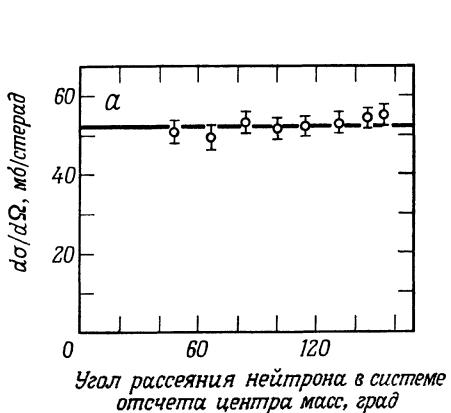
Максимальный переданный импульс есть $q_{\max} = 2p$. При низких энергиях $2pR/\hbar \ll 1$, где R — радиус действия ядерных сил. Формула (12.34) предсказывает изотропное рассеяние. При больших энергиях, когда $2pR/\hbar \gg 1$, ситуация меняется. В случае рассеяния вперед (на достаточно малый угол рассеяния θ) переданный импульс q мал и сечение остается большим. В случае рассеяния назад (при $q \approx q_{\max} = 2p$) экспонента в (12.34) быстро осцил-

лирует и интеграл оказывается малым. Таким образом, можно предсказать, что сечение будет изотропным при низких энергиях и сосредоточенным в направлении вперед при больших энергиях, как это показано на фиг. 12.12.



Фиг. 12.12. Теоретически предсказываемое дифференциальное эффективное сечение np -рассеяния при низких и средних энергиях. Кривые получены с использованием формулы первого борновского приближения для обычного потенциального рассеяния.

Эти особенности сечения фактически не связаны с борновским приближением и являются общими для многих других приближенных теорий рассеяния. Рассеяние при низких энергиях на короткодействующем потенциале всегда изотропно, а рассеяние при высоких энергиях обычно имеет дифрак-



Фиг. 12.13. Наблюдаемая зависимость дифференциального эффективного сечения для np -рассеяния от угла. *а* — угловое распределение изотропно при энергии нейтрона 14 МэВ [16]; *б* — при энергии нейтрона 400 МэВ имеется явно выраженный пик при рассеянии назад [17].

ционный характер и сконцентрировано в области малых углов (малых передаваемых импульсов).

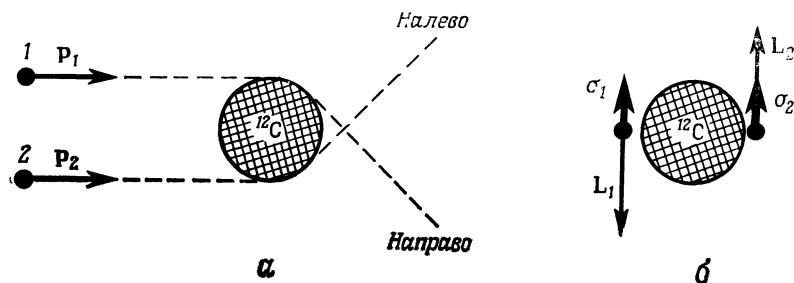
Экспериментально наблюдаемое дифференциальное сечение рассеяния нуклонов на нуклонах при низких энергиях действительно является изотропным в системе центра масс. Даже при энергии нейтрона 14 МэВ угловое распределение остается практически изотропным, как это показано на фиг. 12.13,*a* [16]. При больших энергиях, однако, поведение сечения существенно отличается от изображенного на фиг. 12.12. Результаты одних из первых экспериментов при энергии нейтронов, равной 400 МэВ, приведены на фиг. 12.13,*b* [17]. Дифференциальное сечение обнаруживает явно выраженный пик в направлении назад. Такое поведение сечения никак нельзя объяснить, если взаимодействие описывать обычным потенциалом (который протон оставляет протоном, а нейtron — нейtronом). Это поведение сечения говорит о существовании обменных нуклон-нуклонных сил, превращающих падающий нейтрон в протон (происходит обмен заряженным мезоном между нейтроном и протоном мишени). Продолжающий двигаться вперед нуклон оказывается протоном, а протон мишени — нейтроном, причем возникающий таким образом нейтрон в системе центра масс летит в направлении назад.

Спин-орбитальные силы. Существование спин-орбитального взаимодействия доказывается экспериментами по рассеянию поляризованных частиц и по рассеянию нуклонов на поляризованных мишнях¹⁾. Поясним главную идею, лежащую в основе подобных экспериментов, на простом примере рассеяния поляризованных нуклонов на бесспиновых ядрах мишени, например на ядрах ${}^4\text{He}$ или ${}^{12}\text{C}$. Допустим, что нуклон-нуклонные силы являются силами притяжения. Тогда для них траектории частиц будут иметь вид изображенных на фиг. 12.14, *a*. Предположим, далее, что два падающих протона, изображенных на фиг. 12.14, *a*, полностью поляризованы, причем их спины направлены «вверх» (перпендикулярно плоскости рассеяния). Протон 1, рассеиваемый направо, имеет относительно ядра орбитальный момент количества движения \mathbf{L}_1 , направленный «вниз». Протон 2, рассеиваемый налево, обладает орбитальным моментом количества движения \mathbf{L}_2 , направленным «вверх». Предположим, что потенциал нуклон-нуклонных сил равен сумме двух потенциалов: центрального потенциала V_c и спин-орбитального потенциала $V_{LS}\mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\sigma}$, т. е.

$$V = V_c + V_{LS}\mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\sigma}. \quad (12.35)$$

Из фиг. 12.14, *b* видно, что знаки скалярного произведения $\mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ противоположны для нуклонов 1 и 2. Следовательно, полный потенциал V для одного нуклона больше, чем для другого, и, значит, в одну сторону будет рассеян-

¹⁾ Описание этих экспериментов можно найти в трудах конференций по поляризационным явлениям (см., например, [18, 19]).



Фиг. 12.14. Рассеяние поляризованных протонов на бесспиновых ядрах. *а* — траектории в плоскости рассеяния; *б* — спины и орбитальные моменты количества движения нуклонов 1 и 2.

ваться больше поляризованных нуклонов, чем в другую. В экспериментах такая асимметрия рассеяния направо и налево действительно наблюдается [18, 19]; она доказывает существование спин-орбитальных сил.

Все вышесказанное в настоящем параграфе можно резюмировать, записав оператор потенциальной энергии взаимодействия между нуклонами 1 и 2 в следующем виде:

$$V_{NN} = V_c + V_{sc}\sigma_1 \cdot \sigma_2 + V_T S_{12} + V_{LS} \mathbf{L} \cdot \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2). \quad (12.36)$$

Здесь σ_1 и σ_2 — спиновые операторы обоих нуклонов, а \mathbf{L} — оператор их относительного орбитального момента количества движения:

$$\mathbf{L} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \times (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2). \quad (12.37)$$

В формуле (12.36) потенциал V_c описывает обычную центрально-симметричную потенциальную энергию; V_{sc} — зависящий от спинов центрально-симметричный потенциал, обсуждавшийся выше; V_T представляет тензорные силы; тензорный оператор S_{12} определен в (12.33); V_{LS} характеризует спин-орбитальные силы (12.35). Вид потенциала V_{NN} , даваемого формулой (12.36), практически самый общий, который разрешается принципами инвариантности¹.

Зарядовая независимость адронных сил означает, что они инвариантны относительно поворотов в изоспиновом пространстве. Спиновые операторы $\vec{\sigma}_1$ и $\vec{\sigma}_2$ двух нуклонов могут содержаться в гамильтониане только в комби-

¹) См. [20]. На самом деле в формуле (12.36) нужно учесть еще одно слагаемое, разрешенное соображениями инвариантности. Это — квадратичное спин-орбитальное взаимодействие.

нациях

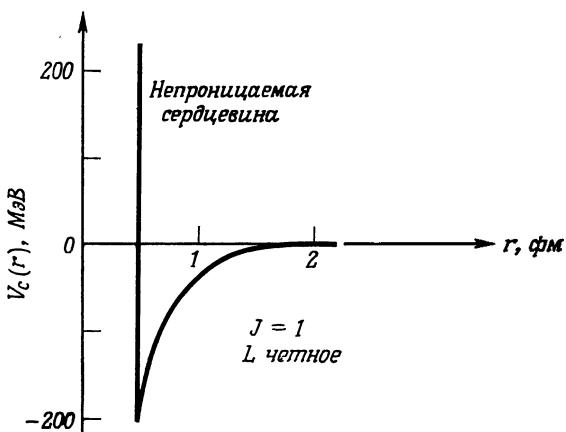
$$1 \text{ и } \vec{I}_1 \cdot \vec{I}_2.$$

Таким образом, каждый коэффициент V_i в операторе нуклон-нуклонного потенциала V_{NN} должен быть изоспиновым оператором вида

$$V_i = V'_i + V''_i (\vec{I}_1 \cdot \vec{I}_2), \quad (12.38)$$

где V' и V'' могут быть функциями $r \equiv |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$, $p = 1/2 |\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2|$ и $|L|$.

Коэффициенты V_i , разумеется, должны находиться из экспериментов. Огромное количество экспериментов по pp - и $p\bar{n}$ -рассеянию уже выполнено [21, 22]. Кроме измерений полных сечений и угловых распределений, изучены столкновения, в которых поляризованы либо падающие частицы, либо мишень. Способ определения значений коэффициентов V_i из экспериментально найденных эффективных сечений, по крайней мере в принципе, весьма прост. Пробный оператор потенциальной энергии вида (12.36) надо подставить в уравнение Шредингера, которое следует решать затем с помощью электронной вычислительной машины. По найденному решению надо вычислить сечение рассеяния. Далее следует варьировать коэффициенты в пробном потенциале, чтобы добиться согласия между вычисленными и наблюдаемыми сечениями. В настоящее время выяснилось, что целый ряд различных способов выбора подгоночных параметров одинаково хорошо описывает эксперименты [23]. Вместе с тем были обнаружены и общие существенные черты потенциала V_{NN} , которые не зависят от способов подгонки. В частности, выяснилось, что при любом способе подгонки обязательно требуется включать в гамильтониан все члены, выписанные в формуле (12.36). Далее, оказалось, что значения коэффициентов V_i сильно зависят от спина и четности состояния обоих взаимодействующих нуклонов. Взаимодействие имеет характер сильного притяжения в состояниях с положительной четностью (L — четное) и слабого притяжения в состояниях с отрицательной четностью (L — нечетное). На расстояниях порядка 0,5 фм взаимодействие носит характер сильного отталкивания для большинства (а иногда для всех) состояний. На больших расстояниях потенциал V_{NN} убывает так же, как потенциал Юкавы (12.24). При разных способах подгонки поведение потенциала V_{NN} на расстояниях меньших примерно 1 фм оказывается различным, и этому не приходится удивляться. Действительно, нуклоны с кинетической энергией, равной 350 МэВ, имеют *приведенную* длину волны де Броиля порядка 1 фм и, следовательно, непригодны для исследования деталей структуры, проявляющихся на расстояниях меньших ≈ 1 фм. Кроме того, сама концепция нерелятивистского потенциала вряд ли является правильной при описании нуклон-нуклонных сил на столь малых расстояниях.



Фиг. 12.15. Потенциал Ямады — Джонстона для центрально-симметричной составляющей нуклон-нуклонных сил, действующих в спин-триплетном состоянии с положительной четностью.

Один из способов подгонки, предложенный Ямадой и Джонстоном [24], основан на нечувствительности экспериментальных данных к выбору формы радиальной зависимости потенциалов V_i на малых расстояниях. Эти исследователи предположили, что имеется отталкивательная сердцевина одного и того же радиуса для всех состояний взаимодействующих нуклонов, т. е. что потенциалы носят характер отталкивания и обращаются в бесконечность на расстояниях, меньших

$$r \text{ (непроницаемая сердцевина)} = 0,48 \text{ фм.} \quad (12.39)$$

На фиг. 12.15 показан один из потенциалов, входящих в потенциал Ямады — Джонстона. Мы говорим здесь именно об этом потенциале потому, что он оказался весьма удобным для расчетов различных характеристик ядер, например энергий связи, по заданным ядерным силам. Представляется, что потенциал Ямады — Джонстона отражает существенные физические черты ядерных сил.

§ 6. МЕЗОННАЯ ТЕОРИЯ НУКЛОН-НУКЛОННОГО ВЗАЙМОДЕЙСТВИЯ

- Как было рассказано в предыдущем параграфе, нуклон-нуклонное взаимодействие можно описать при помощи феноменологического потенциала V_{NN} . В данном параграфе мы покажем, что основную часть взаимодействия двух нуклонов V_{NN} можно отнести за счет процессов постоянного обмена пionами между нуклонами; кроме того, мы приведем экспериментальные результаты, свидетельствующие о том, что все взаимодействие

V_{NN} двух нуклонов является результатом обмена двух нуклонов мезонами, если только учесть все экспериментально открытые в наше время мезоны.

В § 4 настоящей главы на основании аналогии с классической электродинамикой мы уже вывели формулу для потенциала Юкавы, причем этот потенциал мы получили там просто как решение уравнения Пуассона с произвольно введенным в него дополнительным массовым членом. В данном параграфе мы дадим строгий вывод формулы Юкавы для энергии взаимодействия двух нуклонов. Начнем с простейшего случая, когда взаимодействие двух нуклонов осуществляется путем обмена *нейтральными скалярными мезонами*. Процессы испускания и поглощения таких мезонов можно описать с помощью гамильтониана взаимодействия. В случае псевдоскалярных заряженных мезонов соответствующий гамильтониан $H_{\text{ЛН}}$ был уже нами построен в § 3 настоящей главы. Гамильтониан H_s , описывающий обмен скалярными мезонами, можно построить аналогичным образом, исходя исключительно из соображений инвариантности: волновая функция мезона Φ теперь должна быть скаляром в обычном и изоспиновом пространствах. Следовательно, простейшее выражение для гамильтониана взаимодействия H_s между скалярным мезоном и фиксированным нуклоном, характеризуемым функцией источника $\rho(x)$, имеет вид

$$H_s = g \int d^3x \Phi(x) \rho(x). \quad (12.40)$$

Между актами испускания и поглощения мезон распространяется как свободная частица. Волновая функция свободного бесспинового мезона удовлетворяет уравнению Клейна — Гордона (12.26). Запишем это уравнение в стационарном случае:

$$\left[\nabla^2 - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right] \Phi(x) = 0. \quad (12.41)$$

Используя гамильтоновы уравнения движения¹⁾ и формулы (12.40) и (12.41), непосредственно получаем

$$\left[\nabla^2 - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right] \Phi(x) = 4\pi g \rho(x). \quad (12.42)$$

Уравнение (12.42) в точности совпадает с уравнением (12.22). В § 4 настоящей главы мы получили, однако, уравнение (12.22) *формально*, исходя из соответствующего уравнения, имеющегося в классической электродинамике (в последнее мы дополнительно и произвольно ввели массовый член). Здесь же уравнение (12.42) мы вывели *строго*, исходя из волнового уравнения для свободных скалярных мезонов и простейшего предположения о виде гамильтониана взаимодействия H_s . В § 4 настоящей главы мы уже нашли решение уравнения (12.22). В частности, мы там показали, что для точечного нуклона, находящегося в пространственной точке $x = 0$, решением является потенциал Юкавы [см. (12.24)]. В соответствии с этим решением нуклон создает вокруг себя мезонное поле, причем поле в точке x от точечного нуклона, находящегося в начале координат, имеет следующий вид:

$$\Phi(x) = -\frac{g}{r} e^{-kr}, \quad r = |x|, \quad k = \frac{mc}{\hbar}. \quad (12.43)$$

Энергию взаимодействия рассматриваемого нуклона со вторым нуклоном, находящимся в точке x , можно легко получить, если подставить (12.43) в (12.40) и использовать тот факт, что $\rho(x)$ в (12.40) описывает тоже точечный нуклон. Таким образом, для энергии взаимодействия двух нуклонов посредством обмена скалярными нейтральными мезонами, мы

¹⁾ Краткий вывод приводимых уравнений читатель найдет в книге Паули [3]. Приложение лагранжевой и гамильтоновой механики к исследованию волновых функций и полей описано в книгах [9, 25].

найдем формулу

$$V_s = -g^2 \frac{e^{-kr}}{r}. \quad (12.44)$$

Отрицательный знак в этой формуле говорит о том, что взаимодействие носит характер притяжения. Таким образом, оба нуклона всегда притягивают друг друга, если силы их взаимодействия передаются нейтральными скалярными мезонами.

В действительности пионы — это псевдоскалярные, а не скалярные частицы. Поэтому читателю может показаться, что приведенные рассуждения имеют лишь чисто академический интерес. Но это не так. Рассматривая табл. П.4 в приложении, легко убедиться, что нейтральный скалярный мезон существует в природе: это π -мезон с массой около 700 МэВ/с². Таким образом, на расстояниях порядка 0,2 фм обязательно должен появиться вклад в полный потенциал взаимодействия двух нуклонов от обменов этим мезоном [с потенциальной энергией V_s , даваемой формулой (12.44)]. Существует, однако, много других мезонов с меньшими массами, которые в первую очередь следует принимать во внимание при рассмотрении сил нуклон-нуклонного взаимодействия.

Посмотрим, какой вклад во взаимодействие двух нуклонов дает обмен нейтральными псевдоскалярными мезонами. Из табл. П.4 в приложении мы видим, что такой частицей является η -мезон с массой 549 МэВ/с². Гамильтониан взаимодействия таких мезонов с нуклоном похож на гамильтониан (12.16) взаимодействия пионов с нуклоном, но для псевдоскалярной частицы он выглядит немного посложнее:

$$H_p = F \int d^3x \rho(x) \sigma \cdot \nabla \Phi. \quad (12.45)$$

Свободный псевдоскалярный мезон тоже описывается уравнением Клейна — Гордона (12.41). (Мы вообще не можем различать свободные скалярную и псевдоскалярную частицы.) Для псевдоскалярного мезонного поля, создаваемого нуклоном, из формул (12.45) и (12.41) получаем следующее уравнение:

$$\left[\nabla^2 - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right] \Phi = 4\pi F \rho(x) \sigma \cdot \nabla.$$

Интегрируя это уравнение по частям, можно добиться, чтобы оператор градиента стал действовать на функцию источника $\rho(x)$; тогда $\Phi(x)$ будет удовлетворять уравнению

$$\left[\nabla^2 - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right] \Phi = -4\pi F \sigma \cdot \nabla \rho(x). \quad (12.46)$$

Уравнение (12.46) можно решить в точности так же, как уравнение, рассмотренное в § 4 настоящей главы. Подставляя полученное решение в (12.45), для потенциальной энергии взаимодействия двух нуклонов посредством обмена нейтральными псевдоскалярными мезонами (между точечными нуклонами A и B) найдем следующую формулу:

$$V_p = F^2 (\sigma_A \cdot \nabla) (\sigma_B \cdot \nabla) \frac{e^{-kr}}{r}. \quad (12.47)$$

Дифференцирование, имеющееся в этой формуле, легко произвести, и мы окончательно получим¹⁾

$$V_p = F^2 \left\{ \frac{1}{3} \sigma_A \cdot \sigma_B + S_{AB} \left[\frac{1}{3} + \frac{1}{kr} + \frac{1}{(kr)^2} \right] \right\} k^2 \frac{e^{-kr}}{r}; \quad (12.48)$$

здесь k — то же самое, что и в (12.43), а тензорный оператор S_{AB} дается формулой (12.33). Оператор взаимодействия V_p можно сразу же обобщить на случай взаимодействия двух нуклонов посредством обмена *пионами*. Единственно, что надо сделать, — это ввести множитель $\vec{I}_A \cdot \vec{I}_B$ в правую часть формулы (12.48).

Примечательно, что обмен псевдоскалярными мезонами приводит к экспериментально наблюдаемым тензорным силам. Еще до того, как был открыт пион и была понята его псевдоскалярная природа, формула (12.48) уже позволяла угадывать основные свойства кванта Юкавы [3]. Однако объяснить все свойства сил взаимодействия двух нуклонов с помощью теории, учитывающей только обмены *пионами*, оказалось невозможным. В настоящее время мы знаем, в чем причина этой неудачи. Пион — это только один из мезонов, ответственных за нуклон-нуклонное взаимодействие. Правда, он отвечает за самую существенную, дальнодействующую часть нуклон-нуклонных сил. На расстояниях, меньших 2 фм, обязательно нужно учитывать вклады от других мезонов²⁾. Как видно из табл. П.4 в приложении, в природе существуют *скалярные*, *псевдоскалярные* и *векторные* мезоны с массами, меньшими 1 ГэВ/ c^2 , которые необходимо учитывать. Выше мы рассмотрели только потенциалы взаимодействия двух нуклонов, обусловленные обменом скалярными и псевдоскалярными мезонами. Потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия, возникающий в результате обмена векторными мезонами, строится аналогично [3]. Отметим, в частности, что обмен ω -мезонами приводит к появлению отталкивателей сердцевины в потенциале, схематически изображенном на фиг. 12.15.

Следует подчеркнуть, что на изложенных выше физических идеях основаны все современные теории потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия, но в этих теориях, разумеется, проводятся более сложные математические расчеты [29–31]. Самый существенный результат, к которому пришли современные теории нуклон-нуклонного взаимодействия, можно сформулировать следующим образом: если учесть все экспериментально открытые в настоящее время мезоны с массами вплоть до 1 ГэВ/ c^2 , причем использовать для них экспериментально измеренные значения масс и констант взаимодействия (когда последние известны), а также если учесть, кроме того, обмен *парами* пионов [32], то можно вполне удовлетворительно объяснить феноменологический нуклон-нуклонный потенциал V_{NN} , полученный из экспериментов по нуклон-нуклонному рассеянию. Как мы уже говорили, сама концепция потенциала становится непригодной при энергиях порядка 500 МэВ. Правда, можно непосредственно сравнить результаты экспериментов по нуклон-нуклонному рассеянию и результаты теоретических вычислений и убедиться, что теория, основанная на концепции потенциала, способна объяснить данные по нуклон-нуклонному рассеянию вплоть до энергий ≈ 3 ГэВ [33]. Таким образом, вплоть до этих больших энергий подтверждается фундаментальная идея Юкавы о том, что *силы нуклон-нуклонного взаимодействия объясняются обменом тяжелыми адронными квантами*. ●

¹⁾ Подробные вычисления читатель может найти в книге Элтона [26] в § 10.3. Потенциал взаимодействия V_p , даваемый формулой (12.48), не самого общего вида, так как в нем не хватает слагаемого, пропорционального $\delta(\mathbf{r})$. Такое слагаемое можно было бы включить в нашу формулу, но этого делать не нужно, так как имеющееся короткодействующее отталкивание двух нуклонов на малых расстояниях полностью «забывает» это слагаемое.

²⁾ Существует много статей по теории нуклон-нуклонных сил, в которых эти силы объясняются обменом мезонами. См., например, [27], а также сборник работ [28].

§ 7. АДРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Первых исследователей на Земле пугала неизвестность: они думали, а не проваляться ли они куда-нибудь, когда достигнут края дискообразной Земли. Когда же было открыто, что Земля имеет почти сферическую форму, продвижение вперед все равно сопровождалось всевозможными страхами. Дальнейшие исследования позволили нам узнать о географии Земли практически все. Существующие в настоящее время топографические карты совсем не оставляют места для каких-либо неожиданностей. Ситуация в физике высоких энергий очень напоминает ту, с которой столкнулись первые исследователи Земли. Адронные взаимодействия при энергиях, скажем, ниже 30 ГэВ достаточно хорошо изучены экспериментально. Многое, правда, еще предстоит выяснить, но вряд ли можно ожидать, что в этой области энергий при дальнейших экспериментах обнаружатся какие-то принципиально новые физические эффекты. Однако при больших энергиях нас скорее всего ожидает целый мир новых интересных физических явлений. Эксперименты с мало интенсивными космическими лучами и на ускорителе с накопительными кольцами в ЦЕРНе уже позволили немного заглянуть в эту изумительную область ультравысоких энергий. Очень может статься, что в ближайшие несколько лет мы узнаем о ней много нового. В данном параграфе мы кратко расскажем о трех важных аспектах физики столкновений частиц при ультравысоких энергиях.

Неупругие столкновения¹⁾. До сих пор мы, главным образом, рассказывали об упругих столкновениях протонов. Они доминируют над всеми остальными процессами при низких энергиях. Однако с ростом энергии ситуация меняется, так как при столкновении двух протонов становятся возможными процессы с рождением все большего и большего числа частиц. Наконец при ультравысоких энергиях взаимодействие двух нуклонов начинает представлять собой поистине удивительное зрелище. Одно такое экспериментально зарегистрированное событие, в котором протон с энергией 300 ГэВ столкнулся с протоном мишени, показано на фото 11. Экспериментальные данные, полученные на различных современных ускорителях высоких энергий и при изучении космических лучей, обнаруживают следующие главные черты:

1. *Малый передаваемый импульс.* Дифференциальное эффективное сечение упругого pp -рассеяния, показанное на фиг. 6.23, экспоненциально убывает с ростом t , и это показывает, что столкновения с большой передаваемой перпендикулярной составляющей импульса происходят редко. Нежелание

¹⁾ О реакциях при ультравысоких энергиях в учебниках содержится весьма мало информации. Большую часть сведений о них можно найти в трудах научных конференций по физике высоких энергий. Последний обзор, в котором содержится большое количество ссылок на оригинальные работы, — это статья Францера и др. [34]. См. также работы [35—37].



Фото 11. Экспериментально зарегистрированное событие, в котором протон с энергией 300 ГэВ столкнулся с протоном мишени и образовалось большое число частиц. (Фотография любезно предоставлена Национальной ускорительной лабораторией в Батавии.)

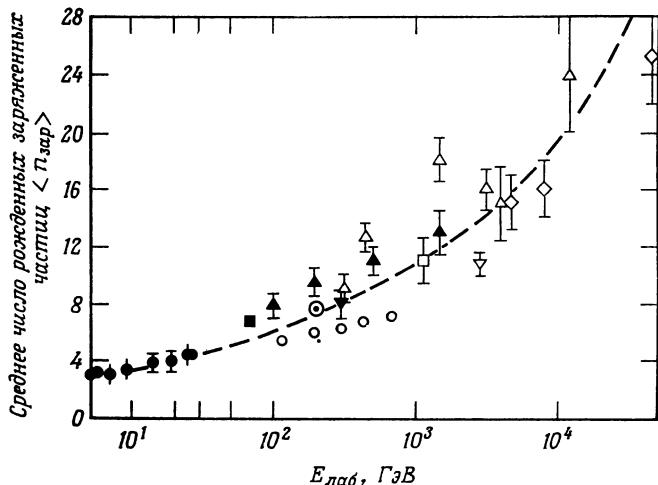
частиц передавать импульс в направлении, перпендикулярном движению, проявляется также и в неупругих процессах. Число частиц, рожденных в таких столкновениях, очень быстро падает с ростом импульса p_T в направлении, перпендикулярном падающему пучку частиц. Среднее значение p_T оказывается порядка $0,3 \text{ ГэВ}/c^2$, и оно почти не зависит от энергии падающего пучка.

2. *Низкая множественность рождения.* Множественность рождения частиц, т. е. число n возникающих вторичных частиц, можно сравнить с оценкой их максимального числа, разрешаемого законом сохранения энергии. Согласно этой оценке, число n должно очень медленно возрастать

с ростом энергии. Зависимость среднего числа $\langle n_{\text{зар}} \rangle$ заряженных вторичных частиц от энергии падающего протона в лабораторной системе показано на фиг. 12.16. Пунктирная кривая на фиг. 12.16 изображает [38] функцию

$$\langle n_{\text{зар}} \rangle = \text{const} E_{\text{лаб}}^{1/4}. \quad (12.49)$$

3. *Пуассоновский характер распределений.* Зависимость эффективных сечений от числа рожденных вторичных частиц n показана на фиг. 12.17



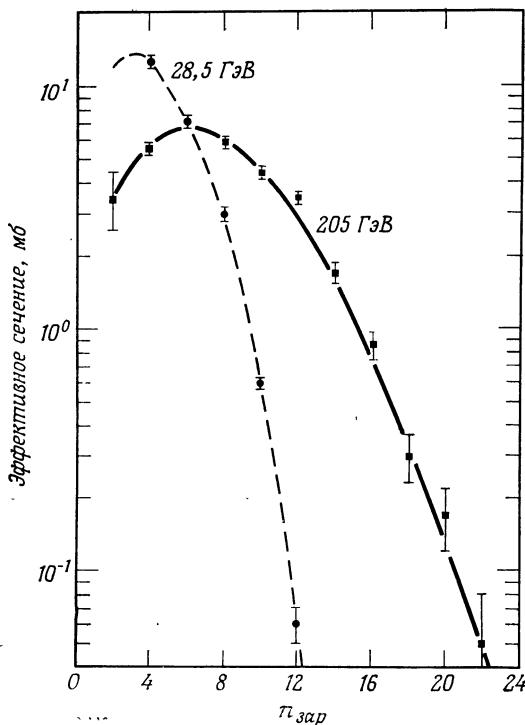
Фиг. 12.16. Зависимость множественности рождения $\langle n_{\text{зар}} \rangle$ вторичных заряженных частиц при столкновениях pp от энергии в лабораторной системе отсчета. Пунктирная кривая изображает зависимость $\langle n_{\text{зар}} \rangle = 1,97 E_{\text{лаб}}^{1/4}$ [38].

для двух энергий [39, 40]. Оба распределения сходны по виду, но немного более размазаны, чем пуассоновские распределения [см. (4.3)], соответствующие тем же средним значениям.

4. *Пионизация.* Большинство вторичных частиц — это пионы, причем в системе центра масс сталкивающихся протонов почти все пионы имеют малые импульсы. Явление образования пионного облака вокруг сталкивающихся протонов называют *пионизацией*.

Теория нуклон-нуклонных столкновений при ультравысоких энергиях все еще находится в младенческом состоянии. Одна из ее проблем — как объяснить наблюдаемые значения множественности рождения: эта множественность, с одной стороны, слишком большая, чтобы можно было развить простую теорию, учитывающую обмен только хорошо известными мезонами, с другой стороны, она слишком малая, чтобы можно было при-

менять методы теории вероятностей. Многочисленные модели, предложенные в настоящее время [34—38], все еще грубы, а экспериментальные данные недостаточно точны и полны, чтобы можно было остановить выбор на одной из моделей.



Фиг. 12.17. Сечение образования n заряженных частиц при столкновениях pp при энергиях 28,5 и 205 ГэВ [39, 40]. Значение при $n = 2$ (при 205 ГэВ) приведено без учета упругого сечения.

Высокоэнергетические теоремы (асимптотическая область энергий). Как это непосредственно видно из кривой, представленной на фиг. 12.16, процессы, происходящие при ультравысоких энергиях, чрезвычайно сложны. Тем не менее можно экстраполировать данные при низких энергиях и пытаться предсказать поведение эффективных сечений рассеяния и рождения при стремлении к бесконечности полной энергии W в системе центра масс. Эту область очень больших энергий обычно называют *асимптотической*. В настоящее время все еще неясно, где начинается эта неизведанная Земля.

В § 8 гл. 9 мы рассказывали о том, что *TCP*-теорему можно доказать, используя очень общие соображения. Они основываются на аксиоматической квантовой теории поля (которая есть не что иное, как расширение квантовой механики на релятивистскую область). Эту аксиоматическую теорию поля можно использовать, однако, не только для вывода *TCP*-теоремы, но также и для доказательства других важных теорем, касающихся поведения эффективных сечений для столкновений при очень высоких энергиях [41]. Квантовая теория поля выходит за рамки данной книги, и мы не будем здесь о ней говорить. Ниже приведем лишь две теоремы, поскольку они типичны для всего квантовополевого подхода. Первая теорема доказана в квантовой теории поля строго [41] и дает верхнюю оценку полного эффективного сечения для произвольного процесса взаимодействия при стремлении $s = W^2$ к бесконечности:

$$\sigma_{\text{полн}} < \text{const} (\log s)^2. \quad (12.50)$$

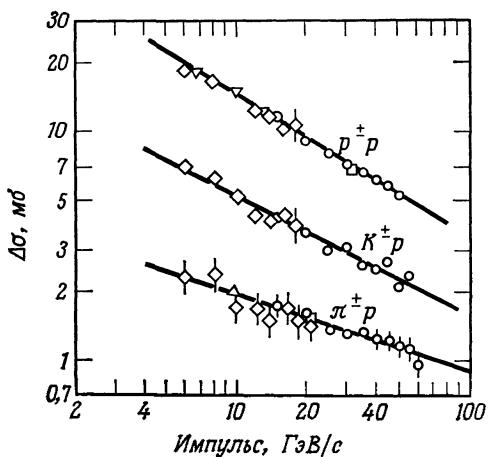
Эту оценку впервые дал Фруассар [42]. Из формулы (12.50) следует, что с увеличением энергии полное эффективное сечение растет, но не слишком быстро, причем это справедливо для любого типа взаимодействия. Пример полного эффективного сечения, которое растет с увеличением энергии, приведен на фиг. 6.24. Это полное сечение *pp*-рассеяния при значениях s , больших 1000 (ГэВ)². В настоящее время, к сожалению, нельзя еще сказать, возрастают ли *pp*-сечение с максимальной скоростью, допускаемой оценкой Фруассара [т. е. формулой (12.50)], или растет много медленнее. Будет ли вообще этот рост продолжаться и далее до бесконечности с увеличением энергии, или же сечение выйдет вновь на плато? Кроме того, вообще непонятно, в чем физический смысл такого роста.

Вторая теорема, о которой мы хотим здесь рассказать, следует из квантовой теории поля только при дополнительном предположении, что полное эффективное сечение в асимптотической области энергий достигает постоянной величины. Это теорема Померанчука [43]. Она утверждает, что полные сечения рассеяния *частиц* и *антинейтронов* на данной мишени начнут совпадать, когда энергии падающих на мишень частиц будут стремиться к бесконечности:

$$\frac{\sigma_{\text{полн}}(\bar{A} + B)}{\sigma_{\text{полн}}(A + B)} \rightarrow 1 \text{ в асимптотической области.} \quad (12.51)$$

При очень упрощенной геометрической интерпретации теорему Померанчука можно понять следующим образом. При стремлении энергии к бесконечности будет происходить такое количество различных реакций, что столкновение двух частиц можно будет представлять себе как столкновение двух полностью поглощающих черных дисков. Сечение тогда будет определяться чисто геометрическими факторами. (Правда, не очень ясно, какие взять радиусы дисков, но это неважно, так как нас интересует здесь лишь

качественная картина.) Поскольку геометрические размеры положительного и отрицательного пионов одинаковы (их заряды, конечно, не важны), то, как следует ожидать, эффективные сечения $\pi^+ p$ - и $\pi^- p$ -столкновений будут одинаковы. Тот факт, что $\pi^+ p$ -рассеяние может происходить только в изоспиновом состоянии $I = \frac{3}{2}$, а $\pi^- p$ -рассеяние может идти как в состоянии $I = \frac{3}{2}$, так и в состоянии $I = \frac{1}{2}$, не существен, ибо имеется огромное (бесконечно большое) число возможных конечных состояний в обоих случаях рассеяния. Эти же рассуждения слово в слово можно повторить для $p\bar{p}$ -и $p\bar{p}$ -рассеяния. Эксперименты, как представляется, подтверждают теорему



Фиг. 12.18. Разности значений сечений рассеяния частицы и античастицы на одной и той же мишени, измеренные в Серпухове Гориным и др. Разности стремятся к нулю с возрастанием энергии.

Померанчука. На фиг. 12.18 показаны результаты некоторых из экспериментов, проведенных в Серпухове. Сечения указанных на фиг. 12.18 процессов действительно стремятся к одному пределу, а разности $\Delta\sigma$ стремятся к нулю.

Масштабная инвариантность [44—47]. Где начинается асимптотическая область? В настоящее время ответ на этот вопрос неизвестен, но кое-что все же можно уже сказать, если использовать следующее, очень простое соображение. Представим себе на мгновение воображаемый мир, где существуют только электроны и позитроны. Связанными состояниями в таком мире будут только атомы позитрония, т. е. «атомы», в которых электрон и позитрон врашаются вокруг общего центра масс. Уровни энергии позитрония даются известной формулой Бора:

$$E_n = -\alpha^2 m_e c^2 \frac{1}{(2n)^2}, \quad \text{где } n = 1, 2, \dots; \quad (12.52)$$

в формуле (12.52) $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры. Не считая множителя $1/(2n)^2$, уровни энергии позитрония определяются двумя параметрами α^2 и $m_e c^2$. Первый характеризует силу взаимодействия, а второй описывает характерный масштаб изменения энергии. При энергиях порядка или меньших энергии $m_e c^2$ физические явления должны определяться дискретными уровнями энергии позитрония. При энергиях, больших $m_e c^2$, мы окажемся в асимптотической области в воображаемом «позитрониевом» мире. В этой области физические явления начнут подчиняться простым предельным законам, в которых не будет фигурировать масса m_e . Рассмотрим, например, рассеяние Бабы:

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- . \quad (12.53)$$

Полное эффективное сечение процесса электрон-позитронного рассеяния (12.53) в асимптотической области может зависеть только от энергии W , т. е. от полной энергии в системе центра масс, и от постоянной взаимодействия α^2 . Оно не будет зависеть от m_e . Полное эффективное сечение имеет размерность площади, и поэтому единственной возможной формулой для него, не содержащей массы m_e , будет следующая:

$$\sigma = \text{const} \frac{\alpha^2}{W^2} \text{ (в асимптотической области).} \quad (12.54)$$

Формула (12.54) выражает масштабную инвариантность сечения. Из кривой такого сечения невозможно определить массы сталкивающихся частиц. Конечно, масштабная инвариантность — это не строгая, а приближенная концепция; она была бы вполне точной только в том случае, если бы сталкивающиеся частицы обладали нулевыми массами.

Теперь рассмотрим процесс $e^+ e^-$ -рассеяния не в воображаемом «позитрониевом», а в нашем реальном мире. Формула (12.54) действительно оказывается справедливой, когда энергии в системе центра масс оказываются большими нескольких МэВ. Но при энергиях в несколько сотен МэВ формула (12.54) перестает «работать», так как в сечении $e^+ e^-$ -рассеяния при энергии $W = 760$ МэВ появляется пик, как это показано на фиг. 10.17. Отклонения от формулы (12.54) и наблюдаемый резонанс в сечении указывают на то, что m_e — не единственная масса, которая характеризует энергетический масштаб данного физического явления. Как мы уже знаем, на самом деле силы определяются массами других, более тяжелых частиц, в данном случае массами пионов и связанных с ними резонансов. Кроме процессов электрон-позитронного рассеяния Бабы, при столь больших энергиях начинают идти также и другие процессы вида

$$e^+ e^- \rightarrow \text{адроны}, \quad (12.55)$$

поэтому эффективное сечение σ начинает зависеть от адронных масс. Экспериментально наблюдаемые отклонения полного сечения от даваемого форму-

лой (12.54) указывает на то, что появляется новый энергетический масштаб; теперь масштаб энергии дается новой формулой:

$$E_h = m_h c^2, \quad (12.56)$$

здесь m_h — масса соответствующего адрона. Обычно принимают, что m_h — масса, равная массе нуклона, т. е. $m_h = m_N$. Таким образом, асимптотическая область для рассеяния Бабы в «позитрониевом» мире на самом деле в нашем реальном мире оказывается просто *переходной* областью. Конечно, все это может повториться еще раз. При энергиях, больших нового масштаба энергии E_h , мы можем ожидать, что полное сечение e^+e^- -рассеяния перестанет зависеть от адронных масс. Соображения размерности тогда позволяют сделать вывод, что $\sigma_{\text{полн}}$ должно описываться формулой (12.54):

$$\sigma_{\text{полн}} = \text{const} \frac{\alpha^2}{W^2} \quad \text{при } W \gg m_h c^2. \quad (12.57)$$

Константа в формуле (12.57) должна, конечно, отличаться от константы в формуле (12.54), но энергетическая зависимость все равно должна быть прежней. Останется ли теперь формула (12.57) справедливой до бесконечно больших энергий, или новая, адронная асимптотическая область опять окажется только переходной? Ответ на этот вопрос пока неизвестен, и мы можем лишь высказывать свои догадки. В § 11 гл. 11 мы привели, как кажется, достаточно убедительные соображения в пользу того, что должен существовать промежуточный бозон (W) с массой порядка 40 ГэВ/ c^2 . Если частицы с такой массой действительно существуют в природе, то очень может статься, что имеющаяся адронная асимптотическая область окажется на самом деле лишь переходной областью и что должен будет появиться еще один новый фундаментальный масштаб энергии, приблизительно равный энергии 40 ГэВ. Субатомная физика станет тогда только небольшой частью другого, более общего раздела физики. В адронной физике произойдет революция. Разумеется, только эксперимент покажет так ли это.

§ 8. ЛИТЕРАТУРА

Литература, посвященная сильным взаимодействиям, обширна. Большинство книг и обзоров, и особенно оригинальные теоретические работы, довольно сложны. Ниже мы укажем несколько обзоров и книг, из которых, с некоторыми усилиями, сможет извлечь интересную информацию даже сравнительно неподготовленный читатель, ознакомившийся только с данной книгой.

В книге [48] обсуждаются основные экспериментальные данные и приводятся необходимые теоретические сведения, требующиеся для понимания этих данных.

Краткое и полезное введение в теорию пион-нуклонного взаимодействия читатель может найти в книге [49]. Пион-нуклонное взаимодействие обстоятельно обсуждается также в монографиях [50, 51].

Интересное введение в проблему ядерных сил с изложением некоторых первых работ в этой области можно найти в работе [52].

Нуклон-нуклонное взаимодействие обсуждается в книгах и обзورах [53–56].

Хорошее введение в мезонную теорию ядерных сил дано в книге [26].

Рассеяние при высоких энергиях рассмотрено Иденом [57].

ЗАДАЧИ

12.1.

а. Выпишите 10 возможных процессов пион-нуклонного рассеяния.

б. Какие из этих процессов получаются друг из друга при преобразовании обращения времени?

в. Выразите все эффективные сечения через величины $M_{3/2}$ и $M_{1/2}$.

12.2. Опишите принципиальную схему экспериментальной установки, предназначенной для изучения пион-нуклонного рассеяния.

а. Как измеряется полное эффективное сечение?

б. Как определить реакцию с обменом зарядом?

12.3. Используйте наблюдаемые кривые эффективных сечений и покажите, что первые резонансные максимумы в пион-нуклонном рассеянии и в фотонуклонной реакции действительно соответствуют одной и той же массе частицы Δ . Учтите эффект отдачи.

12.4. Рассмотрите в рамках классических представлений первый резонансный максимум в пион-нуклонном рассеянии. Вычислите классическое расстояние от центра нуклона, с которым пион с моментом количества движения $l = 0, 1, 2, 3$ (в единицах \hbar) будет соударяться. Какие парциальные волны будут давать наибольший вклад, согласно этим соображениям? Используйте закон сохранения четности, чтобы исключить значения $l = 0$ и $l = 2$.

12.5. Оправдайте формулу (12.7), используя грубые (нестрогие) аргументы.

12.6. Проверьте формулы (12.8).

12.7. Рассмотрите гамильтониан $H_{\pi N}$ [см. (12.16)]. Предположите, что $\rho(r)$ — функция сферически-симметричного источника, а волновая функция пиона — плоская волна. Покажите, что только p -волна в плоской волне дает неисчезающий вклад в интеграл.

12.8. Рассмотрите кривые, изображенные на фиг. 5.28. Учтите, что второй и третий резонансы в $\pi^- p$ -рассеянии не имеют своих аналогов в $\pi^+ p$ -рассеянии. Каков изоспин этих резонансов?

12.9. Позволяют ли законы сохранения появление в потенциале пион-нуклонного взаимодействия слагаемых:

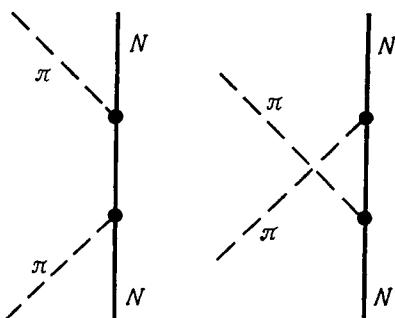
а) квадратичных относительно пионной волновой функции $\vec{\Phi}$?

б) кубических относительно пионной волновой функции $\vec{\Phi}$?

12.10. Используйте нерелятивистскую теорию возмущений во втором порядке для процессов, описываемых двумя диаграммами, изображенными на фиг. 12.19 (стр. 458), и выведите формулы для сечения пион-нуклонного рассеяния при низких энергиях. Сравните эти формулы с экспериментальными данными.

12.11. Рассмотрите процесс распада $\Delta \rightarrow \pi N$ и найдите из него грубо приближенное значение константы связи $f_{\pi N \Delta}$. Сравните ее с константой $f_{\pi NN}$.

12.12. Сделайте предположение, что частицы с кинетической энергией 1 ГэВ рож-



Фиг. 12.19.

даются в центральной части ядра Pb. Оцените число частиц, вылетевших из ядра без взаимодействия с его нуклонами, при условии, что взаимодействие между частицами

- адронное,
- электромагнитное,
- слабое.

12.13. Покажите, что кулоновский потенциал (12.21) удовлетворяет уравнению Пуассона (12.19).

12.14. Покажите, что потенциал Юкавы (12.24) является решением уравнения (12.22).

12.15. Предположите, что нуклоны точечные, а ядерные силы сферически-симметричные и имеют характер притяжения с радиусом действия R . Покажите, что наиболее устойчивые ядра должны иметь диаметр, приблизительно равный радиусу действия сил R . (*Указание.* Найдите полную энергию связи ядра, т. е. сумму кинетической и потенциальной энергий, как функцию диаметра ядра. Считайте, что ядро находится в основном состоянии и что нуклоны подчиняются статистике Ферми. Используйте соображения из гл. 14.)

12.16. Дейtron — эксперименты. Расскажите, как определить следующие характеристики дейтрана:

- энергию связи,
- спин,
- изоспин,
- магнитный момент,
- квадрупольный момент.

12.17. Покажите, что основным состоянием двухчастичной системы с центральными силами должно быть s -состояние, т. е. состояние с орбитальным угловым моментом $L = 0$.

12.18. Дейtron — теория. Рассмотрите модель дейтрана в виде трехмерной прямоугольной потенциальной ямы с глубиной V_0 и радиусом R .

а. Запишите уравнение Шредингера. Скажите, масса какой частицы входит в это уравнение.

б. Сделайте предположение, что основное состояние является сферически-симметричным. Найдите волновую функцию основного состояния внутри и вне ямы. Определите, как зависит энергия связи от V_0 и R . Покажите, что энергия связи B зависит только от произведения $V_0 R^2$.

в. Постройте график зависимости волновой функции основного состояния от расстояния до центра ядра. Оцените долю времени, которую нейтрон и протон проводят вне области действия сил их взаимодействия. Почему дейtron не распадается, когда нуклоны находятся вне области действия сил?

12.19. Динейtron и дипротон, т. е. связанные состояния, составленные из двух нейтронов или двух протонов, неустойчивы. Объясните, почему они неустойчивы, используя то, что известно вам о дейтроне.

12.20. Имеются экспериментальные доказательства того, что существует связанное состояние, состоящее из антипротона и нейтрона, причем энергия связи $p\bar{p}$ -системы равна 83 МэВ (см. [58]). Опишите эту систему, используя модель прямоугольной потенциальной ямы с радиусом b , равным 1,4 фм, и глубиной, равной V_0 . Вычислите V_0 и сравните с соответствующим числовым значением этой величины в случае дейтрана.

12.21. Антидейтраны наблюдались в экспериментах [59, 60]. Как их идентифицировали?

12.22. Проверьте, что сигарообразное ядро с осью симметрии ядра, параллельной оси z , обладает положительным квадрупольным моментом.

12.23. Покажите, что квадрупольный момент ядра со спином $\frac{1}{2}$ равен нулю.

12.24. Покажите, что квадрупольный момент дейтрана «мал», т. е. он соответствует малым деформациям дейтрана.

12.25. Самое низколежащее синглетное состояние нейтрон-протонной системы с квантовыми числами $J = 0, L = 0$ иногда называют *синглетным дейтраном*. Это состояние несвязанное, но эксперименты по рассеянию указывают, что оно существует при энергиях, всего на несколько кэВ превышающих энергию *основного состояния*. Таким образом, оно «практически связано». Допустите, что синглетное состояние имеется при нулевой энергии, и найдите соотношение между глубиной и радиусом соответствующей потенциальной ямы. Предположите, что размеры синглетной и триплетной ям равны, и покажите, что глубина синглетной ямы меньше, чем триплетной.

12.26. Покажите, что тензорный оператор (12.33) обращается в нуль при усреднении по всем направлениям \mathbf{r} .

12.27. Докажите, что оператор $L = \frac{1}{2}[(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \times (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)]$ [формула (12.37)] является орбитальным моментом количества движения двух сталкивающихся нуклонов в их общей системе центра масс.

12.28. Покажите, что из эрмитовости оператора V_{NN} [см. (12.36)] вытекает вещественность коэффициентов V_i .

12.29. Покажите, что вследствие трансляционной инвариантности коэффициенты V_i , входящие в формулу (12.36), могут зависеть только от относительной координаты $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ двух сталкивающихся нуклонов, а не от \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 по отдельности.

12.30. В соответствии с требованиями галилеевой инвариантности преобразование

$$\mathbf{p}'_i = \mathbf{p}_i + m\mathbf{v}$$

должно оставлять величины V_i в формуле (12.36) неизменными. Покажите, что это условие означает, что величины V_i могут зависеть только от относительного импульса $\mathbf{p} = \frac{1}{2}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)$.

12.31. Покажите, что для спиновых операторов σ_1 и σ_2 имеют место формулы

$$\begin{aligned}\sigma_x^2 &= \sigma_y^2 = \sigma_z^2 = 1, \\ \sigma_x \sigma_y + \sigma_y \sigma_x &= 0, \\ \sigma^2 &= 3, \\ (\mathbf{\sigma} \cdot \mathbf{\sigma})^2 &= a^2, \\ (\sigma_1 \cdot \sigma_2)^2 &= 3 - 2\sigma_1 \cdot \sigma_2.\end{aligned}$$

12.32. Покажите, что справедливы следующие уравнения на собственные значения:

$$\begin{aligned}\sigma_1 \cdot \sigma_2 | t \rangle &= -1 | t \rangle, \\ \sigma_1 \cdot \sigma_2 | s \rangle &= -3 | s \rangle.\end{aligned}$$

Здесь $| s \rangle$ и $| t \rangle$ — синглетное и триплетное собственные состояния оператора спина двухнуклонной системы.

12.33. Покажите, что оператор

$$P_{12} = \frac{1}{2}(1 + \sigma_1 \cdot \sigma_2)$$

переставляет спиновые координаты двух нуклонов в двухнуклонной волновой функции.

12.34. При какой энергии в лабораторной системе pp -рассеяние становится неупругим? Другими словами, когда могут рождаться пионы?

12.35. Покажите, что уравнения движения Гамильтонова совместно с формулами (12.40) и (12.41) приводят к уравнению (12.42).

12.36. Убедитесь в справедливости формулы (12.47).

12.37. Покажите, что формула (12.48) следует из формулы (12.47).

12.38.

а. Вычислите средние значения оператора потенциальной энергии одиночных обменов в s -состояниях системы двух нуклонов.

б. Вычислите эффективные силы взаимодействия в любом состоянии с четным зна-

чением момента количества движения и спином 1 или 0.

12.39. Объясните, почему сечения $p\bar{p}$ -и $p\pi$ -рассеяния много больше, чем сечения $p\bar{p}$ - и $p\pi$ -рассеяния? См. [62].

12.40. Выведите формулу (12.52).

12.41. Покажите, что формула (12.54) действительно получается из соображений

размерности. Найдите размерность константы.

12.42. Покажите, что полное сечение рассеяния нейтрино на нуклонах в асимптотической области дается формулой

$$\sigma_{\text{полн}} = \text{const } G^2/W^2;$$

здесь G — константа связи слабого взаимодействия, W — полная энергия в системе центра масс. Сравните эту формулу с экспериментом.

Цитированная литература

1. Wigner E. P., Phys. Rev., 43, 252 (1933).
2. Yukawa H., Proc. Phys. Math. Soc. Jap., 17, 48 (1935).
3. Pauli W., Meson Theory of Nuclear Forces, Wiley-Interscience, New York, 1946. (Имеется перевод: В. Паули, Мезонная теория ядерных сил, ИЛ, 1946.)
4. Giacomelli G., Pint P., Stagni S., A Compilation of Pion-Nucleon Scattering Data, CERN/HERA Rep., 69-1, 1969.
5. Chew G. F., Phys. Rev., 95, 1669 (1954).
6. Chew G. F., Low F. E., Phys. Rev., 101, 1570 (1956).
7. Wick G. C., Rev. Mod. Phys., 27, 339 (1955).
8. Källen G., Elementary Particle Physics, Addison-Wesley Reading, Mass., 1964. (Имеется перевод: Г. Челлен, Физика элементарных частиц, «Наука», М., 1966.)
9. Henley E. M., Thirring W., Elementary Quantum Field Theory, McGraw-Hill, New York, 1962. (Имеется перевод: Э. Хенли, В. Тиринг, Элементарная квантовая теория поля, ИЛ, 1963.)
10. Bjorken J. D., Drell S. D., Relativistic Quantum Mechanics, McGraw-Hill, New York, 1964.
11. Moorhouse R. G., Ann. Rev. Nucl. Sci., 19, 301 (1969).
12. Heisenberg W., Zs. Phys., 77, 1 (1932).
13. Jastrow R., Phys. Rev., 81, 165 (1951).
14. Segrè E., Nuclei and Particles, Benjamin, Reading, Mass., sect. 6.8.
15. Kellogg J. M. B., Rabi I. I., Zacharias J. R., Phys. Rev., 55, 318 (1939).
16. Alred J. C., Armstrong A. H., Rosen L., Phys. Rev., 91, 90 (1953).
17. Hartzler A. J., Siegel R. T., Opitz W., Phys. Rev., 95, 591 (1954).
18. Proceedings of the 3rd Int. Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, eds. H. H. Barshall and W. Haeberli, Univ. of Wisconsin, Madison, 1970.
19. Ohlsen G. G., Rep. Progr. Phys., 35, 399 (1972).

20. Okubo S., Marshak R. E., Ann. Phys., 4, 166 (1958).
21. MacGregor M. H., Phys. Today, 22, 21 (October 1969).
22. Rev. Mod. Phys., 39, 495 (1967).
23. Signell P., Advan Nucl. Phys., 2, 223 (1969).
24. Hamada T., Johnston I. D., Nucl. Phys., 34, 382 (1962).
25. Mandl F., Introduction to Quantum Field Theory, Wiley-Interscience, New York, 1959, ch. 2.
26. Elton L. R. B., Introductory Nuclear Theory, 2nd ed., Saunders, Philadelphia, 1966.
27. Moravcsik M. J., Noyes H. P., Ann. Rev. Nucl. Sci., 11, 95 (1961).
28. Progr. Theor. Phys. (Kyoto) Suppl., 39 (1967).
29. Partovi M. H., Lomon E. L., Phys. Rev., D2, 1999 (1970).
30. Bryan R. A., Gersien A., Phys. Rev., D6, 341 (1972).
31. Moravcsik M. J., Rep. Progr. Phys., 35, 587 (1972).
32. Chemtob M., Durso J. W., Riska D. O., Nucl. Phys., B38, 141 (1972).
33. Ueda T., Phys. Rev. Lett., 26, 588 (1971).
34. Frazer W. R., Ingber L., Metha C. H., Poon C. H., Silverman D., Stowe K., Ting P. D., Yesian H. J., Rev. Mod. Phys., 44, 284 (1972).
35. Jackson J. D., Rev. Mod. Phys., 42, 12 (1970).
36. Feynman R. P., Phys. Rev. Lett., 23, 1415 (1969).
37. Horn D., Phys. Rep., 4C, 2 (1972).
38. Carruthers P., Minh Duong-van, Phys. Lett., 41B, 597 (1972).
39. Sims W. H., et al., Nucl. Phys., B41, 317 (1972).
40. Charlton G. et al., Phys. Rev. Lett., 29, 515 (1972).
41. Eden R. J., Rev. Mod. Phys., 43, 15 (1971).
42. Froissart M., Phys. Rev., 123, 1053 (1961).
43. Померанчук И. Я., ЖЭТФ, 7, 499 (1958).
44. Lee T. D., Phys. Today, 25, 23 (April 1972).
45. Jackiw R., Phys. Today, 25, 23 (January 1972).
46. Bjorken J. D., Phys. Rev., 179, 1547 (1969).
47. Chanowitz M. S., Drell S. D., Phys. Rev. Lett., 30, 807 (1973).
48. Cence R. J., Pion-Nucleon Scattering, Princeton University Press, Princeton, N.J., 1969.
49. Jackson J. D., The Physics of Elementary Particles, Princeton University Press, Princeton, N.J., 1958.
50. De Benedetti S., Nuclear Interactions, Wiley, New York, 1964. (Имеется перевод: С. де Бенедетти, Ядерные взаимодействия, Атомиздат, М., 1968.)
51. Muirhead H., The Physics of Elementary Particles, Pergamon, Elmsford, New York, 1965.
52. Brink D. M., Nuclear Forces, Pergamon, Elmsford, New York, 1965.
53. Breit G., Haracz R. D., Nucleon-Nucleon Scattering, в книге: High-Energy Physics, ed. E. H. S. Burhop, Academic Press, New York, 1967.

54. Moravcsik M. J., *The Two Nucleon Interaction*, Oxford University Press, Inc., London, 1963.
55. Signell P., *The Nuclear Potential*, Adv. Nucl. Phys., 2, 223 (1969).
56. Wilson R., *The Nucleon-Nucleon Interaction*, Wiley-Interscience, New York, 1963, (Имеется перевод: Р. Вильсон, *Нуклон-нуклонные взаимодействия*, «Мир», М., 1965.)
57. Eden R. J., *High-Energy Collisions of Elementary Particles*, Cambridge University Press, Cambridge, 1967.
58. Gray L., Hagerty P., Kalogeropoulos T., Phys. Rev. Lett., 26, 1491 (1971).
59. Dorfan D. E. et al., Phys. Rev. Lett., 14, 1003 (1965).
60. Massam T. et al., Nuovo Cim., 39, 10 (1965).
61. Denisor S. P. et al., Phys. Lett., 36B, 415 (1971).
62. Ball J. S., Chew G. F., Phys. Rev., 109, 1385 (1958).

ЧАСТЬ

МОДЕЛИ

Модель подобна австрийскому расписанию поездов. Австрийские поезда всегда опаздывают. Один прусский турист спросил как-то австрийского железнодорожника, зачем же в таком случае австрийцы утружддают себя и печатают расписания. Железнодорожник невозмутимо ответил: «Если бы мы не печатали их, то как бы мы смогли узнать, насколько опаздывают поезда?»

В. Ф. ВЕЙСКОПФ

Физика атома понята теперь физиками очень хорошо. Существует простая модель Резерфорда, которая в основном правильно описывает устройство атома: тяжелое ядро создает центральное поле, и электроны движутся главным образом под действием сил этого поля. Все силы в атоме нам хорошо известны. Уравнением, описывающим динамику атомных электронов, является уравнение Шредингера или, если учитываются релятивистские поправки, уравнение Дирака. В историческом плане, однако, эта, несомненно, удивительная теория атомов была создана вовсе не в результате развития какого-то одного направления исследований. Напротив, она возникла в результате слияния многих различных открытий и достижений, причем первоначально казалось, что все они не имеют между собой ничего общего. Таблица химических элементов Менделеева, серия Бальмера в спектре атома водорода, закон Кулона, электролиз, излучение черного тела, катодные лучи,

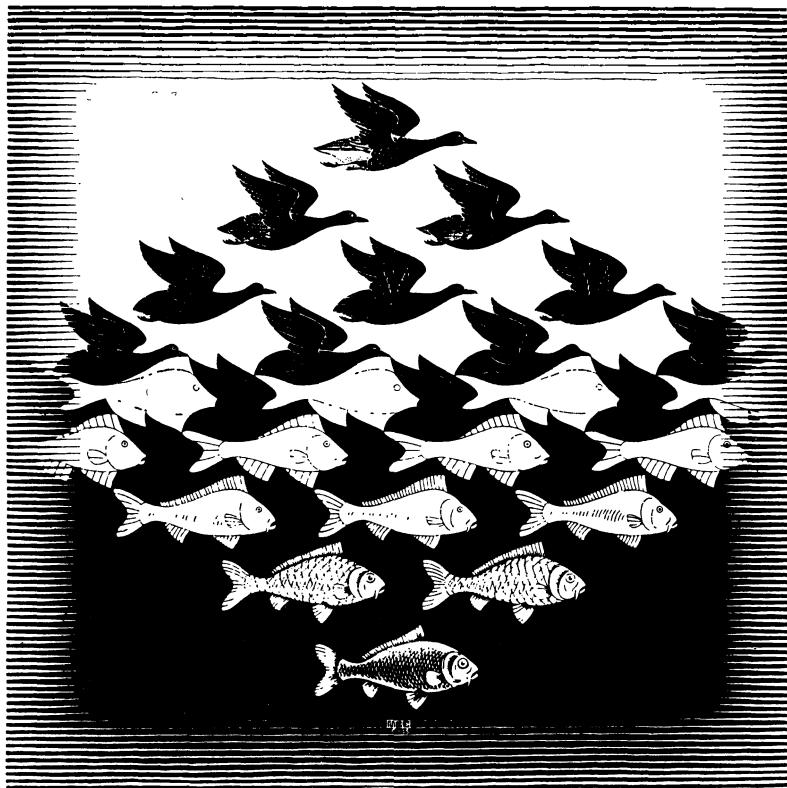


Фото V.1. Гравюра Эшера «Небо и Вода I»¹⁾. Сравните эту гравюру с фиг. 13.3.

рассеяние α -частиц и модель Бора — все это важные вехи и ступеньки на пути развития атомной физики.

Каково же в настоящее время положение дел в физике элементарных частиц и в ядерной физике? В предыдущих главах мы уже многое рассказали об элементарных частицах и о природе действующих между ними сил. Но если вы спросите, достаточно ли известных фактов для построения последовательной картины субатомного мира, то наш ответ, к сожалению, будет отрицательным. Конечно, теоретическое

¹⁾ The Graphic Work of M. C. Escher, Hawthorn Books, New York, 1938.

описание ядер находится в общем в удовлетворительном состоянии: существуют удачные модели ядра и большинство вопросов, связанных со структурой ядер и взаимодействием нуклонов с ядрами, имеет вполне приемлемое объяснение. Но большая часть этих моделей строится не на основе первых принципов: хотя в них и учитываются все известные свойства ядерных сил, изучаются лишь самые простые моды движения нуклонов в ядре. Еще многое предстоит сделать, прежде чем теория атомного ядра станет такой же законченной и свободной от произвольных допущений, как атомная физика. Положение дел с элементарными частицами еще менее удовлетворительно, и оно напоминает состояние атомной теории скорее во времена Менделеева, чем во времена Бора, Шредингера и Гейзенберга. Правда, некоторые свойства известных элементарных частиц можно объяснить довольно хорошо, если ввести субчастицы, обладающие определенными заданными характеристиками (кварки), однако до сих пор ни одна такая субчастица непосредственно не наблюдалась на эксперименте, и, возможно, они вообще не существуют.

В главах этой части мы кратко опишем кварковую модель элементарных частиц и некоторые наиболее успешные модели ядра. При этом мы ограничимся обсуждением *адронов* и вовсе не будем касаться лептонов — наиболее загадочных представителей мира элементарных частиц. Их существование совсем нам непонятно.

13

КВАРКИ И ПОЛЮСЫ РЕДЖЕ

Рассмотрите все субстанции. Сможете ли вы отыскать среди них такие, которые сохраняют свою индивидуальность? Разве все они не распадаются рано или поздно на составные части и не рассеиваются?

УЧЕНИЕ БУДДЫ

Число различных элементарных частиц по крайней мере столь же велико, как и число химических элементов. Чтобы представить, как вообще можно достигнуть прогресса в понимании физики элементарных частиц, поучительно обратиться к истории развития химии и атомной физики. Открытие периодической таблицы химических элементов явилось краеугольным камнем, с которого началось систематическое развитие химии. С моделью атома Резерфорда пришло первое понимание строения атома и была заложена основа для объяснения периодической системы элементов. Затем появилась квантовая механика, которая дала более глубокое понимание атома Бора и периодической системы элементов Менделеева. Таким образом, развитие атомной теории началось с открытия эмпирических закономерностей, продолжилось с созданием модели и завершилось открытием новых динамических уравнений.

Промежуток времени между установлением какой-либо закономерности и полным ее объяснением обычно был долгим. Так, формула Бальмера была предложена в 1885 г., а уравнение Шредингера появилось лишь 40 лет спустя. Периодическая таблица элементов Менделеева была открыта в 1869 г.; ее объяснение, основанное на принципе запрета Паули, пришло 55 годами позже.

На какой стадии развития находится сейчас физика элементарных частиц? Как мы покажем в следующих параграфах этой главы, важные закономерности уже найдены и даже частично объяснены, но мы все еще очень

далеки от их глубокого и полного понимания. Мы даже не знаем, все ли, что нужно, имеется действительно в наших руках, или нам предстоит еще что-то существенное открыть.

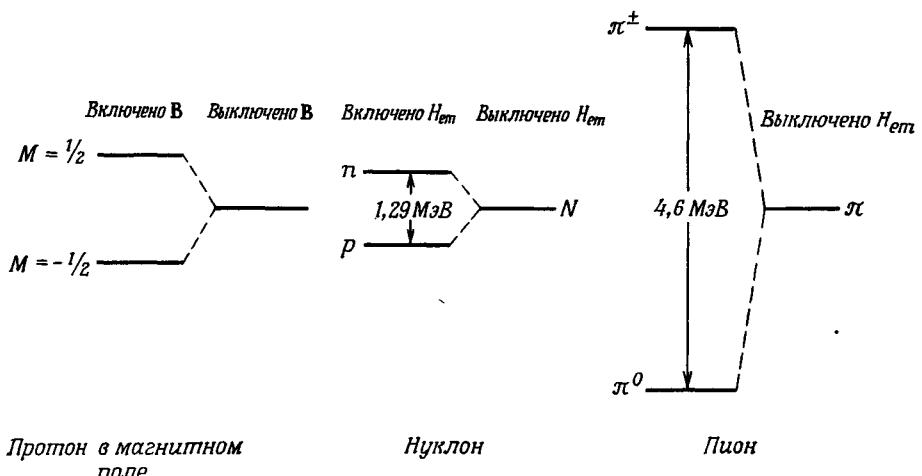
§ 1. ПРИМИТИВНЫЕ, ИЛИ УР-ЧАСТИЦЫ

В 1949 г. Ферми и Янг заметили, что пион имеет такие же квантовые числа, как и s_0 -состояние нуклон-антинуклонной пары ($A = 0$, $J^\pi = 0^-$, $S = 0$, $q = 0$ или ± 1). Они предложили в связи с этим рассматривать пион как связанное состояние нуклона и антинуклона с очень большой энергией связи [2]. После открытия *странных* элементарных частиц Саката указал на то, что с учетом нового квантового числа S (страннысти) модель Ферми — Янга можно легко обобщить путем включения Λ -частицы в систему первичных объектов [3]. Эти три частицы p , n и Λ иногда называются *сакатонами*.

С помощью триплета сакатонов, как оказывается, можно «построить» все элементарные частицы. Однако при этом возникает целый ряд исключительно трудных проблем. Прежде всего, эти три фундаментальные частицы должны занимать двойственное положение, являясь в одно и то же время и строительными блоками, и составными системами, обнаруживая тем самым определенное отсутствие симметрии. Более важно, однако, то, что из сакатонов можно построить такие элементарные частицы, которые не наблюдаются в природе. Существуют также и другие причины, почему надо предпочесть другую систему первичных объектов вместо сакатонов. *Первой* и наиболее важной из них является успех теории $SU(3)$ -симметрии, и здесь уместно сказать об этом несколько слов. Группа $SU(3)$ — это одна из групп, которыми занимается математическая теория групп; она называется «специальной унитарной группой третьего порядка». Гелл-Манн и независимо от него Нееман показали, что эту группу необычайно успешно можно использовать для классификации элементарных частиц [4]. (Мы не будем здесь, однако, излагать строгий теоретико-групповой подход, а заметим только, что обсуждение, приводимое в настоящей главе, можно легко переизложить на языке теории группы $SU(3)$.) *Вторая* важная причина, побуждающая принять новую систему фундаментальных объектов в теории элементарных частиц, — это имеющиеся экспериментальные данные по структуре нуклона. Если нуклоны действительно «состоят» из некоторых составных частей, то тогда именно последние нужно использовать в качестве блоков для построения всех других частиц.

В настоящем параграфе мы сгруппируем частицы в определенные семейства, используя представления, которые вводились на ранних стадиях исследований. Хотя эти концепции трудно подтвердить или опровергнуть прямыми экспериментами, тем не менее они очень полезны для понимания более формальных аспектов моделей элементарных частиц.

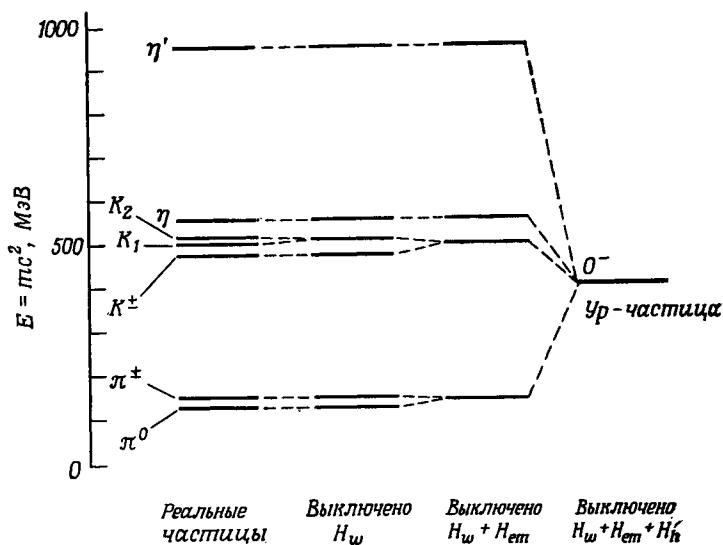
В § 2 и 5 гл. 8 мы уже говорили о нарушениях симметрии, возникающих при включении внешнего магнитного поля, а также вследствие наличия электромагнитных сил взаимодействия. Чтобы напомнить об этом читателю, мы повторим на фиг. 13.1 три разобранных там случая. Для протона два подуровня с магнитными квантовыми числами $M = \frac{1}{2}$ и $M = -\frac{1}{2}$ вырождены в отсутствие внешнего магнитного поля. При включении магнитного поля вырождение снимается; этим магнитным подуровням отвечают разные



Фиг. 13.1. Расщепление массовых (энергетических) уровней при наличии поля, снимающего вырождение. Магнитное поле можно выключить, и тогда два магнитных подуровня протона станут вырожденными. Электромагнитное взаимодействие можно выключить только в нашем воображении.

массы. Состояния подуровней соответствуют определенным значениям спина J и магнитного квантового числа M . В случае нуклона N и пиона π , разумеется, нельзя выключить электромагнитное взаимодействие, однако можно предположить, что если бы взаимодействие H_{em} отсутствовало, то тогда различные компоненты изоспинового мультиплета имели бы одну и ту же массу. Разные состояния частиц можно характеризовать квантовыми числами I и I_3 , т. е. значениями полного изоспина и его третьей компоненты. Все это мы уже подробно обсуждали раньше в гл. 8.

Теперь мы можем поставить следующий вопрос: Если бы можно было выключить некоторую часть адронного взаимодействия, привело бы это к дополнительным упрощениям? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим сейчас группы элементарных частиц с одинаковыми значениями спина и четности, массы которых лежат внутри разумного интервала значений. Для



Фиг. 13.2. Семейство 9 псевдоскалярных мезонов с массами, лежащими ниже 1 ГэВ. Слева указаны экспериментальные значения масс. При движении направо последовательно выключаются сначала слабое взаимодействие, затем электромагнитное взаимодействие и, наконец, часть адронного взаимодействия. На фигуре расстояния между уровнями, расщепляемыми взаимодействиями H_w и H_{em} , преувеличены. Положение уровня ур-частицы условно.

оценки величины этого интервала масс заметим, что расщепление масс частиц, происходящее вследствие электромагнитного взаимодействия, является величиной порядка нескольких МэВ, как это видно из фиг. 13.1. Поскольку адронное взаимодействие примерно в 100 раз сильнее электромагнитного, то можно ожидать, что расщепление масс для него имеет порядок нескольких сотен МэВ. Так как самый легкий адрон — это пион, то представляется разумным поискать сначала группу из коллежащих 0^- -бозонов. Как видно из табл. П.4, приведенной в приложении, имеется 9 элементарных частиц с массами, лежащими ниже 1 ГэВ: это — три пиона, два каона, два антикаона, частицы η и η' (или X^0). Все эти частицы изображены в левой части фиг. 13.2. На эксперименте вырожденными по массе оказываются только положительные и отрицательные компоненты изоспиновых мультиплетов K^\pm и π^\pm ; все остальные частицы обладают различными массами. Если выключить теперь слабое взаимодействие, то сразу же должно исчезнуть очень малое расщепление масс нейтральных каонов K^0 и \bar{K}^0 . Если, кроме того, выключить еще и электромагнитное взаимодействие H_{em} , то станут вырожден-

ными нейтральные и заряженные компоненты каждого изоспинового мультиплета. Предположим, наконец, что мы можем выключить также и часть адронных взаимодействий, тогда все девять псевдоскалярных мезонов станут вырожденными по массе. Назовем возникающее таким образом девятнадцатиурожденное псевдоскалярное состояние массового спектра частиц *ур-частицей*¹⁾. Масса ур-частицы определяется теми адронными взаимодействиями, которые остались еще не выключенными. Как видно из фиг. 13.2, ур-частица 0^- представляет собой семейство, состоящее из девяти различных элементарных частиц.

Подробное рассмотрение спектра масс элементарных частиц показывает, что в области значений масс, лежащих ниже 1 ГэВ, можно выделить еще три другие ур-частицы. Характеристики всех четырех получаемых таким образом ур-частиц приведены в табл. 13.1. Массы, или энергии покоя ур-

Таблица 13.1

Ур-частицы

Четыре самые низкорасположенные в спектре масс ур-частицы. Всего они включают в себя 36 элементарных частиц. Энергии покоя ур-частиц условно приняты равными средним значениям масс, входящих в них элементарных частиц

| Спин и четность $J\pi$ | Энергия покоя, ГэВ | Тип частицы | Компоненты мультиплета | Число компонент в мультиплете |
|---------------------------|-----------------------|-------------|----------------------------------|----------------------------------|
| 0^- | 0,4 | Бозон | $\pi K \bar{K} \eta \eta'$ | 9 |
| 1^- | 0,8 | Бозон | $\rho K^* \bar{K}^* \omega \phi$ | 9 |
| $\frac{1}{2}^+$ | 1,2 | Фермион | $N \Lambda \Sigma \Xi$ | 8 |
| $\frac{3}{2}^+$ | 1,4 | Фермион | $\Delta \Sigma^* \Xi^* \Omega$ | 10 |

частиц, конечно, не известны; совершенно условно мы положили их приблизительно равными средним значениям масс частиц соответствующих данной ур-частице. Анти-ур-частица бозонного типа совпадает с самой ур-частицей, в то время как в случае фермионов ур-частица и анти-ур-частица имеют противоположные значения барионного числа.

Теперь стоит задать следующий вопрос: является ли такое объединение элементарных частиц в группы, или семейства, просто игрой нашего воображения, или оно все же имеет какой-то смысл. Позволяет ли эта идея делать новые предсказания? Чтобы ответить на эти вопросы, а также чтобы придать рассматриваемой классификации частиц более строгую форму, мы расскажем теперь читателю о *кварках*.

¹⁾ Приставка «ур» в немецком языке означает «изначальный».

§ 2. КВАРКИ

Выше мы уже говорили, что все элементарные частицы можно построить из трех сакатонов, т. е. нейтрона, протона и Λ -частицы. В 1964 г. Гелл-Мани и независимо от него Цвейг предложили использовать другой барионный триплет, состоящий из трех гипотетических частиц с совершенно необычными свойствами [5, 6]. Гелл-Мани назвал свои частицы *кварками*, заимствуя это название из литературного произведения Джеймса Джойса «Поминки по Финнегану» [7]. Цвейг свои частицы решил назвать *асами*. Победил термин *кварк*. В настоящее время кварковая модель элементарных частиц объясняет очень многие свойства элементарных частиц, хотя, конечно, загадки все равно остаются.

Кварковая модель очень проста и дает хороший способ коррелировать между собой многие факты, известные в отношении адронов.

При введении в рассмотрение *кварков* мы должны ответить на следующие вопросы. Что может явиться простейшими строительными блоками, или кирпичиками, из которых можно построить элементарные частицы? Каковы квантовые числа частиц, являющихся строительными блоками, и сколько их требуется иметь? Разумеется, ответы, которые мы дадим на эти вопросы, произвольны, но, оказывается, другие способы приписывания квантовых чисел кваркам приводят практически к тем же физическим предсказаниям, что и выбранный нами. Важными предположениями кварковой модели являются следующие:

1. Кварки должны быть фермионами. Только из фермионов можно построить и фермионы, и бозоны.

2. По аналогии с первоначальной идеей Ферми — Янга предположим, что бозоны являются кварк-антикварковыми парами:

$$\text{бозон} = q\bar{q}. \quad (13.1)$$

Будем считать также, что любой фермион, не являющийся исходным кварком, должен состоять по меньшей мере из трех кварков:

$$\text{фермион} = qqq. \quad (13.2)$$

Не исключено, что в природе существуют частицы, составленные из большего числа кварков; например, бозоны, которые содержат по две пары кварков и антикварков $qq\bar{q}\bar{q}$, или фермионы, которые построены из пяти кварков $qq\bar{q}\bar{q}\bar{q}$. Мы ограничимся, однако, здесь рассмотрением только двух простейших систем $q\bar{q}$ и $qq\bar{q}$.

3. Для построения нестранных частиц с электрическими зарядами 0 и ± 1 требуется иметь по крайней мере два кварка. (Так как мы предполагаем, что кварки — фермионы, то, говоря о «двуих кварках», мы подразумеваем, что существуют также и два соответствующих им «антикварка»,

отличные от этих кварков.) Два несторанных кварка могли бы либо каждый по себе образовать изоспиновый синглет, либо быть компонентами одного изоспинового дублета. Следует считаться с тем, что из двух частиц с $I = 0$ невозможно построить мезон с $I = 1$, например пион. Мы считаем, что два несторанных кварка должны быть компонентами изоспинового дублета. Для построения странных мезонов и странных барионов требуется иметь по крайней мере один странный кварк. Наименьшее число кварков, необходимых для построения странных и несторанных адронов, таким образом, равно *трем*. Мы действительно убедимся далее, что трех кварков и трех антикварков достаточно для построения всех элементарных частиц.

Странный кварк только один, и поэтому он должен быть изоспиновым синглетом. Триплет кварков состоит, таким образом, из несторанного изоспинового дублета $I = \frac{1}{2}$ и из странных изоспинового синглета $I = 0$. Квантовые числа изоспина и странности трех кварков, входящих в триплет, соответствуют квантовым числам протона, нейтрона и Λ -частицы, и мы запишем соответствующие кварки в виде q_p , q_n и q_Λ . По соглашению, странность q_Λ принимается равной -1 , так же как и для частицы Λ^0 .

4. По аналогии с p , n и Λ^0 примем, что пространственно-временные квантовые числа J , π и A каждого из трех кварков одни и те же. Тогда, согласно (13.1) и (13.2), получим

$$A(q) = -A(\bar{q}) = \frac{1}{3}. \quad (13.3)$$

Поскольку кварки являются фермионами, то их спины должны быть полуцелыми. Для простоты выбирают наименьшее значение полуцелого спина и, кроме того, предполагают, что четность каждого кварка положительна:

$$J(q) = \frac{1}{2}, \quad \pi(q) = +1. \quad (13.4)$$

5. Допуская, что соотношение Гелл-Манна — Нишиджимы (8.30) справедливо и для кварков, найдем электрические заряды кварков¹⁾:

$$q(q_p) = \frac{2}{3}e, \quad q(q_n) = q(q_\Lambda) = -\frac{1}{3}e. \quad (13.5)$$

Квантовые числа трех кварков приведены в табл. 13.2. Весьма примечательными особенностями кварков являются *дробные* барионные числа и *дробные* электрические заряды. Эти свойства ставят кварки в уникальное положение среди других элементарных частиц. Если кварки когда-нибудь и будут обнаружены, то их, конечно, не спутают ни с какими другими частицами.

¹⁾ Однаковое обозначение q для электрического заряда и для кварка, надеемся, не приведет к путанице.

Таблица 13.2

Свойства夸克ов

| Кварк | Квантовые числа | | | | | | |
|-------------|-----------------|-------|-----|--------|-------|--------|--------|
| | J | A | S | Y | I | I_3 | q/e |
| q_p | $1/2$ | $1/3$ | 0 | $1/3$ | $1/2$ | $1/2$ | $2/3$ |
| q_n | $1/2$ | $1/3$ | 0 | $1/3$ | $1/2$ | $-1/2$ | $-1/3$ |
| q_λ | $1/2$ | $1/3$ | -1 | $-2/3$ | 0 | 0 | $-1/3$ |

Анализ квантовых чисел, приведенных в табл. 13.2, позволяет сделать некоторые, вполне определенные выводы:

1. Кварки не могут распадаться на известные частицы, поскольку такой распад нарушил бы законы сохранения барионного и электрического зарядов.

2. В результате слабых взаимодействий кварк может распадаться, но обязательно порождая при этом другой кварк. Типы возможных распадов определяются значениями масс отдельных кварков. Если, например, предположить, что странный кварк q_λ самый тяжелый, то вероятными схемами распада могут быть следующие:

$$q_\lambda \rightarrow q_p \pi^-, \quad q_p \pi^0, \quad q_p \gamma, \quad q_p e^- \bar{\nu} \text{ и т. д.} \quad (13.6)$$

Если считать, что массы кварков q_p и q_n не одинаковы, то более тяжелый кварк может превратиться в более легкий. Самый легкий кварк должен быть, однако, абсолютно стабильным.

§ 3. ОХОТА ЗА КВАРКАМИ

Существуют ли кварки в природе? С 1964 г. на поиски кварков были направлены значительные усилия многих экспериментальных групп во всем мире, однако до сих пор не получено никаких убедительных положительных результатов. Поиски трудны прежде всего потому, что не известны массы этих частиц. К счастью, однако, из-за того, что кварки имеют дробные заряды, их идентификация в достаточно точном эксперименте не представит особого труда.

В принципе кварки могут порождаться протонами с высокой энергией в реакциях типа



Пороги этих реакций определяются величинами масс m_q кварков, а размеры эффективных сечений — силами, действующими между адронами и кварками. Поскольку ни силы, ни массы кварков нам не известны, поиск их оказывается весьма неопределенным занятием.

Итак, кварки не найдены, и мы не знаем, потому ли, что они не существуют в природе, или потому, что их массы слишком велики, или же вследствие слишком малого сечения их рождения.

Высокие энергии, требуемые для рождения массивных кварков, можно получить на самых мощных имеющихся в мире ускорителях, в сталкивающихся пучках частиц с высокими энергиями или в космических лучах. Если кварки действительно существуют и если наш мир произошел в результате «большого взрыва», как это считается в настоящее время, то, вероятно, кварки рождались только на самых ранних стадиях образования Вселенной, когда температура была еще чрезвычайно высока, и теперь все вымерли. Возможно, однако, что некоторые из этих «реликтовых» кварков находятся все еще вокруг нас.

Итак, поиск кварков нужно вести на современных ускорителях или в космических лучах. Кроме того, так как по крайней мере один夸克 должен быть стабильным, они должны были бы накапливаться в земной коре, в метеоритах или в лунных породах. Кварки можно отличить от других частиц либо по их дробному заряду, либо по точному значению их массы. Если пытаться измерять массы кварков, то необходимо сделать дополнительное предположение об их существовании как стабильных частиц. Если в качестве характерного признака кварков использовать их заряды, то идея их поиска будет совсем проста. Формула (3.2) показывает, что потеря энергии частицей при прохождении ее в среде пропорциональна квадрату ее заряда. Ионизующая способность кварка с зарядом $e/3$ должна быть поэтому в 9 раз меньше, чем частицы с единичным зарядом, движущейся в среде с той же скоростью. Если частица летит в среде с релятивистской скоростью, то она создает приблизительно «минимальную ионизацию» (см. фиг. 3.5). Релятивистский夸克 с зарядом $e/3$, следовательно, должен был бы производить лишь $1/9$ часть «минимальной ионизации», и поэтому его след должен был бы выглядеть совсем иначе, чем след обычной заряженной элементарной частицы. Кварк с зарядом $2e/3$ создавал бы $4/9$ «стандартной ионизации».

Реальные эксперименты, основанные на этой идеи, оказываются чрезвычайно сложными, поскольку весьма трудно обнаружить слабые треки элементарных частиц. Мы не будем здесь обсуждать разнообразные проведенные в различных лабораториях эксперименты, потому что самые надежные из них дали отрицательные результаты [8, 9]. Если кварки действительно будут когда-либо найдены, то соответствующие эксперименты вызовут огромный интерес и они будут описаны подробнейшим образом во всех книгах.

§ 4. МЕЗОНЫ КАК СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ КВАРКОВ

Согласно (13.1), мезоны, по предположению, являются связанными состояниями пары «кварк — антискварк». Два кварка q_p и \bar{q}_n со спинами $1/2$, могут быть в одном из состояний: 1S_0 или 3S_1 , если считать, что их относительный орбитальный момент количества движения равен нулю¹⁾. Внутренняя четность фермион-антифермионной пары отрицательна, так что имеется две возможности:

$$\begin{array}{ll} ^1S_0 & J^\pi = 0^- \quad (\text{псевдоскалярный мезон}), \\ ^3S_1 & J^\pi = 1^- \quad (\text{векторный мезон}). \end{array}$$

Энергия связи этих связанных кварковых систем должна быть чрезвычайно большой. Ее можно вычислить по формуле

$$B = (2m_q - m_{\text{мезон}})c^2. \quad (13.8)$$

Наиболее надежные в настоящее время эксперименты указывают на то, что массы кварков должны быть больше $5 \text{ ГэВ}/c^2$, если кварки действительно существуют. Энергия связи, таким образом, должна быть величиной порядка 10 ГэВ .

Возможны следующие комбинации кварка q и антискварка \bar{q} :

$$\begin{array}{lll} q_p \bar{q}_p, & q_n \bar{q}_p, & q_\lambda \bar{q}_p, \\ q_p \bar{q}_n, & q_n \bar{q}_n, & q_\lambda \bar{q}_n, \\ q_p \bar{q}_\lambda, & q_n \bar{q}_\lambda, & q_\lambda \bar{q}_\lambda. \end{array} \quad (13.9)$$

Отсюда видим, что получается действительно 9 различных мезонов, в согласии с числом мезонов, приведенных в табл. 13.1. Однако в (13.9) кварковые комбинации не упорядочены по их квантовым числам, так что вовсе не очевидно, что они действительно соответствуют экспериментально наблюдаемым мезонам. В табл. 13.3 комбинации (13.9) расположены по-другому в соответствии со значениями гиперзаряда Y и составляющей изоспина I_3 . Необходимо использовать табл. 13.2, чтобы найти правильное место каждой комбинации. Состояния, приведенные в табл. 13.3, тогда можно будет сопоставлять с 9 псевдоскалярными и 9 векторными мезонами. Упорядочивая псевдо-

¹⁾ Здесь используются обычные спектроскопические обозначения: прописная буква указывает на значение орбитального момента количества движения, нижний индекс равен значению полного момента количества движения, а верхний индекс равен $2S + 1$, где S — спин. Таким образом, 3S_1 означает состояние с $l = 0$, $J = 1$, $S = 1$, $2S + 1 = 3$.

Таблица 13.3

Расположение кварковых комбинаций $q\bar{q}$ в соответствии со значениями гиперзаряда Y и составляющей изоспина I_3

| $I_3 = -1$ | $-\frac{1}{2}$ | 0 | $\frac{1}{2}$ | 1 |
|--|-----------------|--|-----------------------|-----------------|
| $Y = \begin{cases} 1 \\ 0 \\ -1 \end{cases}$ | $q_n \bar{q}_p$ | $q_n \bar{q}_\lambda$ $q_p \bar{q}_p, q_n \bar{q}_n, q_\lambda \bar{q}_\lambda$ | $q_p \bar{q}_\lambda$ | $q_p \bar{q}_n$ |

скалярные мезоны в такую же схему, как в табл. 13.3, получаем

$$\begin{array}{ll} K^0 & K^+ \\ \pi^- & \pi^0 \eta^0 \eta' \quad \pi^+, \\ K^- & \overline{K^0} \end{array} \quad (13.10)$$

а упорядочивая таким образом векторные мезоны, имеем

$$\begin{array}{ll} K^{*0} & K^{*+} \\ \rho^- & \rho^0 \omega^0 \phi^0 \quad \rho^+, \\ K^{*-} & \overline{K^{*0}} \end{array} \quad (13.11)$$

В обоих случаях приписывание состояний из табл. 13.3 6 мезонам, принадлежащим *внешнему кольцу*, проводится совершенно однозначно. Напротив, 3 состояния в центре имеют одинаковые квантовые числа Y и I_3 и их интерпретация неопределенна. Как связать состояния $q_p \bar{q}_p$, $q_n \bar{q}_n$ и $q_\lambda \bar{q}_\lambda$ с соответствующими мезонами с $Y = I_3 = 0$, мы точно не знаем. Поскольку любая линейная комбинация состояний $q_p \bar{q}_p$, $q_n \bar{q}_n$ и $q_\lambda \bar{q}_\lambda$ имеет в точности те же квантовые числа $Y = I_3 = 0$, то невозможно сопоставить какой-либо определенной комбинации кварков конкретный мезон. Нам требуется дополнительная информация о несторонних нейтральных мезонах, которая приводится в табл. 13.4. Из этой таблицы непосредственно видно, какова кварковая

Таблица 13.4

Несторонние нейтральные мезоны

| Мезон | $I (J^\pi)$ | Энергия покоя, МэВ | Мезон | $I (J^\pi)$ | Энергия покоя, МэВ |
|----------|-------------|--------------------|------------|-------------|--------------------|
| π^0 | 1 (0^-) | 135 | ρ^0 | 1 (1^-) | 770 |
| η^0 | 0 (0^-) | 549 | ω^0 | 0 (1^-) | 784 |
| η' | 0 (0^-) | 958 | ϕ^0 | 0 (1^-) | 1019 |

структурой нейтрального пиона и нейтрального ρ -мезона, поскольку эти две частицы являются членами изоспиновых триплетов. Помогает знание кваркового строения других членов данных изоспиновых триплетов. Рассмотрим, например, три ρ -мезона:

$$\rho^+ = q_p \bar{q}_n, \quad \rho_0 = ? \quad \rho^- = q_n \bar{q}_p.$$

Как видим, заряженные члены изоспинового триплета не содержат странного кварка q_λ , поэтому следует считать, что и нейтральный ρ -мезон, являясь членом этого триплета, также не должен содержать странного кварка. Из трех произведений, для которых $I_3 = 0$, $Y = 0$ (см. табл. 13.3), следует взять только первые два, и, следовательно, волновая функция нейтрального ρ -мезона должна иметь вид

$$\rho^0 = \alpha q_n \bar{q}_n + \beta q_p \bar{q}_p.$$

Из условий нормировки и симметрии следует

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1, \quad |\alpha| = |\beta|,$$

т. е.

$$\alpha = \pm \beta = \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

Если бы нам нужно было складывать моменты количества движения обычных частиц со спином $1/2$ так, чтобы получить систему со спином 1, то правильно выбрать знак в приведенной линейной комбинации было бы легко: она должна была бы быть собственной функцией J^2 с собственным значением $j(j+1)\hbar^2 = 2\hbar^2$. Отсюда сразу следует, что знак в линейной комбинации плюс [10]¹⁾. Однако сейчас у нас другая ситуация, так как мы имеем дело с парой «частица-античастица», вследствие чего надо взять знак минус. Мы не будем здесь останавливаться на объяснении причин выбора этого знака минус, поскольку он не влияет ни на какие экспериментально измеримые величины, которые мы здесь собираемся обсуждать. Итак, волновые функции трех ρ -мезонов, выраженные через образующие их кварки, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \rho^+ &= q_p \bar{q}_n, \\ \rho^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (q_n \bar{q}_n - q_p \bar{q}_p), \\ \rho^- &= q_n \bar{q}_p. \end{aligned} \tag{13.12}$$

Эти же самые комбинации кварков описывают и пионы. Разница между ρ -мезоном и пионом заключается в значении обычного спина: ρ -мезон является

¹⁾ См. также *Парк*, формула (6.43); *Мерцбахер*, формула (16.85).

векторным мезоном ($J^\pi = 1^-$), в то время как пион — псевдоскалярной частицей ($J^\pi = 0^-$). Остальные нейтральные мезоны мы рассмотрим в § 6 настоящей главы.

§ 5. БАРИОНЫ КАК СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ КВАРКОВ

Три кварка образуют *барион*. Так как кварки — фермионы, полная волновая функция трех夸克 должна быть антисимметричной, т. е. менять знак при перестановке двух夸克:

$$|q_1 q_2 q_3\rangle = - |q_2 q_1 q_3\rangle. \quad (13.13)$$

Для объяснения причины, почему волновая функция трех夸克 должна быть антисимметричной, следует несколько обобщить рассуждения, изложенные в гл. 8. Там, рассказав об изоспине, мы стали рассматривать протон и нейтрон как два состояния одной частицы — нуклона. Поэтому мы там потребовали, чтобы полная волновая функция двухнуклонной системы, включающая изоспиновую волновую функцию, была антисимметричной при перестановке двух нуклонов. Теперь при рассмотрении夸克 мы предполагаем, что они являются тремя состояниями одной и той же частицы, а потому также и здесь мы считаем, что требование (13.13) представляет собой математическую формулировку принципа запрета Паули.

Простейшая ситуация возникает тогда, когда три夸克 не обладают орбитальными моментами количества движения и имеют параллельные спины¹⁾. Возникающий при этом барион имеет спин $\frac{3}{2}$ и положительную четность. Как и в случае мезонов, следует найти квантовые числа различных комбинаций夸克ов. Рассмотрим, например,夸ковую комбинацию

$$q_p q_p q_p: \quad A = 1, \quad Y = 1, \quad I_3 = \frac{3}{2}, \quad q = 2e, \quad J^\pi = \left(\frac{3}{2}\right)^+.$$

Это суть как раз квантовые числа резонанса Δ^{++} , дважды заряженной компоненты резонанса $N_{3/2}^*(1236)$. Из трех夸克ов q_p , q_n и q_λ можно образовать 10 комбинаций, и для всех 10 существуют подходящие частицы. Комбинации夸克ов и соответствующие им барионы проиллюстрированы на фиг. 13.3, на которой справа указаны значения энергий покоя компонент изоспиновых мультиплетов. Поскольку всего имеется 10 частиц, все это построение назы-

¹⁾ Из равенства нулю полного орбитального момента количества движения вовсе не следует обращение в нуль орбитальных моментов количества движения夸ковых пар. Например, для трех тождественных夸克ов пространственная волновая функция должна быть антисимметричной. Примером антисимметричной пространственной волновой функции с полным орбитальным моментом количества движения $\hat{L} = 0$ является функция

$$\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = (r_{12}^2 - r_{13}^2)(r_{23}^2 - r_{21}^2)(r_{32}^2 - r_{31}^2) \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3),$$

где $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$ — симметричная функция, а $r_{ij} \equiv \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$.

| | | | | |
|----------|-------|---|--|--------------------|
| γ | | | | |
| | I_3 | $q_\lambda q_\lambda q_\lambda$ | Ω^- | 1675 МэВ |
| | | $q_p q_\lambda q_\lambda \quad q_n q_\lambda q_\lambda$ | $\Xi^{*0} \quad \Xi^{*-}$ | 1529 МэВ |
| | | $q_p q_p q_\lambda \quad q_p q_n q_\lambda \quad q_n q_n q_\lambda$ | $\Sigma^{*+} \quad \Sigma^{*0} \quad \Sigma^{*-}$ | 1383 МэВ |
| | | $q_p q_p q_p \quad q_p q_p q_n \quad q_p q_n q_n \quad q_n q_n q_n$ | $\Delta^{++} \quad \Delta^+ \quad \Delta^0 \quad \Delta^-$ | 1236 МэВ |

Фиг. 13.3. Кварки и $(\frac{3}{2})^+$ -декуплет частиц. Комбинации кварков и частицы изображены так, что вдоль координаты x откладывается I_3 , а вдоль y — гиперзаряд Y . Справа приведены значения энергий покоя.

вается « $(\frac{3}{2})^+$ -декуплетом». Аналогия с гравюрою М. С. Эшера «Небо и Вода I» на стр. 464 весьма впечатляющая, особенно если учесть, что существует также декуплет из античастиц.

Три фермиона со спинами $\frac{1}{2}$ можно связать в состояние со спином $\frac{1}{2}$ и положительной четностью. Как указано в табл. 13.1, в природе существует

| | | | | |
|---------------------------|---------------------------|--|--------------------|--------------------|
| $q_p q_\lambda q_\lambda$ | $q_n q_\lambda q_\lambda$ | Ξ^0 | Ξ^- | 1314 МэВ |
| $q_p q_n q_\lambda$ | | | | |
| $q_p q_p q_\lambda$ | $q_n q_n q_\lambda$ | $\Sigma^+ \quad \Sigma^0 \quad \Sigma^-$ | 1192 МэВ | |
| $q_p q_n q_\lambda$ | | Λ^0 | | 1115 МэВ |
| $q_p q_p q_n$ | $q_p q_n q_n$ | $p \quad \pi$ | | 939 МэВ |

Фиг. 13.4. $(\frac{1}{2})^+$ -барионный октет частиц и соответствующие комбинации кварков. Справа на фигуре приведены значения энергий покоя отдельных изоспиновых мультиплетов.

только 8 членов семейства $(\frac{1}{2})^+$. Эти 8 элементарных частиц и соответствующие им кварковые комбинации показаны на фиг. 13.4. При сопоставлении существующих частиц с комбинациями кварков, приведенными на фиг. 13.4, возникает два следующих вопроса:

- Почему «угловые» частицы $q_p q_p q_p$, $q_n q_n q_n$ и $q_\lambda q_\lambda q_\lambda$ имеются в $(\frac{3}{2})^+$ -декуплете, но отсутствуют в $(\frac{1}{2})^+$ -октете?
- Почему комбинация $q_p q_n q_\lambda$ дважды появляется в октете, но лишь один раз в декуплете?

На оба вопроса имеются совершенно четкие ответы:

1. Из трех тождественных фермионов нельзя образовать антисимметричного состояния со спином $1/2$ и нулевым моментом количества движения. (Попытайтесь-ка это сделать!) Существование «угловых частиц» в $(1/2)^+$ -октете, следовательно, запрещено принципом запрета Паули, т. е. требованием (13.13). Эти состояния действительно не обнаружены в природе.

2. Если обозначать стрелками значения z -компоненты спина каждого из кварков, то состояние с $L = 0$ и $J_z = +1/2$ можно образовать следующими тремя различными способами:

$$q_p \uparrow q_n \uparrow q_\lambda \downarrow, \quad q_p \uparrow q_n \downarrow q_\lambda \uparrow, \quad q_p \downarrow q_n \uparrow q_\lambda \uparrow. \quad (13.14)$$

Из этих трех состояний можно получить три разные линейные комбинации, ортогональные друг другу и обладающие определенным полным спином J . Две из этих трех комбинаций имеют спин $J = 1/2$, а одна имеет спин $J = 3/2$. Одна комбинация со спином $J = 3/2$ входит в декуплет, а две другие — в октет.

§ 6. МАССЫ АДРОНОВ

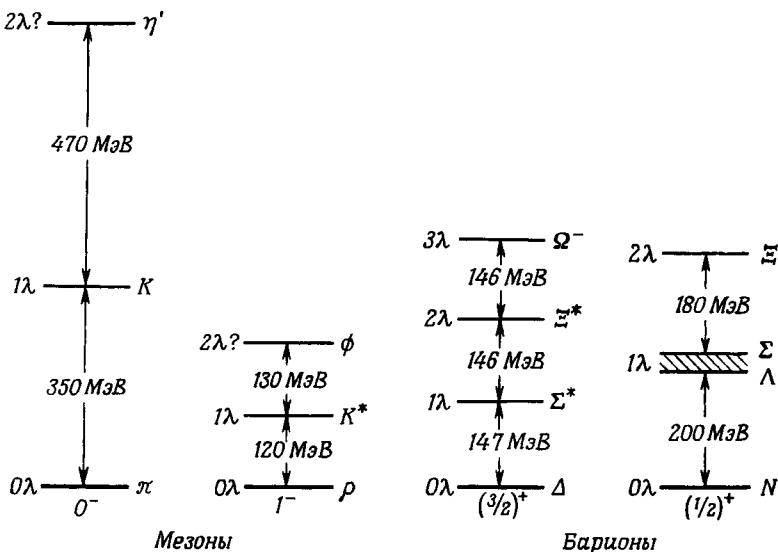
Если внимательно посмотреть, как массы адронов зависят от их *кварковой структуры*, то можно наблюдать замечательную закономерность. В двух последних параграфах мы приписали определенные кварковые комбинации практически всем адронам, которые входят в систему из четырех ур-частиц, перечисленных в табл. 13.1. Внимательное изучение значений масс различных элементарных частиц, включенных в рассмотрение, показывает, что масса адронной частицы в основном зависит от количества содержащихся в ней λ -кварков. На фиг. 13.5 приведены значения энергий покоя большинства частиц, а также для каждой частицы указано содержащееся в ней число странных кварков. Наблюдаемый спектр масс различных состояний, проиллюстрированный на фиг. 13.5, можно легко объяснить, если допустить, что нестранные кварки имеют равные массы, а странный кварк тяжелее нестранных на величину Δ :

$$\begin{aligned} m(q_p) &= m(q_n), \\ m(q_\lambda) &= m(q_p) + \Delta. \end{aligned} \quad (13.15)$$

Данные, приведенные на фиг. 13.5, показывают, что Δ имеет порядок величины нескольких сотен M_eV/c^2 . Тот факт, что наблюдаемые уровни не эквидистантны, не удивителен. Действительно, масса мезона, построенного из кварков q_1 и \bar{q}_2 , дается формулой

$$m = m(q_1) + m(\bar{q}_2) - \frac{B}{c^2}.$$

Конечно, нельзя надеяться, чтобы энергия связи B оказалась одной и той же для всех мезонов и всех барионов. Надо думать поэтому, что B зависит как



Фиг. 13.5. Энергии покоя частиц. Для каждого уровня указано число λ -кварков, содержащихся в соответствующей этому уровню частице.

от природы сил, действующих между кварками, так и от состояния, в котором находятся кварки. Таким образом, данные, приведенные на фиг. 13.5, дают лишь грубую оценку величин разностей масс Δ .

Указанные простые наблюдения в отношении спектра масс адронов непосредственно позволяют сделать ряд интересных выводов.

Первый вывод связан с предсказанием частицы Ω^- . Когда Гелл-Манн впервые ввел в теорию элементарных частиц странность, он предположил, что должна существовать частица со странностью, равной -3 , и назвал ее Ω^- -частицей. Несколько лет спустя он ввел группу SU(3) в физику элементарных частиц и предсказал массу частицы Ω^- [4]. Его предсказание можно очень легко понять, обратившись к фиг. 13.3. В свое время Гелл-Манн расположил так же, как на фиг. 13.3, все частицы, за исключением неизвестной в то время частицы Ω^- ; вершина пирамиды при этом оказалась недостроенной, и Гелл-Манн «достроил» ее логическим путем. Из фиг. 13.5 видно, что разности энергий между тремя нижними уровнями пирамиды составляют около 146 МэВ. Вследствие этого вершина пирамиды, как можно было ожидать, должна иметь высоту примерно на 146 МэВ большую, чем энергия покоя частицы Ξ^* ; именно в этой области и была найдена частица Ω^- ¹⁾.

¹⁾ По-видимому, впервые частицу Ω^- наблюдали в 1954 г. в экспериментах с космическими лучами [11]. Однако ее достоверное открытие относят к 1964 г. [12]. См. также [13].

Второй вывод относится к постулированным ур-частицам. Фиг. 13.5 дает основание считать, что гипотетическое расщепление масс различных уровней ур-частицы, наблюдаемое на первом этапе при движении справа налево на фиг. 13.2, связано с тем, что силы, действующие между странным и нестранным адронами, отличаются от сил, действующих между двумя странными или двумя нестранными адронами. Масса ур-частицы должна при этом определяться той частью адронных взаимодействий, которая не зависит от значений квантового числа странности частиц. Если даже и не делать этого предположения, то все равно в кварковой модели необходимо считать, что различные частицы, принадлежащие одному семейству, объединяемому в ур-частицу, имеют сходные адронные свойства. Если бы можно было выключить силы, приводящие к расщеплению, то все частицы слились бы в одно вырожденное состояние. *Унитарные мультиплеты*, приведенные в табл. 13.1, являются, следовательно, обобщением рассмотренных в гл. 8 изоспиновых мультиплетов.

Третий вывод касается обсуждаемой нами в § 4 настоящей главы проблемы нейтральных мезонов. Эта проблема была лишь частично нами решена. Формула (13.12) дает комбинацию кварков, составляющих нейтральный ρ -мезон. Однако нейтральным ω - и ϕ -мезонам мы не приписали никаких кварковых комбинаций. Из фиг. 13.5 следует, что нейтральный ϕ -мезон, лежащий по массе примерно на 130 МэВ выше K^* -мезона, должен содержать два странных кварка:

$$\phi^0 = q_\lambda \bar{q}_\lambda. \quad (13.16)$$

Используя (13.16), легко найти волновую функцию состояния нейтрального ω -мезона, положив ее равной

$$\omega^0 = c_1 q_p \bar{q}_p + c_2 q_n \bar{q}_n + c_3 q_\lambda \bar{q}_\lambda. \quad (13.17)$$

Состояние, представляющее собой нейтральный ω -мезон, должно быть ортогональным состояниям, представляющим собой нейтральные ρ - и ϕ -мезоны. Учитывая (13.16) и (13.12), для волновой функции нейтрального ω -мезона получаем выражение

$$\omega^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (q_p \bar{q}_p + q_n \bar{q}_n), \quad (13.18)$$

а следовательно, масса нейтрального ω -мезона должна удовлетворять соотношению

$$m_{\omega^0} \approx m_{\rho^0}. \quad (13.19)$$

Это наше предсказание очень хорошо согласуется с экспериментом.

§ 7. ЗАШНУРОВКА И ТРАЕКТОРИИ РЕДЖЕ

Даже если окажется, что кварки действительно существуют в природе и если они будут наконец обнаружены, а их свойства досконально изучены, все же при этом останется ряд нерешенных проблем. Необходимо будет ответить на следующие вопросы. Действительно ли кварки являются самыми изначальными строительными блоками, или кирпичиками, или они в свою очередь тоже состоят из других составных частей? Если они являются составными элементарными частицами, то будет ли продолжаться этот процесс дробления частиц до бесконечности? Если нет, то как оправдать и понять существование кварков? Один совершенно новый исключительно фундаментальный подход к этой проблеме был предложен Чю и Фраучи [14]. Они предположили, что все адроны в одинаковой степени являются фундаментальными и что каждый адрон «составлен» из всех остальных адронов, так что невозможно сказать, какой из них фундаментальный, а какой — составной. Гелл-Манн назвал этот подход Чю и Фраучи *ядерной демократией*. Считают, что такая модель должна приводить к определенным условиям самоогласования и что эти условия самоогласования должны быть такими, при которых значения масс всех адронов, а также значения всех соответствующих констант взаимодействия получаются только из требований самоогласования, или «зашнуровки»¹⁾.

Чтобы пояснить идею зашнуровки, представим воображаемый мир, который состоит только из одних пионов и ρ -мезонов. В этой книге мы уже несколько раз рассматривали ρ -мезон, в частности в § 3 гл. 5 и в § 7 гл. 10. Он является короткоживущей частицей, которая распадается на два пиона и которую можно считать резонансным состоянием двух пионов. В нашем гипотетическом мире ρ -мезон будет стабильным и будет обладать теми же квантовыми числами, что и настоящий ρ -мезон.

Предположим, что силы, действующие между двумя пионами, возникают исключительно вследствие обмена виртуальными ρ -мезонами, как это показано на фиг. 13.6, а. Эти силы взаимодействия грубо можно описать, вводя потенциал с постоянной глубиной V_0 и радиусом действия R_0 . Радиус R_0 дается, конечно, комптоновской длиной волны ρ -мезона:

$$R_0 = \frac{\hbar}{m_\rho c}.$$

Если потенциал V_0 , характеризуемый величиной константы связи g_ρ , является слабым, то ничего особенного не произойдет. Однако, если потенциал не очень

¹⁾ «Зашнуровку», по-видимому, впервые придумал барон Карл Фридрих Иероним фон Мюнхаузен (Оксфорд, 1786), который вытащил из болота себя и свою лошадь, ухватившись за шнурки на своих ботинках. Французы говорят, однако, что приоритет принадлежит барону де Краку.

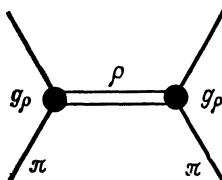
слабый, т. е.

$$V_0 R_0^2 \geqslant \frac{\pi^2 \hbar^2}{4 m_\pi},$$

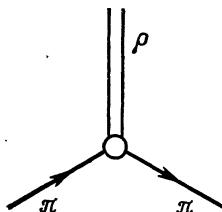
или

$$V_0 \geqslant \frac{\pi^2 \hbar^2}{4 m_\pi R_0^2} = \frac{\pi^2}{4} m_\rho c^2 \left(\frac{m_\rho}{m_\pi} \right),$$

то в прямоугольной яме с радиусом R_0 и глубиной V_0 появится связанное состояние. Подобным образом при достаточно большой величине константы связи g_ρ и при единичном относительном моменте количества движения



a



b

Фиг. 13.6. *a* — предполагается, что силы, действующие между двумя пионами, переносятся только ρ -мезонами; *b* — силы стали настолько велики, что два пиона образуют связанное состояние, соответствующее ρ -мезону.

появится резонансное состояние (при еще больших g_ρ оно станет связанным). Этот резонанс как раз и есть ρ -мезон, как это показано на фиг. 13.6, *b*. Пион-пионное взаимодействие, передаваемое виртуальными ρ -мезонами, «зашнуровывает» себя, образуя реальный ρ -мезон. Подробные вычисления показывают, что силы, возникающие при обмене ρ -мезонами, действительно имеют характер притяжения в состоянии $J = 1, I = 1$, а это состояние обладает в точности квантовыми числами ρ -мезона. В полной самосогласованной теории должны вычисляться величина константы взаимодействия, а также масса и ширина ρ -мезона.

Обобщить приведенные соображения на другие частицы настолько трудно и сложно, что нельзя даже сказать, является ли «зашнуровка» действительно новым способом рассмотрения элементарных частиц. Мы не будем поэтому дальше углубляться в этот сложный вопрос, а обратимся к другому аспекту той же самой проблемы, а именно к описанию частиц с помощью *траекторий Редже*.

При поисках идеальной «ядерной демократии» реджевские траектории играют важную роль. Мы кратко изложим здесь некоторые основные идеи и начнем с рассмотрения уровней энергии трехмерного гармонического осциллятора. В связи с тем что эти энергетические уровни нам понадобятся дальше в теории оболочечной модели ядра, описываемой в гл. 15, мы изучим гармонический осциллятор здесь более полно, чем это необходимо для целей настоящего параграфа¹⁾. Основные физические факты здесь достаточно прости, однако математические вычисления довольно-таки громоздки, и мы приведем лишь те из них, которые необходимы нам здесь и в гл. 15.

Частица, притягиваемая к фиксированному центру с силой, пропорциональной расстоянию r' от этого центра, имеет следующую потенциальную энергию:

$$V(r') = \frac{1}{2} \kappa r'^2. \quad (13.20)$$

Уравнение Шредингера для частицы, образующей *трехмерный гармонический осциллятор*, имеет вид

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{1}{2} \kappa r'^2 \right) \psi = 0. \quad (13.21)$$

Подставив в уравнение Шредингера (13.21)

$$\kappa = m\omega^2, \quad r' = \left(\frac{\hbar}{m\omega} \right)^{1/2} r, \quad E = \frac{1}{2} \hbar\omega\lambda, \quad (13.22)$$

получим

$$\nabla^2 \psi + (\lambda - r^2) \psi = 0. \quad (13.23)$$

Поскольку гармонический осциллятор сферически-симметричен, удобно записать уравнение Шредингера в сферических координатах r, θ, ϕ . В этих координатах оператор ∇^2 записывается следующим образом:

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2 \hbar^2} L^2, \quad (13.24)$$

где L^2 — оператор квадрата полного момента количества движения

$$L^2 = -\hbar^2 \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right]. \quad (13.25)$$

¹⁾ Одномерный гармонический осциллятор рассматривает, например, *Айсберг*, § 8.6. Решение задачи о трехмерном осцилляторе приведено в книге *Мессиа*, § 12.15, или с большими подробностями в книге [15], § 7.4.

Решение уравнения (13.23) надо искать в виде

$$\psi = R(r) Y_l^m(\theta, \varphi). \quad (13.26)$$

Здесь Y_l^m — сферические гармоники, приведенные в табл. П.8 в приложении к этой книге. Гармоники Y_l^m являются собственными функциями операторов L^2 и L_z [ср. с (5.7)]:

$$\begin{aligned} L^2 Y_l^m &= l(l+1) \hbar^2 Y_l^m, \\ L_z Y_l^m &= m \hbar Y_l^m. \end{aligned} \quad (13.27)$$

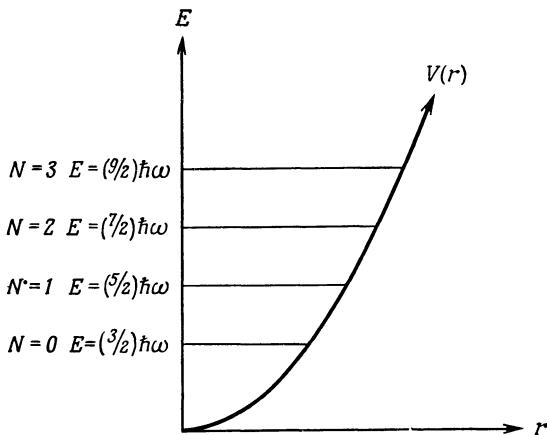
Радиальная волновая функция $R(r)$ удовлетворяет следующему уравнению:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left(\lambda - r^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) R = 0. \quad (13.28)$$

Это уравнение нетрудно решить ¹⁾, и результаты, представляющие для нас интерес, можно сформулировать следующим образом ²⁾. Уравнение (13.28) имеет допустимые решения лишь тогда, когда

$$E_N = \left(N + \frac{3}{2} \right) \hbar \omega, \quad (13.29)$$

где N — целое положительное число или нуль, $N = 0, 1, 2, \dots$. Потенциал трехмерного гармонического осциллятора и уровни энергии (13.29) для него показаны на фиг. 13.7. Полная волновая функция, соответствующая состоя-



Фиг. 13.7. Трехмерный гармонический осциллятор и его уровни энергии.

¹⁾ См. Мессиа и книгу [15].

²⁾ В литературе используются различные обозначения для квантовых чисел. Наши обозначения такие же, какие приняты в книге [16].

нию Nlm , дается формулой

$$\psi_{Nlm} = \left(\frac{2}{r} \right)^{1/2} \Lambda_k^{l+1/2}(r^2) Y_l^m(\theta, \varphi), \quad k = \frac{1}{2}(N - l), \quad (13.30)$$

где $\Lambda(r^2)$ — функции Лагерра. Они связаны с известными полиномами Лагерра $L_k^\alpha(r)$ формулой

$$\Lambda_k^\alpha(r^2) = \left[\Gamma(\alpha + 1) \binom{k+\alpha}{k} \right]^{-1/2} e^{-r^2/2} r^\alpha L_k^\alpha(r^2). \quad (13.31)$$

На первый взгляд все написанные выше формулы выглядят устрашающе. Однако это неважно, так как они очень хорошо изучены и описаны во многих руководствах по математической физике, например в книге [17] [§ 12.3, формула (12.3.37)]. Радиальные волновые функции для первых трех осцилляторных уровней ($N = 0, 1, 2$) изображены на фиг. 13.8.

Остановимся на выяснении физического смысла индексов N, l, m . Число N появилось в формуле (13.29); оно нумерует уровни энергии гармонического осциллятора. Из (13.27) следует, что l — квантовое число орбитального момента количества движения; оно принимает только значения $l \leq N$. Для данного значения l магнитное квантовое число m может принимать $2l + 1$ значений от $-l$ до $+l$. Четность состояния осциллятора нужно вычислять по формуле (9.10):

$$\pi = (-1)^l.$$

Существуют состояния гармонического осциллятора с положительной и отрицательной четностью. Для состояния с данным квантовым числом N возможны следующие значения орбитального момента количества движения:

$$\begin{aligned} N \text{ — четное:} \quad \pi \text{ — четное; } & \quad l = 0, 2, \dots, N, \\ N \text{ — нечетное:} \quad \pi \text{ — нечетное; } & \quad l = 1, 3, \dots, N. \end{aligned} \quad (13.32)$$

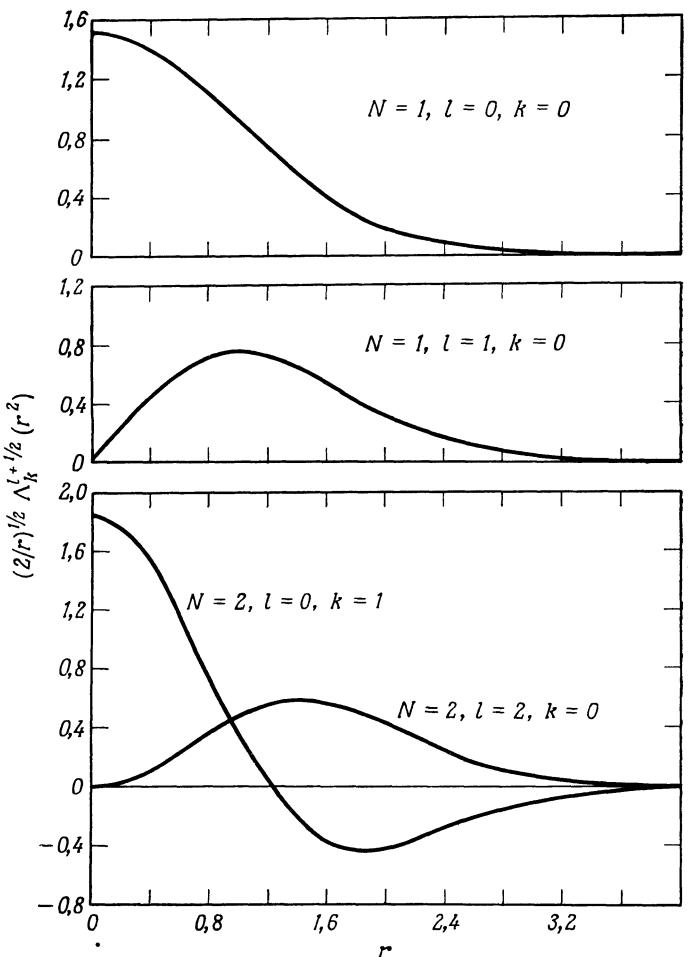
Кратность вырождения N -го уровня энергии можно подсчитать следующим образом. Возможные значения квантовых чисел момента количества движения определяются по формуле (13.32); каждое состояние с моментом количества движения l в свою очередь является $(2l + 1)$ -кратно вырожденным состоянием, так что для полной кратности вырождения имеем формулу

$$\text{кратность вырождения} = \frac{1}{2}(N + 1)(N + 2). \quad (13.33)$$

Радиальная волновая функция $R(r) = (2/r)^{1/2} \Lambda$ характеризуется квантовым числом n_r , равным числу ее «узлов», или нулей. При подсчете узлов принято не учитывать нуль функции при $r = 0$, но включать нуль при $r = \infty$. Тогда из рассмотрения примеров, приведенных на фиг. 13.8, легко заключить, что

$$n_r = 1 + k = 1 + \frac{1}{2}(N - l). \quad (13.34)$$

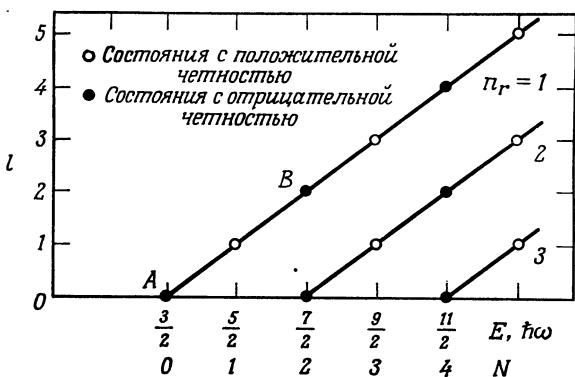
Это соотношение остается справедливым для всех радиальных функций $R(r)$.



Фиг. 13.8. Нормированные радиальные волновые функции $(2/r)^{1/2} \Lambda$ для трехмерного гармонического осциллятора. Расстояние r измерено в единицах $(\hbar/m\omega)^{1/2}$.

После всех этих долгих приготовлений вернемся к нашей основной цели — установим связь трехмерного гармонического осциллятора с моделью элементарных частиц. Любое состояние любой частицы можно характеризовать ее массой (энергией) и ее моментом количества движения. Для состояний гармонического осциллятора зависимость момента количества движе-

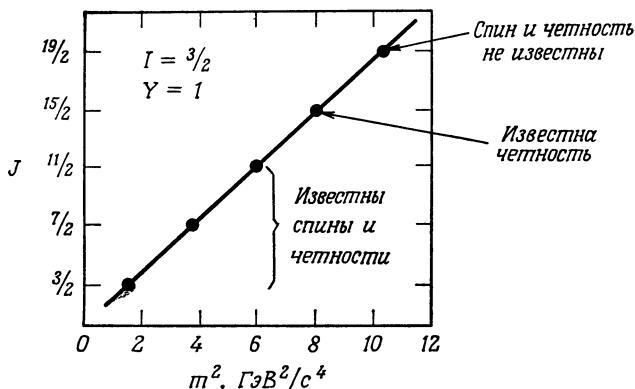
ния l от энергии показана на фиг. 13.9. Состояния, изображенные на фиг. 13.9, можно, конечно, упорядочить в определенные семейства, или группы, различными способами: можно объединить друг с другом состояния с равными значениями N , или равными l , или равными n_r . На фиг. 13.9 выбрана как раз последняя возможность, и в результате построен ряд прямолинейных траекторий, вдоль которых момент количества движения возрастает с увеличением энергии. То, что траектории оказались *прямолинейными*, является свойством гармонического осциллятора. Если взять другую форму потенциала, то траектории, вообще говоря, уже не будут более прямыми линиями,



Фиг. 13.9. Состояния трехмерного гармонического осциллятора, изображенные на плоскости «момент количества движения — энергия».

однако сами они и их общий вид сохраняются. Почему мы, однако, объединили уровни с равными числами n_r , а, например, не с равными l ? Дело в том, что квантовые числа n_r и l имеют совершенно разный физический смысл. В принципе мы можем взять некоторую квантовомеханическую систему и путем вращения сообщить ей разные значения момента количества движения, не изменяя при этом ее внутреннюю структуру. Квантовое число l характеризует поведение системы при поворотах в пространстве, и оно поэтому может быть названо *внешним квантовым числом*. Число нулей радиальной функции, напротив, является характерным свойством структуры состояния нашей системы, и n_r (так же, как и внутреннюю четность) можно назвать *внутренним квантовым числом*. Таким образом, состояния, лежащие на одной траектории, действительно имеют сходную структуру. Заметим, что можно провести дальнейшее подразделение частиц, попавших на данную траекторию: состояния с одинаковой четностью чередуются на ней с интервалами $\Delta l = 2$.

Поведение состояний гармонического осциллятора, представленное на фиг. 13.9, можно объяснить следующим образом. Можно считать, что все состояния гармонического осциллятора являются в равной степени фундаментальными, т. е. нет существенной разницы между основным и возбужденными состояниями, иначе говоря, нет какого-то одного состояния, которое можно было бы взять в качестве основного строительного блока и с помощью его построить все остальные состояния. Состояние B на фиг. 13.9 можно рассматривать просто как состояние A , обладающее лишь большим значением момента количества движения. Естественно возникает вопрос: А не будет ли



Фиг. 13.10. Гипероны с изоспином $3/2$, гиперзарядом 1 и с положительной четностью, изображенные на плоскости «спин — квадрат массы» (график Чью — Фраучи).

подобное поведение состояний характерным и для частиц, если на графике с осями «масса — спин» мы нанесем точки для частиц с одинаковыми внутренними квантовыми числами? Оказывается, что при этом действительно наблюдаются явно выраженные закономерности [18]; на фиг. 13.10 мы приводим один такой пример, а именно для гиперонов с изоспином $3/2$, гиперзарядом 1 и положительной четностью. Данный график особенно впечатляет — мы его построили в координатах «спин — квадрат массы частицы». При этом ясно видно, что действительно рассматриваемые частицы образуют семейство и очевидна аналогия с фиг. 3.9. Частицы с большими массами называются *реджесовскими аналогами* состояния с наименьшей массой на траектории. Так же как и в случае гармонического осциллятора, возникающую ситуацию для элементарных частиц интерпретируют следующим образом. Считают, что построенные графики подтверждают существование «субатомной демократии», т. е. предполагается, что все состояния в спектре масс элементарных частиц имеют равный статус и нет каких-либо выделенных состояний,

более фундаментальных, чем другие. Этим мы и закончим обсуждение моделей элементарных частиц, заметив в заключение, что «реджистика», т. е. наука (или искусство) о представлении частиц на плоскости комплексного момента количества движения, фактически лишь здесь и начинается.

§ 8. ПЕРСПЕКТИВЫ И ПРОБЛЕМЫ

Мы затронули лишь самый первый круг вопросов, связанных с моделями элементарных частиц. Если бы мы проводили более полное рассмотрение, то должны были бы не только определить комбинации夸арков для отдельных элементарных частиц, но также и обсудить свойства этих частиц, такие, как их способы распада или их формфакторы, а также обсудить рассеяние частиц друг на друге при высоких энергиях. При этом мы все более и более убеждались бы, что модель夸арков является очень удачной. Хотя она и не объясняет все имеющиеся в нашем распоряжении факты, тем не менее с ее помощью удается коррелировать результаты очень большого числа экспериментов в физике высоких энергий. Этот успех夸арковой модели, конечно, порождает ряд вопросов; некоторые из них довольно существенные, и мы приведем их здесь.

1. Действительно ли существуют夸арки в природе? Если да, то каковы их свойства и в каких взаимодействиях они участвуют? Если они до сих пор не найдены, то почему? Эти вопросы являются особенно интригующими для физиков-экспериментаторов, которым очень хотелось бы «потрогать»夸арки или хотя бы взглянуть на них. Физики-теоретики предъявляют менее жесткие требования. Они считают, что «теоретические»夸арки столь же важны, как и реальные, экспериментальные. Только эксперимент может дать ответы на поставленные вопросы. Если夸арки не будут открыты, то нужно будет все равно объяснить успехи夸арковой модели, исходя из каких-то других соображений.

2. В наших обсуждениях夸арковой модели мы сделали предположение, что бозон $= \bar{q}q$, а фермион $= \bar{q}qq$. Кроме того, мы рассматривали только состояния с орбитальным моментом количества движения $L = 0$. Почему эти допущения оказались столь успешными? Существуют ли состояния с $L \neq 0$? Существуют ли частицы с夸арковым составом

$$\text{бозон} = \bar{q}q\bar{q}\bar{q},$$

$$\text{фермион} = \bar{q}qq\bar{q}?$$

Если нет, то почему? Если да, то каковы свойства соответствующих элементарных частиц?

3. Свойства, о которых мы только что сказали, поднимают вопросы о характере взаимодействия, действующего между夸арками. Здесь имеется целый

ряд проблем. Одну из наиболее трудных можно сформулировать следующим образом. В § 5 настоящей главы уже отмечалось, что три тождественных кварка, например $q_1 q_2 q_3$, образуют адрон со спином $\frac{3}{2}$, а именно частицу Ω^- . Полный момент количества движения, по предположению, равен нулю, т. е. $L = 0$. Так как спиновое состояние кварков в частице Ω^- симметрично, пространственное состояние должно быть антисимметричным. Для большинства сил пространственная волновая функция низшего по энергии состояния симметрична (s -состояние), и, хотя в принципе легко построить антисимметричную пространственную волновую функцию, имеющую $L = 0$ [19], довольно трудно придумать силы взаимодействия, для которых состояние такого типа было бы основным. Вопрос о силах взаимодействия между кварками, и в частности о возможном существовании сильных трехчастичных сил взаимодействия, все еще не решен. Динамические уравнения, описывающие движение кварков в адронах, нам пока что не известны.

4. Существует ли альтернативный способ объяснить результаты, полученные на основании кварковой модели? Представляется, что ко многим из них можно прийти также и в рамках других теорий. Однако, пожалуй, кварковая модель — это единственная теория, в которой все эти результаты можно вывести наиболее просто, не прибегая к сложному языку, требующему серьезной предварительной подготовки. До сих пор почти всегда оказывалось, что элементарные частицы, существование которых теоретически постулировалось по достаточно веским причинам, рано или поздно появлялись в «зоопарке» реальных экспериментально обнаруженных элементарных частиц, даже если период времени между предсказанием и экспериментальным открытием был в некоторых случаях очень длительным. Мы можем надеяться, что работы, проводимые на ускорителе с накопительными кольцами в ЦЕРНе и в Национальной ускорительной лаборатории в Батавии, дадут ответы по крайней мере на некоторые вопросы, связанные с кварками.

5. Мы лишь вкратце коснулись вопросов, связанных с полюсами Редже. В этой области также существует огромное количество проблем, ждущих своего решения. Действительно ли полюсы Редже описывают все имеющиеся элементарные частицы? Окажется ли возможным в конечном счете объяснить в рамках подхода, основанного на идее «зашнуровки», всю физику адронов?

6. Все, чем мы занимались в данной главе, касалось адронов. Для лептонов вообще не существует никаких моделей, которые объясняли бы их свойства. Попытка ввести лептонные кварки, или *лептокварки*, не увенчалась успехом, и все еще не ясно, коррелируют ли вообще свойства лептонов и адронов. Неизвестно также, являются ли известные в настоящее время лептоны единственными существующими, или существуют лептоны более тяжелые, чем мюон.

7. Какое отношение имеют кварки к *партонам*? Поскольку не установлено существование ни тех, ни других гипотетических частиц, вопрос этот в какой-то степени преждевремен. Если один или сразу оба гипотетических объекта

будут найдены в природе, ответить на поставленный вопрос будет, несомненно, легче. Если они не будут обнаружены, то все равно соответствующие эксперименты надо будет объяснить с каких-то единых позиций.

§ 9. ЛИТЕРАТУРА

В статьях [20, 21] читатель найдет очень простое и легко читаемое введение в теорию кварковой модели.

На значительно более серьезном уровне кварковая модель рассматривается в книгах Фелда [22], Коккедэ [23] и Лихтенберга [24].

Самые последние полученные результаты обсуждаются в обзоре Морпурго [25]. В этом обзоре приведен полный список литературы, включающий ссылки как на теоретические, так и на экспериментальные работы.

Унитарная симметрия тесно связана с кварковой моделью. Хорошим первым введением к ее изучению является книга Липкина [26].

Оригинальные работы по теории унитарной симметрии собраны в книге Гелл-Манна и Неемана [4].

Нам не известно ни одной популярной статьи, вводящей в теорию полюсов Редже. Изложение на строгом научном уровне можно найти в большом количестве книг и обзорных статей. Сравнительно легко читать книги [27, 28].

Список литературы и краткое изложение экспериментальных данных можно найти в книгах [18, 29].

«Зашнуровка» рассматривается Чью [1,30].

ЗАДАЧИ

13.1. Сделайте предположение, что нестабильные кварки q_p и q_n стабильны. Опишите их судьбу при попадании в твердое тело. Какова будет в конечном счете судьба каждого из них и где, по вашему мнению, они остановятся?

13.2. Опишите возможные способы поиска кварков в экспериментах на ускорителях. Как отличить кварки от других частиц? Что ограничивает значения масс кварков, которые можно найти таким путем?

13.3. Можно ли наблюдать кварки в экспериментах типа эксперимента Милликена с масляными каплями? Оцените нижний предел концентрации кварков, при которой их еще можно заметить в обычных экспериментах с масляными каплями. Как можно усовершенствовать эти эксперименты?

13.4. Используйте кварковую модель для вычисления отношения магнитного момента протона к магнитному моменту нейтрона.

13.5. Используйте модель простой потенциальной ямы (с радиусом, получаемым при учете обменов только векторными мезонами), чтобы убедиться в приемлемости нерелятивистского рассмотрения кварков в простой кварковой модели.

13.6. Покажите, что из трех тождественных кварков можно образовать лишь одно барионное состояние с $L = 0$; проверьте, что это состояние соответствует частице со спином $3/2$.

13.7.

а. Докажите, что квадрат суммы двух операторов моментов количества движения

J и J' можно записать в виде

$$(J+J')^2 = J^2 + J'^2 + 2J \cdot J' = \\ = J^2 + J'^2 + 2J_z J'_z + J_+ J'_- + J_- J'_+$$

где

$$J_{\pm} = J_x \pm iJ_y, \quad J'_{\pm} = J'_x \pm iJ'_y;$$

это повышающий и понижающий операторы количества движения, которые действуют согласно формулам (8.27).

б. Рассмотрите два кварковых состояния:

$$|\alpha\rangle = |q_p \uparrow\rangle |q_n \downarrow\rangle, \\ |\beta\rangle = |q_p \downarrow\rangle |q_n \uparrow\rangle,$$

где, например, $|q_p \uparrow\rangle$ означает p -кварк со спином, направленным «вверх», ($J_z = +\frac{1}{2}$), а $|q_n \downarrow\rangle$ означает n -кварк со спином, направленным «вниз» ($J_z = -\frac{1}{2}$). Используйте результаты задачи «а» и найдите линейные комбинации состояний $|\alpha\rangle$ и $|\beta\rangle$, отвечающие значениям квантового числа полного момента количества движения двух夸克ов $J_{\text{полн}} = 1$ и $J_{\text{полн}} = 0$.

13.8. Убедитесь в правильности формул (13.18) и (13.19). Почему состояния различных частиц должны быть ортогональны друг другу?

13.9. Повторите рассуждения, приводящие к формуле (13.19), в случае нейтральных псевдоскалярных мезонов. Попытайтесь найти возможное объяснение, почему согласие с экспериментом, будет значительно менее удовлетворительное, чем в случае векторных мезонов.

13.10. Вместо того, чтобы приписывать夸克ам квантовые числа, как в табл. 13.2, можно приписать им квантовые числа следующим образом (см. [3]):

| J | A | S | I | I_3 |
|--------------|---------------|-----|-----|---------------|
| q'_p | $\frac{1}{2}$ | 1 | 0 | $\frac{1}{2}$ |
| q'_n | $\frac{1}{2}$ | 1 | 0 | $\frac{1}{2}$ |
| q'_λ | $\frac{1}{2}$ | 1 | -1 | 0 |

а. Каковы в этом случае значения величин q/e и Y для каждого кварка?

б. Убедитесь, что, как прежде, мезоны должны браться в виде $q'q'$, но барионы надо строить по схеме $q'q'q'$, где q' — антикварк. Можно ли работать с таким набором квантовых чисел для кварков? Укажите трудности, с которыми при этом придется столкнуться.

в. Почему не используется последняя кварковая модель?

13.11. Если когда-либо будут обнаружены реальные кварки в природе, то как можно будет удержать их в экспериментальной установке? Для каких целей их можно будет использовать?

13.12.

а. Покажите, что при использовании «нормальной» кварковой конфигурации для бозонов, т. е. конфигурации $B = q\bar{q}$, должна удовлетворяться условия:

$$|S| \leq 1, \quad |I| \leq 1, \quad \left| \frac{q}{e} \right| \leq 1.$$

б. Обнаружены ли экспериментально «экзотические» мезоны, т. е. мезоны, не удовлетворяющие этим условиям?

13.13. Выведите уравнение (13.23) из уравнения (13.21).

13.14. Покажите, что оператор L^2 [см. (13.25)] действительно является оператором квадрата орбитального момента количества движения.

13.15. Покажите, что радиальная функция $R(r)$ действительно удовлетворяет уравнению (13.28).

13.16. Докажите формулу (13.33).

13.17. Постройте график, аналогичный приведенному на фиг. 13.9, для уровней энергии атома водорода.

13.18. Найдите по таблице элементарных частиц еще два примера реджевских траекторий (см. фиг. 13.10) и сравните друг с другом наклоны траекторий.

Цитированная литература

1. Chew G. F., *The Analytic S Matrix*, Benjamin, Reading, Mass., 1966. (Имеется перевод: Дж. Чью, Аналитическая теория *S*-матрицы, «Мир», М., 1968.)
2. Fermi E., Yang C. N., *Phys. Rev.*, **76**, 1739 (1949).
3. Sakata S., *Progr. Theor. Phys.*, **16**, 636 (1956).
4. Gell-Mann M., Neeman Y., *The Eightfold Way*, Benjamin, Reading, Mass., 1964.
5. Gell-Mann M., *Phys. Lett.*, **8**, 214 (1964).
6. Zweig G., CERN Rep., 8182/Th. 401 (1964), не опубликовано.
7. Joyce J., *Finnegan's Wake*, Viking, New York, 1939, p. 383.
8. Jones L. W., в книге: *Symmetries and Quark Models*, ed. R. Chand, Gordon and Breach, New York, 1970.
9. Morpurgo G., в книге: *Subnuclear Phenomena*, 1969, Intern. Sch. of Physics «Ettore Majorana», ed. A. Zichichi, Acad. Press, New York, 1970, p. 640.
10. Baym G., *Lectures in Quantum Mechanics*, Benjamin, Reading, Mass., 1969, ch. 15.
11. Eisenberg Y., *Phys. Rev.*, **96**, 541 (1954).
12. Barnes et al., *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 204 (1964).
13. Fowler W. P., Samios N. P., *Sci. Amer.*, **211**, 36 (April 1964).
14. Chew G. F., Frautschi S. C., *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 394 (1961).
15. Powell J. L., Crasemann B., *Quantum Mechanics*, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1961, sect. 7.4.
16. Bohr A., Mottelson B. R., *Nuclear Structure*, Vol. 1, Benjamin, Reading, Mass., 1969, p. 220. (Имеется перевод: О. Бор, Б. Моттельсон, Структура атомного ядра, «Мир», М., 1971.)
17. Morse P. M., Feshbach H., *Methods of Theoretical Physics*, McGraw-Hill, New York, 1953, sect. 12.3, eq. (12.3.37). (Имеется перевод: П. М. Морс, Г. Фешбах, Методы теоретической физики, т. 1, 2, ИЛ, 1958—1959.)
18. Barger V. D., Cline D. B., *Phenomenological Theories of High Energy Scattering, An Experimental Evaluation*, Benjamin, Reading, Mass., 1969.
19. Dalitz R. H., в книге: *High Energy Physics*, Ecole d'Eté de Physique Théorique, eds. C. De Witt and M. Jacob, Les Houches, 1965, Gordon and Breach, New York, 1965.
20. Зельдович Я. Б., УФН, **8**, 489 (1965).
21. Brown L., *Phys. Today*, **19**, 44 (February 1966).
22. Feld B. T., *Models of Elementary Particles*, Ginn/Blaisdell, Waltham, Mass., 1969. (Имеется перевод: Б. Фельд, Модели элементарных частиц, «Мир», М., 1971.)
23. Kokkedee J. J., *The Quark Model*, Benjamin, Reading, Mass., 1969. (Имеется перевод: Я. Коккедэ, Теория夸克ов, «Мир», М., 1971.)
24. Lichtenberg D. B., *Unitary Symmetry and Elementary Particles*, Acad. Press, New York, 1970.
25. Morpurgo G., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **20**, 105 (1970).
26. Lipkin H. J., *Lie Groups for Pedestrians*, North-Holland, Amsterdam, 1965.
27. Eden R. J., *High Energy Collisions of Elementary Particles*, Cambridge University Press, Cambridge, 1967.
28. Omnès R., Froissart M., *Mandelstam Theory and Regge Poles, An Introduction for Experimentalists*, Benjamin, Reading, Mass., 1963.
29. Ширков Д. Б., УФН, **13**, 599 (1971).
30. Chew G. F., *Phys. Rev.*, **D4**, 2330 (1971).

14

МОДЕЛЬ ЖИДКОЙ КАПЛИ И МОДЕЛЬ ФЕРМИ-ГАЗА

Как мы говорили в гл. 12, теорию ядерных сил нельзя считать завершенной, так как в ней остаются неясности даже в энергетической области ниже 350 МэВ. Более того, используя лучшие из известных теорий ядерных сил, мы можем выполнить *ab initio* численные расчеты величин, характеризующих ядра, но эти расчеты чрезвычайно трудны, и для них требуются самые лучшие электронные вычислительные машины. Ядерные силы необычайно сложны, а сами ядра представляют собой системы, состоящие из большого числа взаимодействующих нуклонов. Вследствие всего этого приходится для многих задач ядерной физики использовать простые способы рассмотрения и специальные модели ядра, а также максимально упрощать ядерные силы.

Модели ядра разделяются, вообще говоря, на два типа: модели независимых нуклонов (МНН), в которых нуклоны в нулевом приближении считаются движущимися независимо друг от друга в некотором общем для всех нуклонов потенциальном поле ядра, и модели с сильным взаимодействием нуклонов (МСВ), иначе говоря, коллективные, в которых предполагается, что нуклоны сильно взаимодействуют друг с другом. Простейшая МСВ — это модель жидкой капли; простейшая МНН — это модель ферми-газа. Обе рассматриваются в настоящей главе. В гл. 15 и 16 мы опишем оболочечную модель ядра (пример модели независимых частиц), в которой нуклоны движутся практически независимо друг от друга в статическом сферическом потенциальном поле, определяемом известным распределением плотности нуклонов в ядре, и коллективную модель ядра (пример модели с сильным взаимодействием), в которой учитываются коллективные движения нуклонов. Имеется еще так называемая объединенная модель ядра, в которой комбинируются сильные стороны как оболочечной модели, так и коллективной модели: предполагается, что нуклоны движутся практически независимо

один от другого в некотором общем, медленно меняющемся, несферическом потенциальном поле, но в отличие от оболочечной модели рассматриваются возбужденные состояния как индивидуальных нуклонов, так и всего ядра в целом.

§ 1. МОДЕЛЬ ЖИДКОЙ КАПЛИ

Один из наиболее поразительных фактов из экспериментальной ядерной физики заключается в том, что плотность массы в ядре приближенно постоянна для различных ядер: объем ядра пропорционален числу A нуклонов в нем. Подобный факт хорошо известен для обычных жидкостей, и, вероятно, поэтому одной из самых ранних моделей ядра, предложенной Бором [1] и фон Вейцекером [2], стала модель *жидкой капли*; в ней ядра рассматривались как практически несжимаемые капли жидкости чрезвычайно большой массовой плотности. Модель жидкой капли позволила понять характер зависимости энергии связи ядра от атомного номера, а также дала наглядную физическую картину процесса деления ядра. Ниже в этом параграфе мы расскажем читателю об основных положениях модели жидкой капли.

В § 3 гл. 5 мы рассказывали, как экспериментально измеряются массы ядер, а в § 4 гл. 5 мы кратко обсудили некоторые важнейшие физические величины, характеризующие основные состояния ядер. В частности, на фиг. 5.20 было показано расположение стабильных ядер на диаграмме NZ . Вернемся теперь к рассмотрению масс ядер, но расскажем читателю о них более подробно, чем это было сделано в гл. 5. Рассмотрим ядро, составленное из A нуклонов, точнее из Z протонов и N нейтронов. Полная масса этого ядра будет немного меньше суммы масс всех его составляющих нуклонов, так как имеется энергия связи B , которая удерживает нуклоны в ядре. Для связанных состояний энергия связи B положительна и равна той энергии, которую надо затратить, чтобы разделить ядро на отдельные нейтроны и протоны. Энергия связи B дается формулой

$$\frac{B}{c^2} = Zm_p + Nm_n - m_{\text{яд}}(Z, N), \quad (14.1)$$

где $m_{\text{яд}}(Z, N)$ — масса данного ядра, имеющего Z протонов и N нейтронов. Обычно в научной литературе рассматривают не массы ядер, а массы атомов. Масса атома включает в себя, кроме массы ядра, также и массу всех атомных электронов. В качестве единицы массы атома берут $^{1/12}$ массы атома углерода ^{12}C ; она просто называется массовой единицей и сокращенно обозначается u . Единицу u можно выразить в единицах МэВ и г:

$$1u = 931,481 \text{ МэВ} = 1,66043 \cdot 10^{-24} \text{ г.} \quad (14.2)$$

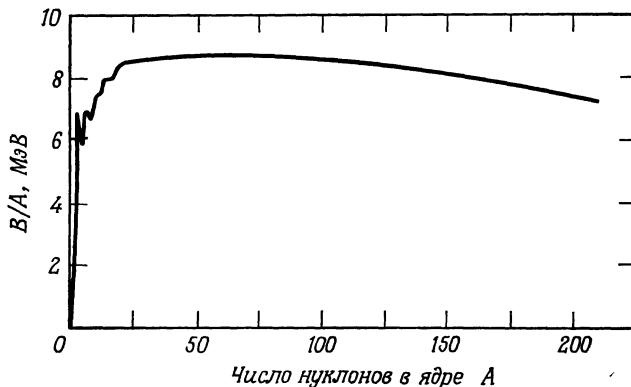
Используя массу атома $m(Z, N)$, энергию связи можно представить формулой

$$\frac{B}{c^2} = Zm_H + Nm_n - m(Z, N), \quad (14.3)$$

причем очень малым добавком к массе, обусловленным эффектами связывания электронов в атоме, мы здесь пренебрегаем; m_H — масса атома водорода. Разность между энергией покоя атома $m(Z, N)c^2$ и произведением числа нуклонов A на c^2 называется *дефектом массы* (или *избытком массы*):

$$\Delta = m(Z, N)c^2 - Au. \quad (14.4)$$

Экспериментальные значения дефектов массы для различных ядер приведены в данной книге в табл. П.6 в приложении. Сравнивая (14.3) и (14.4), видим,



Фиг. 14.1. Энергия связи в расчете на один нуклон для разных ядер.

что величины $-\Delta$ и B по существу описывают одну и ту же величину, хотя они и отличаются на некоторую очень малую энергию. В таблицах обычно приводят значения Δ , так как именно эту величину непосредственно измеряют в масс-спектрометрических экспериментах. Зависимость средней энергии связи в расчете на один нуклон (т. е. величины B/A) от числа нуклонов A показана на фиг. 14.1. Эта кривая имеет ряд интересных особенностей.

1. Почти для всех стабильных ядер величина B/A приближенно постоянна и имеет значение порядка 8—9 МэВ. Это постоянство — другое выражение эффекта насыщения ядерных сил, о котором мы рассказывали читателю в § 5 гл. 12. Если бы все нуклоны внутри каждого ядра собрались вместе в очень малом объеме, имеющем размеры радиуса действия ядерных сил, то энергия связи ядра должна была бы возрастать пропорционально числу связей, т. е. пропорционально A^2 . Тогда следовало бы ожидать линейного

роста B/A с увеличением A , но он на самом деле не наблюдается, как это видно из фиг. 14.1.

2. Величина B/A достигает максимума примерно для ядра железа ($A \approx \approx 60$). При отходе от максимума она очень медленно спадает при больших A и быстрее при малых A . Такой характер поведения кривой позволяет легко понять основные способы получения ядерной энергии. Если ядро, например, с числом нуклонов $A = 240$ разделится на два осколка с числами нуклонов $A \approx 120$, то суммарная энергия связи обоих осколков будет больше, чем энергия связи исходного ядра, т. е. энергия будет высвобождаться. Такой процесс отвечает за получение энергии при реакции деления ядер. С другой стороны, если два легких ядра сольются вместе, то энергия связи слившегося ядра будет больше, чем сумма энергий связи двух исходных ядер, и энергия снова будет высвобождаться. Это как раз та энергия, которая получается в реакции ядерного слияния.

Регулярность и постоянство кривой зависимости энергии связи B/A от числа нуклонов A наводят на мысль, что должна существовать простая формула для массы ядер. Первую такую полуэмпирическую формулу предложил Вейцзекер, который заметил, что постоянство средней энергии связи в расчете на один нуклон и постоянство плотности массы ядра непосредственно приводит к модели ядра в виде жидкой капли [2]. Основное, что должна учитывать любая массовая формула, — это тенденцию к выходу на постоянное значение энергии B/A при $A \geq 50$. Другими словами, энергия связи, приходящаяся на одну частицу, для бесконечно большого ядра, не имеющего поверхности, должна была бы иметь некоторое вполне определенное значение a_v — энергию связи так называемой ядерной материи или ядерного вещества. Так как ядро содержит A нуклонов, объемный вклад E_v в энергию связи ядра определяется формулой

$$E_v = +a_v A. \quad (14.5)$$

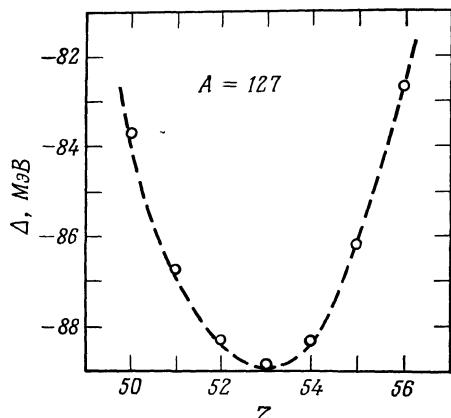
Нуклоны, располагающиеся на *поверхности* ядра, имеют меньшее число связей с другими нуклонами, чем внутренние нуклоны, и поэтому для любого реального ядра конечных размеров нужно учитывать дополнительный, поверхностный вклад E_s в полную энергию, который пропорционален величине поверхности ядра и уменьшает полную энергию связи ядра:

$$E_s = -a_s A^{2/3}. \quad (14.6)$$

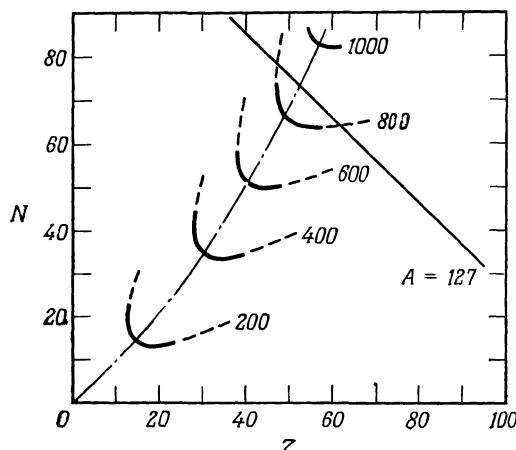
Объемное и поверхностное слагаемые — это все, что можно извлечь из модели жидкой капли. Если учесть только эти два слагаемых в массовой формуле, то все изобарные ядра окажутся абсолютно устойчивыми независимо от значений N и Z . Из фиг. 5.20 видно, однако, что стабильными будут только ядра, попадающие в сравнительно узкую полосу стабильности на диаграмме NZ . Для легких ядер устойчивыми являются изобарные ядра с равным числом протонов и нейтронов ($N = Z$, или $A = 2Z$); для тяжелых ядер устойчивыми

изобарными ядрами будут ядра, для которых $N > Z$. Эту особенность диаграммы NZ легко учесть, если включить в массовую формулу еще два дополнительных слагаемых: *симметрийную энергию* и *кулоновскую энергию*.

Слагаемое, отвечающее *кулоновской энергии*, возникает потому, что между двумя протонами действуют кулоновские электрические силы отталкивания.



Фиг. 14.2. Зависимость дефекта массы Δ от Z для изобарных ядер с $A = 127$.



Фиг. 14.3. Контурная карта энергий связи B на диаграмме NZ . Четко прослеживается *энергетическая долина*; она имеет форму каньона. Числа на контурных линиях указывают значения энергии связи в единицах МэВ.

Эта кулоновская энергия благоприятствует появлению стабильных изобарных ядер с избытком нейтронов. Действительно, предположим ради простоты, что протоны однородно распределены по объему ядра, имеющего форму шара с радиусом $R = R_0 A^{1/3}$; тогда, согласно (8.37), кулоновская энергия для этого ядра будет равна

$$E_c = -a_c Z^2 A^{-1/3}; \quad (14.7)$$

она тем меньше по абсолютной величине, чем меньше Z .

Экспериментальный факт, свидетельствующий о том, что стабильными являются не просто ядра с избытком нейтронов, а ядра, заключенные в узкой полосе на диаграмме NZ (см. фиг. 5.20), можно объяснить, только добавляя в массовую формулу еще одно слагаемое — *симметрийную энергию*. *Симметрийную энергию* лучше всего проиллюстрировать на кривой зависимости дефекта массы Δ от Z , построенной для всех изобарных ядер, характеризуемых определенным значением A . На фиг. 14.2 приведена, например, кривая

для изобарных ядер с $A = 127$. Она похожа на кривую, получаемую при поперечном сечении глубокой долины; изобарное ядро, находящееся на самом дне долины,— это единственное стабильное ядро; ядра, располагающиеся на склонах долины, нестабильны, и они как бы «скатываются» на ее дно, распадаясь, как правило, с испусканием электрона или позитрона. Изображенные на фиг. 14.2 изобарные ядра с $A = 127$ никоим образом не исключительные. Как это легко видеть из данных, приведенных в табл. П.6 в приложении, дефекты масс для остальных групп изобарных ядер тоже располагаются на кривых, которые напоминают поперечные сечения долин. Так что диаграмму NZ на фиг. 5.20 лучше изменить, добавив к ней информацию о третьем измерении: об энергии связи или дефекте массы. Такую измененную диаграмму мы приводим на фиг. 14.3; она походит на топографическую карту; на ней изображены контурные линии для различных значений энергии связи на диаграмме NZ . Фиг. 14.2 — это поперечное сечение долины дефектов масс вдоль прямой, показанной на фиг. 14.3. Края «долины стабильности» очень отвесны, и поэтому, к сожалению, экспериментально невозможно исследовать долину «доверху», так как для этого надо экспериментально исследовать очень короткоживущие ядра. Края долины приближенно показаны на фиг. 14.3 пунктирными контурными линиями; они указывают границы области, в которой в настоящее время оказывается возможным экспериментальное исследование ядер.

Симметрийная энергия возникает по той причине, что вследствие принципа запрета Паули ядра, в которых нуклонов одного типа больше, чем другого, имеют намного меньшую энергию связи, чем ядра с одинаковым числом протонов и нейтронов. В следующем параграфе мы выведем приближенную формулу для симметрийной энергии; она имеет вид

$$E_{sym} = -a_{sym} \frac{(Z-N)^2}{A}. \quad (14.8)$$

Собирая вместе все перечисленные слагаемые для энергии связи ядра (Z, N), получаем следующую окончательную массовую формулу Бете — Вейцзекера:

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_{sym} (Z - N)^2 A^{-1} - a_c Z^2 A^{-1/3}. \quad (14.9)$$

Из нее для энергии связи ядра в расчете на один нуклон находим

$$\frac{B}{A} = a_v - a_s A^{-1/3} - a_{sym} \frac{(Z - N)^2}{A^2} - a_c Z^2 A^{-4/3}. \quad (14.10)$$

Значения констант, входящих в формулу (14.9) можно найти, подгоняя формулу (14.9) под экспериментальные данные по энергиям связи ядер. Так

можно получить

$$\begin{aligned}a_v &= 15,6 \text{ МэВ}, \\a_s &= 17,2 \text{ МэВ}, \\a_{sym} &= 22,5 \text{ МэВ}, \\a_c &= 0,70 \text{ МэВ}.\end{aligned}\quad (14.11)$$

При этих значениях констант ход кривых, показанных на фиг. 14.1 и 14.2 воспроизводится довольно хорошо. Конечно, более тонкие детали этих кривых не получаются. Нужно учесть дополнительные слагаемые в массовой формуле, чтобы описать также и эти малые отклонения [3—5].

В заключение сделаем два следующих замечания относительно массовой формулы:

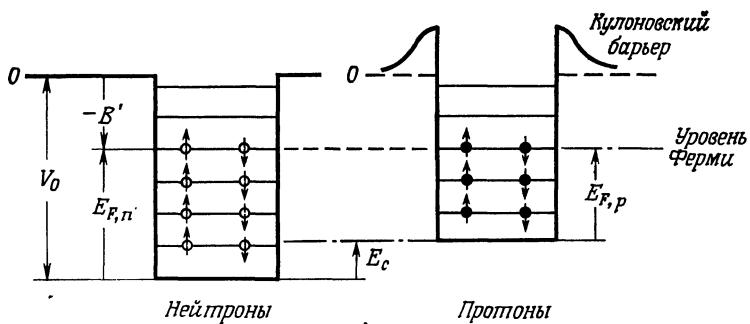
1. Выше мы считали константы, входящие в формулу (14.9), просто подгоночными параметрами, которые следует определять из сравнения с экспериментом. В теоретической ядерной физике, однако, значения этих констант выводят из известных характеристик ядерных сил. В частности, расчет наиболее важной константы a_v уже давно занимает внимание физиков-теоретиков, ибо он непосредственно связан со свойствами ядерного вещества. Ядерное вещество — это вещество, из которого состояло бы бесконечно тяжелое ядро, если бы такое ядро существовало в природе. Предполагают, что ближе всего ядерное вещество аппроксимирует вещество нейтронных звезд (см. гл. 18).

2. Формулу Бете — Вейцзекера можно использовать для исследования свойств стабильности вещества путем экстраполирования ее на области, относительно которых мало что известно в настоящее время. Это важно, например, при выяснении условий стабильного существования очень тяжелых искусственных элементов, в теории ядерных взрывов и в астрофизике.

§ 2. МОДЕЛЬ ФЕРМИ-ГАЗА

Полуэмпирическая массовая формула для энергии связи, полученная в предыдущем параграфе, основана на модели ядра в виде жидкой капли. Это, конечно, крайне упрощенная модель, так как ядро имеет очень много свойств, которые проще объяснить, основываясь на картине независимого движения нуклонов в нем, чем на представлении о движении нуклонов, сильно взаимодействующих между собой, как предполагается в модели жидкой капли. Мы получим самую примитивную модель независимых нуклонов, если будем считать ядро вырожденным ферми-газом из нуклонов. Предположим, что нуклоны в ядре движутся совершенно свободно внутри очень большого шара радиусом $R = R_0 A^{1/3}$, где $R_0 = 1,3$ фм, и подчиняются только принципу запрета Паули. Ситуация представлена на фиг. 14.4, на которой изображены две потенциальные ямы: одна для нейтронов, а другая для про-

тонов. Свободные нейтроны и свободные протоны, находящиеся далеко за пределами своих ям, имеют одну и ту же энергию, так что нулевые энергии обеих ям должны совпадать, как это показано на фиг. 14.4. Вместе с тем обе ямы имеют различную форму и разную глубину, так как нужно учитывать кулоновскую энергию протонов [см. (8.37)]. Дно протонной ямы должно быть выше дна нейтронной ямы как раз на величину E_c . Кроме того, протонная яма должна иметь *кулоновский барьер*, окаймляющий ее, так как протоны,



Фиг. 14.4. Потенциальные ямы для нейтронов и протонов в ядре. Параметры ям выбираются так, чтобы получить наблюдаемую величину энергии связи B' .

которые стремятся проникнуть в ядро снаружи, отталкиваются электрическим зарядом ядра; они вынуждены либо «туннелировать» сквозь барьер, либо должны иметь энергию выше высоты барьера.

Каждая из ям на фиг. 14.4 содержит по конечному числу уровней, причем каждый уровень может быть занят не более чем двумя нуклонами (одним — со спином, направленным вверх, и другим — со спином, направленным вниз). Предполагается, что *температура ядра* очень мала и нуклоны занимают только самые низкие доступные им состояния. Мы имеем, следовательно, как говорят, *вырожденный ферми-газ*. Нуклоны заполняют все состояния в ямах вплоть до уровня максимальной кинетической энергии, которая равна энергии Ферми E_F . Полное число n состояний с импульсами до $p = p_{\max}$ можно получить, пользуясь формулой (10.26), которая после интегрирования по p дает

$$n = \frac{V p_{\max}^3}{6\pi^2 \hbar^3}. \quad (14.12)$$

Каждое отдельное импульсное состояние в яме может быть занято *двумя* нуклонами, так что полное число протонов или полное число нейтронов, обладающих импульсами, меньшими p_{\max} , равно $2n$. Если рассматриваются

нейтроны, то $2n = N$, где N — полное число нейронов в ядре, причем

$$N = \frac{V p_N^3}{3\pi^2 \hbar^3}. \quad (14.13)$$

Здесь p_N — максимальный импульс нейтрона, а V — объем ядра. Считая, что $V = 4\pi R^3/3 = 4\pi R_0^3 A/3$, из (14.13) для максимального импульса нейтрона получаем следующее значение:

$$p_N = \frac{\hbar}{R_0} \left(\frac{9\pi N}{4A} \right)^{1/3}. \quad (14.14)$$

Аналогично рассуждая, для максимального импульса протона имеем

$$p_Z = \frac{\hbar}{R_0} \left(\frac{9\pi Z}{4A} \right)^{1/3}. \quad (14.15)$$

Соответствующее значение энергии Ферми можно найти, рассматривая ядра с равным числом протонов и нейтронов, т. е. ядра с $N = Z$. Подставляя числовые значения величин, входящих в формулу (14.14), и используя нерелятивистское соотношение между энергией и импульсом, получаем

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m} \approx 50 \text{ МэВ}. \quad (14.16)$$

Среднюю кинетическую энергию, приходящуюся на один нуклон, тоже легко вычислить. Она равна

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^{p_F} E d^3 p}{\int_0^{p_F} d^3 p} = \frac{3}{5} \left(\frac{p_F^2}{2m} \right) \approx 30 \text{ МэВ}. \quad (14.17)$$

Используя формулы (14.14) и (14.15), для полной средней кинетической энергии получаем

$$\langle E(Z, N) \rangle = N \langle E_N \rangle + Z \langle E_Z \rangle = \frac{3}{10m} (N p_N^2 + Z p_Z^2)$$

или

$$\langle E(Z, N) \rangle = \frac{3}{10m} \frac{\hbar^2}{R_0^2} \left(\frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} \frac{(N^{5/3} + Z^{5/3})}{A^{2/3}}, \quad (14.18)$$

при этом мы предположили, что протон и нейтрон имеют одинаковую массу, а также, что радиусы протонных и нейтронных ям равны между собой. Кроме того, мы считаем, что протоны и нейтроны движутся независимо друг от друга. Взаимодействие между нуклонами мы учитываем только в том смысле, что в нашей модели рассматриваем потенциальные ямы для нуклонов ядра, причем само существование ям обусловлено эффектами межнуклонного взаимодействия.

При заданном значении A средняя энергия $\langle E(Z, N) \rangle$ минимальна при числе протонов, равном числу нейтронов, т. е. при $N = Z = A/2$. Чтобы исследовать поведение средней энергии $\langle E(Z, N) \rangle$ в окрестности минимума, при фиксированном A положим

$$Z - N = \varepsilon,$$

$$Z + N = A$$

или

$$Z = \frac{1}{2}A(1 + \varepsilon/A), \quad N = \frac{1}{2}A(1 - \varepsilon/A)$$

и будем считать, что $(\varepsilon/A) \ll 1$. Используя формулу разложения бинома:

$$(1 + x)^n = 1 + nx + \frac{n(n-1)}{2}x^2 + \dots$$

и подставляя после проведения вычисления $Z - N$ вместо ε , из формулы (14.18) в окрестности $N = Z$ получаем

$$\langle E(Z, N) \rangle = \frac{3}{10m} \frac{\hbar^2}{R_0^2} \left(\frac{9\pi}{8} \right)^{2/3} \left\{ A + \frac{5}{9} \frac{(Z-N)^2}{A} + \dots \right\}. \quad (14.19)$$

Первый (основной) член в этой формуле пропорционален A и дает вклад в объемную энергию. Второй (поправочный) член в формуле имеет вид симметрийной энергии (14.8). Константу, входящую в (14.19) перед $(Z - N)^2/A$, можно теперь численно оценить, и она оказывается равной

$$\frac{1}{6} \left(\frac{9\pi}{8} \right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{mR_0^2} \frac{(Z-N)^2}{A} \approx 11 \text{ МэВ} \frac{(Z-N)^2}{A}. \quad (14.20)$$

Оценка (14.20) приводит для симметрийной энергии к величине того же порядка, что и входящая в эмпирическую массовую формулу, но она оказывается меньшей ровно в 2 раза a_{sym} [см. (14.11)]. Поясним, в чем здесь дело [6].

В нашем выводе формулы (14.19), приведенном в этом параграфе, мы неявно допустили, что глубина потенциальной ямы V_0 (см. фиг. 14.4) не зависит от избытка $N - Z$ нейтронов в ядре. Это допущение не совсем верно, так как среднее взаимодействие отдельно между протонами и отдельно между нейронами меньше, чем среднее взаимодействие между нейронами и протонами, из-за действия принципа запрета Паули. Принцип запрета Паули ослабляет взаимодействие между одинаковыми частицами, так как запрещает определенные двухчастичные состояния. Взаимодействие же между нейроном и протоном не подвержено такому ограничению. Уменьшение глубины потенциальных ям легко найти, и оно оказывается имеющим следующий порядок величины [7] в единицах МэВ:

$$\Delta V_0 \approx (30 \pm 10) \frac{(Z-N)}{A}. \quad (14.21)$$

Это уменьшение глубины потенциальных ям как раз и приводит к недостающему вкладу в симметрийную энергию [8].

§ 3. ЛИТЕРАТУРА

Подробные ссылки на литературу по структуре атомных ядер до 1964 г. читатель может найти в статье Престона [9]. С этой [статьей, дополненной перепечатками ряда важнейших статей, читатель может познакомиться в книге [10].

Любая книга по ядерной физике содержит параграфы или главы, посвященные моделям ядра. Современный обзор по структуре ядер на уровне, не более сложном, чем принятый в данной книге, но более полный можно найти в книге Коена [11]. В ней читатель также найдет подробный список дополнительной литературы. Фактически сведения по моделям ядер и об основных идеях накапливались в течение многих лет. Укажем на две классические книги, по которым училось большинство физиков-ядерщиков наших дней: это книги Ферми [12] и Блатта и Вейскопфа [13]. Хотя обе книги несколько устарели, они все еще необычайно ценные. Только в этих книгах можно найти разъяснение тонких и трудных моментов теории ядра.

Книга Бора и Моттельсона [14] получила заслуженное широкое признание, но читать ее не просто. И тем не менее после предварительного ознакомления с предметом по более простым и доступным книгам чтение книги Бора и Моттельсона даст читателю полезную дополнительную информацию.

Выводу полуэмпирической массовой формулы, основанному на использовании нуклон-нуклонного взаимодействия, посвящена работа [15].

Как мы уже сказали во введении к этой главе, ядерная физика должна пройти еще очень долгий путь, прежде чем она сможет полностью объяснить структуру атомных ядер, исходя из известных ядерных сил. С более полным освещением этой проблемы читатель может познакомиться по книге [16].

ЗАДАЧИ

14.1. Оцените порядок величины поправки, которую надо внести в формулу (14.3), чтобы учсть эффект связывания атомных электронов.

14.2. Найдите соотношение между энергией связи B и дефектом массы Δ . Можно ли использовать какую-либо из этих величин при исследовании стабильности изобарных ядер?

14.3. Обсудите, как могут распадаться ядра, изображенные на фиг. 14.2.

14.4. Используйте формулу Бете — Вейцекера, чтобы оценить положение на фиг. 14.2 изобарных ядер с $Z = 48, 49, 57$ и 58 с $A = 127$. Как будут распа-

даться эти ядра? Какова будет энергия распада? Грубо оцените ожидаемые времена жизни данных ядер.

14.5. Постройте график, подобный графику на фиг. 14.2 для изобарных ядер $A = 90$. Убедитесь, что ядра укладываются на две параболы. Объясните почему. Как можно учсть наличие этих двух парабол в массовой формуле для энергии связи?

14.6. Рассмотрите возможные распады вида $(A, Z) \rightarrow (A', Z')$. Напишите критерии для массы атома $m(A, Z)$, позволяющие определять случаи, когда ядро (A, Z) стабильно относительно
 а) α -распада,
 б) электронного распада,

в) позитронного распада,
г) электронного захвата.

14.7. Выведите формулу (14.7) и выразите константу a_c через R_0 . Рассчитайте значение a_c и сравните со значением (14.11).

14.8. Используйте данные на фиг. 14.1 — 14.3, чтобы найти приближенные значения констант в формуле Бете — Вейцзекера. Сравните их со значениями (14.11).

14.9. Непосредственно убедитесь, что нуклоны для основного состояния ядра действительно образуют вырожденный ферми-газ, т. е. занимают самые низкие доступные уровни при температурах, имеющихся в лабораторных условиях. При какой температуре (примерно) была бы возбуждена заметная доля нуклонов в ядре?

14.10. Какова бы была величина отношения Z/A для ядра, если бы не действовал принцип запрета Паули?

14.11. Рассмотрите ядро, для которого $A = 237$. Воспользуйтесь полуэмпирической массовой формулой, чтобы

а) найти Z для самого стабильного изобарного ядра,
б) выяснить, устойчиво ли это ядро по отношению к разным модам распада.

14.12. Симметричное деление — это расщепление ядра (A, Z) на два равных фрагмента ($A/2, Z/2$). Воспользуйтесь формулой Бете — Вейцзекера, чтобы найти условие, при котором будет наблюдаться неустойчивость относительно такого деления.

а) Найдите зависимость от Z и от A .
б) При каких значениях A возможно деление для ядер, лежащих вдоль полосы стабильности на фиг. 5.20?

в) Сопоставьте результаты, полученные в п. «б», с реальным положением вещей.
г) Вычислите энергию, высвобождаемую при делении ядра ^{238}U , и сравните ее с экспериментальным значением.

14.13.

а. Рассмотрите изобарные ядра с нечетным A . Сколько стабильных изобарных ядер, по вашему мнению, будет при каждом конкретном значении A ? Почему?

б. Рассмотрите изобарные ядра с четными N и Z . Объясните, почему существует более одного четного стабильного изобарного ядра. Разберите какой-нибудь пример.

14.14. Выведите формулу (14.19).

14.15. Величина B/A дает среднюю энергию связи одного нуклона в ядре. Энергия отрыва нуклона — это энергия, которая требуется, чтобы удалить из ядра тот нуклон, который легче всего от него отделить.

а. Выразите энергию отрыва через энергию связи.

б. Воспользуйтесь табл. П. 6 из приложения и найдите энергию отрыва нейтрона для ядер ^{115}Cd и ^{114}Cd .

14.16. Сравните значения отношений энергии связи к массе для следующих систем: атомов, ядер, элементарных частиц. (Считайте, что элементарные частицы построены из тяжелых夸克ов.)

14.17. Используйте формулу (14.21), выражающую зависимость глубины ямы V_0 от $N - Z$ и вычислите соответствующий вклад в симметрийную энергию.

14.18. Какова величина симметрийной энергии

а) для обычных центральных сил?
б) для обменного потенциала гейзенберговских сил?

Если s_1 и s_2 означают спины частиц 1 и 2, то потенциал из п. «б» — это потенциал, который дается формулой

$$V\psi(r_1, s_1; r_2, s_2) = f(r)\psi(r_2, s_2; r_1, s_1),$$

в которой $r = r_1 - r_2$.

Цитированная литература

1. Bohr N., Nature, 137, 344 (1936).
2. von Weizsäcker C. F., Zs. Phys., 96, 431 (1935).
3. Wing J., Fong P., Phys. Rev., 136, B923 (1964).
4. Zeldes N., Gronau M., Lev A., Nucl. Phys., 63, 1 (1965).

5. Garvey G. T., Gerace W. J., Jaffe R. L., Talmi I., Kelson I., Rev. Mod. Phys., 41, No. 4, Part II (1969).
6. Brueckner K. A., Phys. Rev., 97, 1353 (1955).
7. Perey F. G., Phys. Rev., 131, 745 (1963).
8. Cohen B. L., Amer. Journ. Phys., 38, 766 (1970).
9. Preston M. A., Resource Letter MS-1 on Nuclear Structure.
10. Nuclear Structure — Selected Reprints, American Institute of Physics, New York, 1965.
11. Cohen B. L., Concepts of Nuclear Physics, McGraw-Hill, New York, 1971.
12. Fermi E., Nuclear Physics, Notes compiled by J. Orear, A. H. Rosenfeld and R. A. Schlutler, University of Chicago Press, Chicago, 1950. (Имеется перевод: Э. Ферми, Ядерная физика, ИЛ, 1951.)
13. Blatt J. M., Weisskopf V. E., Theoretical Nuclear Physics, Wiley, New York, 1952. (Имеется перевод: Дж. Блэтт, В. Вайсконф, Теоретическая ядерная физика, ИЛ, 1954.)
14. Bohr A., Mottelson B. R., Nuclear Structure, Benjamin, Reading, Mass., 1969, Vol. I. (Имеется перевод: О. Бор, Б. Моттельсон, Структура атомного ядра, «Мир», М., 1971, т. 1.)
15. Wesley J. P., Green A. E. S., Amer. Journ. Phys., 36, 1093 (1968).
16. The Two-Body Force in Nuclei, eds. S. M. Austin and G. M. Crawley, Plenum, New York, 1972.

15

ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Модель жидкой капли и модель ферми-газа — это, конечно, очень грубые модели ядра. Хотя они и описывают важнейшие свойства ядер, они не могут объяснить специфических свойств их возбужденных состояний. В § 10 гл. 5 мы уже рассказали читателю об основных особенностях спектров ядерных энергетических уровней, причем там мы подчеркнули, что прогресс в атомной физике был неразрывно связан с успехами в расшифровке атомных спектров. В атомной физике, в физике твердого тела и в квантовой электродинамике построение теории всегда начиналось с использования модели независимых частиц. Поэтому нет ничего удивительного в том, что такой же подход попытались использовать на ранних этапах и в теории ядра. Бартлетт [1], а также Эльзассер [2] первыми обратили внимание на то, что ядра имеют особенно стабильные конфигурации, когда число Z или N (или оба эти числа) равно одному из *магических чисел*:

$$2, \quad 8, \quad 20, \quad 28, \quad 50, \quad 82, \quad 126. \quad (15.1)$$

Основным доказательством существования магических чисел в то время служило число изотопов, имевшихся у данного атомного ядра, величина энергии испущенных α -частиц, распространенность различных химических элементов в природе. Эльзассер попытался понять стабильность ядер, исходя из представления о том, что нейтроны и протоны движутся независимо в одночастичной потенциальной яме, однако он все же не смог объяснить стабильность ядер, для которых N или Z равно 50 и 82 и для которых N равно 126. На эту работу Эльзассера тогда практически не обратили никакого внимания по двум причинам.

Во-первых, его модель не имела, как представлялось, никакого очевидного теоретического обоснования. В отличие от атомов у ядер нет фиксированного центра, а короткодействующий характер ядерных сил, какказалось,

никоим образом не позволял вводить вместо истинного потенциала, испытываемого отдельным нуклоном в ядре, сглаженный средний потенциал.

Во-вторых, в 30-е годы в ядерной физике было еще слишком мало экспериментальных данных.

С течением времени стали, однако, появляться все новые и новые подтверждения существования магических чисел у ядер. Магические числа, несомненно, указывали на то, что в ядрах, так же как и в атомах, имеются оболочки. Наконец, в 1949 г. магические числа удалось теоретически обосновать с помощью представлений об одночастичных орбитах в ядрах. Это сделали М. Гепперт-Майер [3] и Дж. Иенсен [4]. Они сообразили, что для объяснения существования замкнутых оболочек с магическими числами 50, 82 и 126 следует учитывать силы спин-орбитального взаимодействия. Кроме того, Гепперт-Майер и Иенсен установили, что принцип запрета Паули исключает возможность парных и других столкновений между нуклонами в ядре, и поэтому в ядрах имеются практически невозмущенные орбиты нуклонов [5, 6].

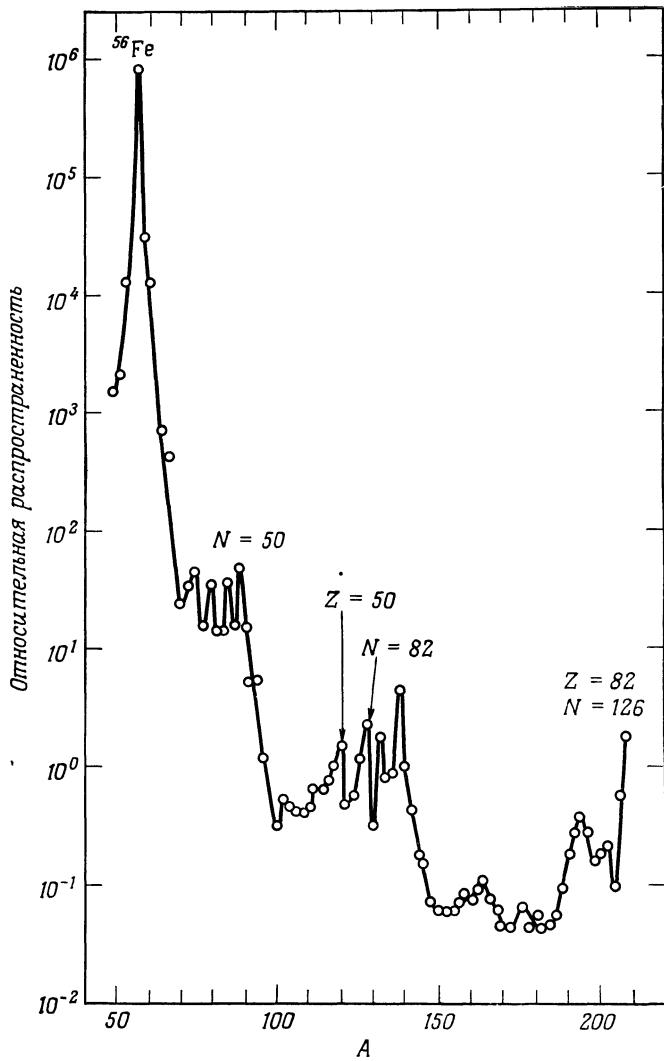
В простой модели ядерных оболочек предполагают, что нуклоны движутся независимо друг от друга в сферически-симметричном потенциале ядра. Оба эти предположения о независимости движения нуклонов и о сферической симметрии потенциала ядра сильно упрощают исследование. Разумеется, всегда имеется остаточное взаимодействие между нуклонами, которое никак нельзя описать средним центральным потенциалом ядра, и ядро не обязательно имеет сферически симметричную форму. Простую модель ядерных оболочек можно усовершенствовать, учтя указанное *остаточное взаимодействие* нуклонов, а также рассмотрев орбиты для *деформированной* сферической потенциальной ямы.

Ниже в этой главе мы сначала расскажем об экспериментальных данных, доказывающих существование магических чисел, затем займемся заполненными ядерными оболочками и одночастичной оболочечной моделью и, наконец, поговорим об уточненной оболочечной модели.

§ 1. МАГИЧЕСКИЕ ЧИСЛА

В настоящем параграфе мы обсудим некоторые важные экспериментальные данные, свидетельствующие об исключительной устойчивости ядер, для которых число Z или N равно одному из магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82 или 126. Разумеется, оболочечная модель ядра прекрасно объясняет теперь эти числа, однако прилагательное *магические* оказалось столь удачным, что оно сохранилось в современной ядерной физике.

На фиг. 15.1 приведена зависимость *относительной распространенности* в природе различных четно-четных ядер от числа нуклонов в ядре A при $A > 50$. Ядрам с $N = 50, 82$ и 126 отвечают три очень четких пика на кривой.



Фиг. 15.1. Зависимость относительной распространенности H в природе различных четно-четных ядер от числа нуклонов в ядре A . Кривая нормирована так, что для ядра Si распространенность условно положена равной 10^6 . См. работу [7], стр. 125.

Очень хорошо магические числа проявляются в данных по *энергиям отрыва* наименее прочно связанного нуклона, или, как говорят, последнего нуклона в ядре. Чтобы пояснить, что это за величина, рассмотрим атом. Энергия отрыва, или потенциал ионизации для электрона в атоме,— это энергия, необходимая для удаления наименее связанного (или последнего) электрона из нейтрального атома. Энергии отрыва для атомов приведены на фиг. 15.2. Четкие пики на этой кривой соответствуют заполненным электронным оболочкам. Когда электрон является последним, достраивающим главную оболочку, он оказывается особенно сильно связанным с атомом и энергия отрыва достигает максимального значения. Следующий электрон добавляется к уже заполненной оболочке, он с ней очень слабо связан, и его легко удалить. Величина для атомных ядер, которая аналогична атомному потенциальному ионизации,— это как раз энергия отрыва последнего нуклона. Если, например, удалить нейтрон из ядра (Z, N), то получится ядро ($Z, N - 1$). Энергия, которую необходимо затратить на отрыв, равна, таким образом, разности энергий связи этих двух ядер:

$$S_n(Z, N) = B(Z, N) - B(Z, N - 1). \quad (15.2)$$

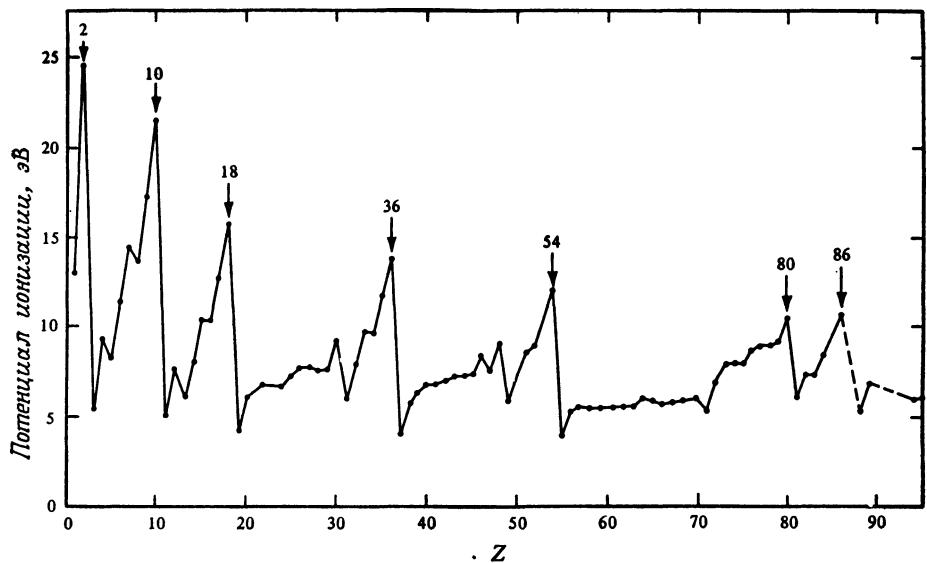
Аналогичная формула справедлива для энергии отрыва протона. Используя формулы (14.3) и (14.4), энергию отрыва можно выразить через дефекты масс:

$$S_n(Z, N) = m_n c^2 - u + \Delta(Z, N - 1) - \Delta(Z, N). \quad (15.3)$$

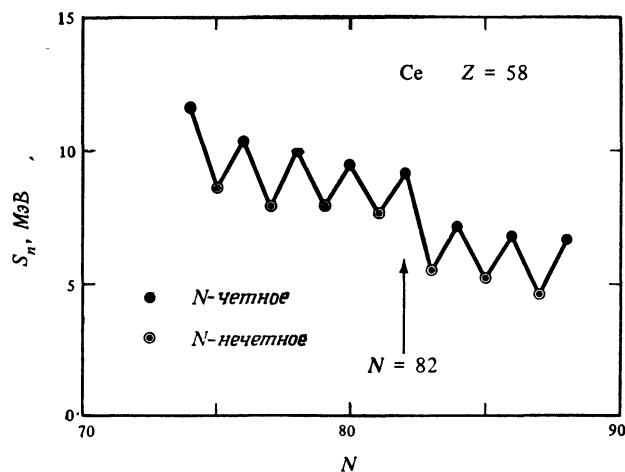
Отсюда, подставляя числовые значения для массы нейтрона и атомной единицы массы, получаем

$$S_n(Z, N) = 8,07 \text{ МэВ} + \Delta(Z, N - 1) - \Delta(Z, N).$$

Дефекты масс приведены в табл. П.6 в приложении; используя их, легко подсчитать энергию отрыва. Результаты можно представить двояко: либо фиксировать число Z , либо число избыточных протонов $N - Z$. При первом способе получается весьма наглядная картина. Мы берем некоторое определенное ядро, добавляем к нему по одному нейтрону и смотрим, какова энергия связи каждого добавляемого нейтрона. Соответствующая кривая представлена на фиг. 15.3 для изотопов церия $Z = 58$. На ней видны два эффекта: чередование значений энергии отрыва для четных и нечетных изотопов и заметный скачок на полностью заполненной оболочке. Эффект четно-нечетного чередования показывает, что нейтрон более сильно связан с ядром, когда N четное, чем когда N нечетное. Это же справедливо для энергий отрыва протонов. Указанное обстоятельство вместе с экспериментальным фактом, что у всех четно-четных ядер полный момент количества движения равен нулю в основном состоянии, свидетельствует о наличии дополнительного взаимодействия притяжения, заставляющего две одинаковые частицы спариться между собой и образовать состояние с нулевым моментом количества движения. Чтобы понять структуру ядра в рамках оболочечной модели

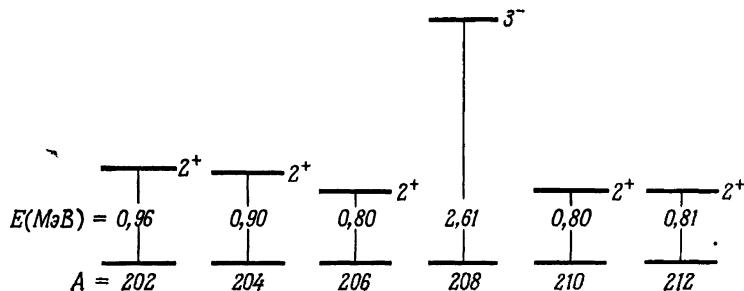


Фиг. 15.2. Энергии отрыва электрона от нейтрального атома (потенциалы ионизации). См. работу [8].



Фиг. 15.3. Энергия отрыва последнего нейтрона для изотопов ядра церия.

ли, необходимо учитывать *взаимодействие спаривания*; к этому вопросу мы еще вернемся. Здесь же отметим только, что подобный эффект спаривания наблюдается в сверхпроводниках, в которых пары электронов с противоположными импульсами и спинами образуют *куперовские пары* (см., например, [9], гл. 8). Из фиг. 15.3 видно, что энергия спаривания по порядку величины равна 2 МэВ для изотопов церия. Если отвлечься от эффекта энергии спаривания, рассматривая, например, только изотопы с четными N , то второй упоминавшийся выше эффект, а именно влияние замкнутой оболочки при $N = 82$, становится отчетливым. Нейтрон, добавленный сверх заполненной оболочки, слабее (примерно на 2 МэВ) связан в ядре, чем нейтрон,



Фиг. 15.4. Основные и первые возбужденные состояния для изотопов свинца с четным числом нуклонов в ядре A .

достраивающей замкнутую оболочку. По экспериментальным данным, взятым из табл. П.6 приложения, можно построить кривые, подобные изображенной на фиг. 15.3, для других групп изотопов и, таким образом, убедиться, что при всех магических числах отчетливо наблюдаются эффекты заполнения ядерных оболочек.

Заполненные оболочки должны быть сферически-симметричными, иметь полный момент количества движения, равный нулю, и обладать повышенной стабильностью. Стабильность заполненных оболочек легко видеть также из величины энергий их первых возбужденных состояний. Устойчивую оболочку трудно возбудить, и поэтому первое ее возбужденное состояние должно лежать довольно высоко по энергии. Так оно и бывает на эксперименте. Например, на фиг. 15.4 показаны уровни основных и первых возбужденных состояний изотопов ^{208}Pb при четных A . Энергия первого возбужденного состояния для изотопа ^{208}Pb при $N = 126$ почти на 2 МэВ больше, чем для других изотопов. Кроме того, если для всех других изотопов спины и четности первых возбужденных состояний равны 2^+ , то для ^{208}Pb они равны

3-. Заполненная оболочка оказывается не только на величине энергии первого возбужденного состояния, но также и на спине и четности этого состояния.

§ 2. ЗАМКНУТЫЕ ОБОЛОЧКИ

Основная задача при построении оболочечной модели ядра состоит в объяснении магических чисел. В модели независимых нуклонов предполагается, что нуклоны движутся, не взаимодействуя друг с другом, в заданном потенциале ядра. Вследствие короткодействующего характера ядерных сил форма этого потенциала должна походить на форму распределения плотности нуклонов в ядре. Чтобы это сходство увидеть совсем ясно, возьмем следующие двухчастичные силы:

$$V_{12} = V_0 f(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (15.4)$$

где V_0 — глубина потенциала в центре ямы, а функция f характеризует его форму. Предположим, что функция f очень плавная и локализована на очень малых расстояниях. Грубую оценку для сил сферически-симметричного центрального потенциала, действующего на нуклон 1 в ядре, можно получить, проводя усреднение потенциала взаимодействия (15.4) по нуклону 2. При этом усреднении учитывается результат действия всех нуклонов (кроме него самого) на нуклон 1. Усреднение производится следующим образом. Нужно умножить V_{12} на функцию $\rho(\mathbf{r}_2)$ распределения плотности нуклона 2 в ядре и проинтегрировать по положению нуклона 2:

$$V(1) = V_0 \int d^3 r_2 f(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \rho(\mathbf{r}_2).$$

Если функция f очень сильно локализована на малых расстояниях, то в последнюю формулу вместо $\rho(\mathbf{r}_2)$ мы можем подставить $\rho(\mathbf{r}_1)$, и тогда для $V(1)$ получим приближенную формулу

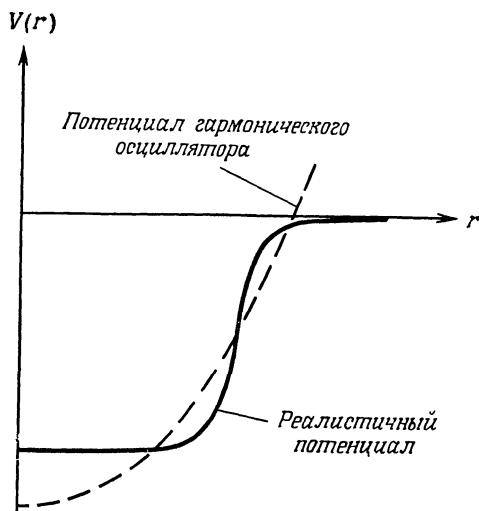
$$V(1) = C V_0 \rho(\mathbf{r}_1), \quad (15.5)$$

где

$$C = \int d^3 r f(r).$$

Как видим, потенциал, который действует на отдельную частицу, находящуюся в какой-то точке, действительно пропорционален значению плотности нуклонов в этой точке. Последняя, в свою очередь, приближенно совпадает с распределением электрического заряда в ядре. Распределение электрического заряда в сферически-симметричном ядре мы уже рассматривали в § 5 гл. 6, причем там мы показали, что его в первом приближении можно представить функцией распределения Ферми, изображенной на фиг. 6.6. Поэтому представляется разумным начать исследование одночастичных уровней в ядре,

используя потенциал, который имеет форму ферми-распределения и носит характер притяжения. К сожалению, однако, уравнение Шредингера для такого потенциала нельзя решить аналитически. Поэтому во многих качественных рассуждениях реалистический потенциал заменяют либо потенциалом прямоугольной ямы, либо потенциалом гармонического осциллятора (для них уравнение Шредингера можно решить точно). Задачу с потенциалом гармонического осциллятора мы рассмотрели в § 7 гл. 13 и теперь просто



Фиг. 15.5. Более реалистичный потенциал, воспроизводящий ход кривой плотности нуклонов в ядре, и потенциал гармонического осциллятора.

используем полученные там результаты, внеся в них необходимые изменения. Потенциал в ядре и аппроксимирующий его потенциал гармонического осциллятора показаны вместе на фиг. 15.5.

Рассмотрим сначала потенциал трехмерного гармонического осциллятора, энергетические уровни которого показаны на фиг. 13.7. Группу вырожденных по энергии уровней, соответствующих определенному значению N , называют «осцилляторной оболочкой». Кратность вырождения каждой оболочки дается формулой (13.33). В ядрах каждый уровень может быть занят двумя нуклонами, а следовательно, кратность вырождения равна $(N + 1)(N + 2)$. В табл. 15.1 указаны четность, кратность вырождения и полное число уровней для осцилляторных оболочек от $N = 0$ до $N = 6$. Орбиты обозначены цифрами и буквами; например, $2s$ — это орбита второго уровня, имеющая орбитальный момент количества движения равный нулю.

Как видно из табл. 15.1, заполненные оболочки для трехмерного гармонического осциллятора получаются, когда число нуклонов в ядре равно 2, 8, 20, 40, 70, 112 и 168. Первые три числа являются магическими, однако после $N = 20$ экспериментально наблюдаемое число нуклонов в заполненных оболочках отличается от предсказываемого. Отсюда следует заключить, что либо совпадение первых трех чисел с магическими числами является чисто случайным, либо в модели не хватает чего-то существенного. Разумеется, в настоящее время хорошо известно, что верно второе заключение. Чтобы увидеть, чего же не хватает в нашей модели, рассмотрим снова диаграмму ядерных уровней.

Таблица 15.1

Осцилляторные оболочки для трехмерного гармонического осциллятора

| N | Орбита | Четность | Кратность вырождения | Полное число уровней |
|-----|------------------|----------|----------------------|----------------------|
| 0 | $1s$ | + | 2 | 2 |
| 1 | $1p$ | — | 6 | 8 |
| 2 | $2s, 1d$ | + | 12 | 20 |
| 3 | $2p, 1f$ | — | 20 | 40 |
| 4 | $3s, 2d, 1g$ | + | 30 | 70 |
| 5 | $3p, 2f, 1h$ | — | 42 | 112 |
| 6 | $4s, 3d, 2g, 1i$ | + | 56 | 168 |

Энергетические уровни для гармонического осциллятора вырождены по двум разным причинам. Возьмем, например, уровень $N = 2$; он вырожден и объединяет орбиты $2s$ и $1d$. Момент количества движения l для орбиты $2s$ равен нулю, и на нее можно поместить две частицы в соответствии с двумя возможными спиновыми состояниями. Из-за симметрии относительно пространственных поворотов d -состояние ($l = 2$) будет $(2l + 1)$ -кратно вырожденным, а с учетом двух спиновых состояний на каждой орбите это даст $2(4 + 1) = 10$ состояний. Совпадение же энергий двух состояний $2s$ и $1d$ — это характерная особенность гармонического осциллятора. Немного неудачно, конечно, что гармонический осциллятор, который в других отношениях так много дает для понимания структуры ядра, обладает этим случайным, «динамическим» вырождением.

Каково же будет вырождение энергетических уровней в поле с более реалистичным потенциалом, например показанным на фиг. 15.5? Рассматривая волновые функции гармонического осциллятора, изображенные на фиг. 13.8, мы можем убедиться, что на больших расстояниях от центра ядра более вероятно найти частицу в состоянии с большим значением момента количества движения, чем частицу в состоянии с малым или нулевым момен-



Фиг. 15.6. Осцилляторные оболочки. Слева изображены уровни гармонического осциллятора. Справа изображены уровни, получаемые при снятии случайного вырождения для каждой осцилляторной оболочки путем изменения вида осцилляторного потенциала. Указаны полные числа нуклонов, которыми можно заполнить яму вплоть до данной оболочки включительно.

том количества движения. Как видно из фиг. 15.5, потенциал Ферми имеет плоское дно, и при такой же глубине в центре ямы он глубже осцилляторного потенциала на больших расстояниях. Следовательно, частица в состоянии с большим моментом количества движения будет «чувствовать» в действительности более глубокий потенциал. Таким образом, вырождение снимается и энергии состояний с большими l смещаются вниз. Такое снятие вырождения можно очень наглядно проиллюстрировать на примере потенциала прямоугольной ямы; результаты представлены на фиг. 15.6. Число нуклонов в каждой оболочке при этом не меняется и магические числа 50, 82 и 126 все еще не удается объяснить.

До сих пор энергетические уровни мы характеризовали только квантовыми числами n и l и пренебрегали спином нуклона. Нуклон в состоянии с орбитальным моментом количества движения l может быть на самом деле в двух состояниях с полным моментом количества движения, равным $l \pm \frac{1}{2}$. Рассмотрим, например, осцилляторную оболочку $N = 1$. Момент количества движения у нуклона в состоянии $1p$ может равняться $\frac{1}{2}$ или $\frac{3}{2}$; соответствующие состояния мы обозначим $1p_{1/2}$ и $1p_{3/2}$. Для центрального потенциала гармонического осциллятора и для потенциала в виде сферической

прямоугольной ямы эти два состояния вырождены. Но это вырождение снимается, если мы учтем силы, зависящие от спина. Рассмотрим, например, самые низкие энергетические уровни ядер ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$, которые показаны на фиг. 15.7. Основные состояния этих ядер имеют спин $\frac{3}{2}$ и отрицательную четность, а первые возбужденные состояния имеют спин $\frac{1}{2}$ и тоже отрицательную четность. Эти квантовые числа легко можно объяснить, если рассмотреть ядро ${}^5\text{He}$ (или ${}^5\text{Li}$) как ядро ${}^4\text{He}$ с заполненной оболочкой плюс

$4,6 \text{ MeV}$ ————— $(\frac{1}{2})^-$

0 ————— $(\frac{3}{2})^-$

${}^5_2 \text{ He}$

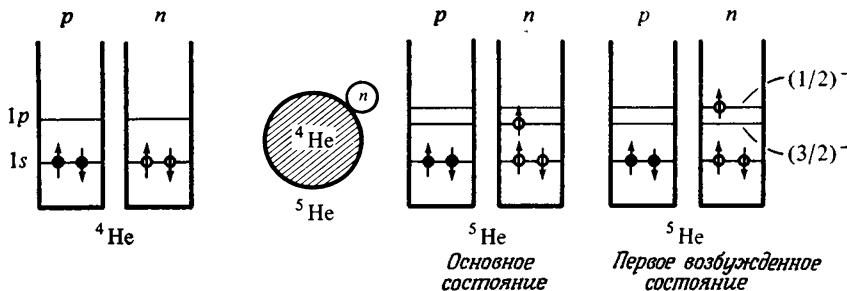
7 MeV ————— $(\frac{1}{2})^-$

0 ————— $(\frac{3}{2})^-$

${}^5_3 \text{ Li}$

Фиг. 15.7. Первые энергетические уровни для ядер ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$. Действительные возбуждаемые уровни очень короткоживущие, а потому имеют большие ширины. Поскольку их ширины мы не рассматриваем, они здесь не приведены.

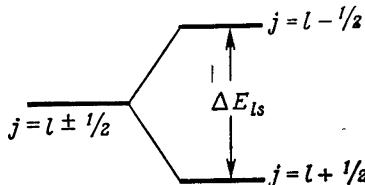
один нейтрон (или протон). В ядре ${}^4\text{He}$ уровни $1s$ для протонов и для нейтронов заполнены. Это первое *двойное* магическое ядро. Добавочный нуклон (нейтрон или протон) должен заполнить один из $1p$ уровней: или $1p_{1/2}$, или $1p_{3/2}$. Спины экспериментально наблюдаемых уровней (фиг. 15.8) приводят к заключению, что низшим является уровень $1p_{3/2}$. Если нуклон, лежащий вне заполненной оболочки, так называемый *валентный* нуклон, подняться на следующий энергетический уровень, то мы получим первое возбужденное состояние ядра ${}^5\text{He}$. Значения спина и четности этого состояния $(\frac{1}{2})^-$ показывают, что мы действительно имеем дело с одиночастичным уровнем $1p_{1/2}$. Вырождение уровней $1p_{1/2}$ и $1p_{3/2}$, как видим, снято в реальных ядрах, причем энергия расщепления оказывается величиной порядка нескольких МэВ в случае легких ядер. Это заключение легко обобщить, предположив, что



Фиг. 15.8. Заполнение одонуклонных энергетических уровней для ядер ${}^4\text{He}$, ${}^5\text{He}$, ${}^5\text{He}^*$. Кулоновским взаимодействием ради простоты пренебрегается, и протонная и нейтронная ямы взяты одинаковыми. Кроме того, для каждой ямы показаны только два самых низких энергетических уровня.

вырождение уровней $l + \frac{1}{2}$ и $l - \frac{1}{2}$ всегда снято в реальных ядрах (фиг. 15.9).

Расщепление энергетических состояний $l + \frac{1}{2}$ и $l - \frac{1}{2}$, как теперь хорошо известно, объясняется главным образом взаимодействием между спином нуклона и его орбитальным моментом количества движения, или *спин-орбитальным взаимодействием*. Хотя силы спин-орбитального взаимодействия были хорошо известны в атомной физике¹⁾, никто не ожидал, что в ядре они окажутся настолько важными. Силы спин-орбитального взаимодействия мы еще подробно рассмотрим в следующем параграфе; здесь же



Фиг. 15.9. Расщепление уровня с данным значением l на два подуровня. Спин-орбитальное взаимодействие понижает уровень с полным моментом количества движения $j = l + \frac{1}{2}$ и поднимает уровень с $j = l - \frac{1}{2}$.

покажем, что все магические числа в ядрах можно объяснить, приняв во внимание эффекты этих сил. Нуклон, движущийся в центральном потенциале ядра с орбитальным моментом количества движения \mathbf{l} , спиновым \mathbf{s} и полным моментом количества движения \mathbf{j} :

$$\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}, \quad (15.6)$$

¹⁾ См. Айсберг, § 11.4; Парк, гл. 14, а также [10], гл. 8, и [11].

имеет следующую добавочную спин-орбитальную энергию:

$$V_{ls} = C_{ls} \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}. \quad (15.7)$$

Нам нужно посмотреть теперь, как действует этот оператор потенциальной энергии спин-орбитального взаимодействия на любое состояние $|\alpha; j, l, s\rangle$. Здесь α означает все остальные квантовые числа, кроме чисел j, l, s (причина, почему мы можем говорить одновременно о квантовых числах j, l и s , состоит в том, что состояния с $l = j \pm \frac{1}{2}$ имеют противоположные четности, а четности сохраняются адронными силами). Возведя (15.6) в квадрат, получаем следующую формулу:

$$\mathbf{l} \cdot \mathbf{s} = \frac{1}{2} (j^2 - l^2 - s^2). \quad (15.8)$$

Как действуют операторы j^2 , l^2 и s^2 на состояние $|\alpha; j, l, s\rangle$, мы знаем [см. (5.7)], поэтому в силу (15.8) сразу имеем

$$\mathbf{l} \cdot \mathbf{s} |\alpha; j, l, s\rangle = \frac{1}{2} \hbar^2 \{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)\} |\alpha; j, l, s\rangle. \quad (15.9)$$

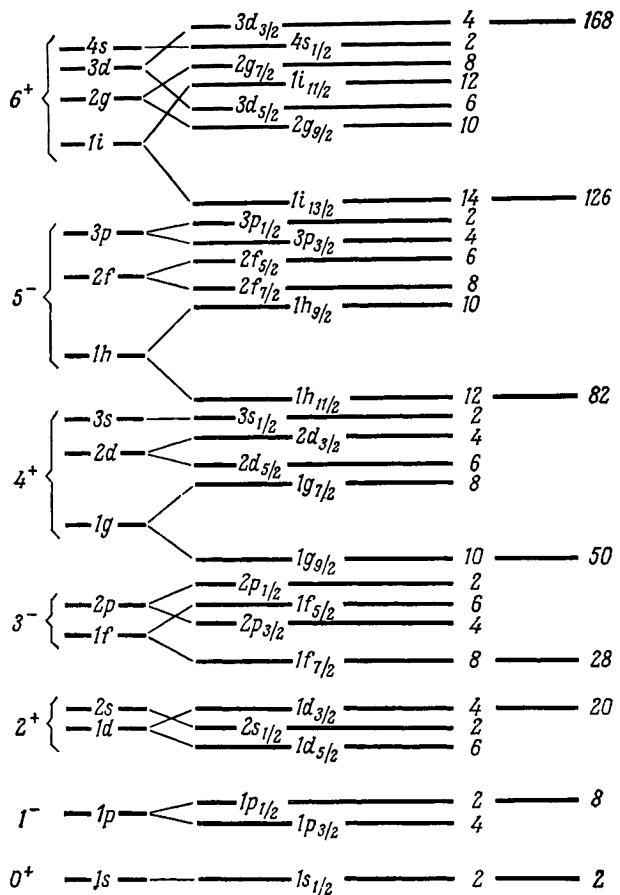
Для нуклона со спином $s = \frac{1}{2}$ существует только две возможности, а именно $j = l + \frac{1}{2}$ и $j = l - \frac{1}{2}$; согласно (15.9), находим

$$\mathbf{l} \cdot \mathbf{s} |\alpha; j, l, \frac{1}{2}\rangle = \begin{cases} \frac{1}{2} \hbar^2 |\alpha; j, l, \frac{1}{2}\rangle & \text{при } j = l + \frac{1}{2}, \\ -\frac{1}{2} \hbar^2 (l+1) |\alpha; j, l, \frac{1}{2}\rangle & \text{при } j = l - \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (15.10)$$

Энергия расщепления ΔE_{ls} указана на фиг. 15.9; она пропорциональна $l + \frac{1}{2}$:

$$\Delta E_{ls} = \left(l + \frac{1}{2} \right) \hbar^2 C_{ls}. \quad (15.11)$$

Спин-орбитальное расщепление увеличивается с ростом орбитального момента количества движения l . Оно, следовательно, становится более существенным для тяжелых ядер, в которых наблюдаются большие значения l . Для данного значения l уровень с большим полным моментом количества движения, т. е. уровень $j = l + \frac{1}{2}$, лежит по энергии ниже уровня $j = l - \frac{1}{2}$; кратность вырождения для него равна $2j + 1 = 2l + 2$. Верхний уровень с $j = l - \frac{1}{2}$ будет $2l$ -кратно вырожденным. Учитывая все это, теперь очень легко понять, какова связь заполнения ядерных оболочек с магическими числами. Посмотрим на фиг. 15.6. Полное число нуклонов, заполняющих состояния вплоть до осцилляторной оболочки $N = 3$, равно 40; правильное магическое число, однако, равно 50. Кратность вырождения состояния $1g_{9/2}$ равна 10, как это показано на фиг. 15.10. Энергия этого уровня $1g_{9/2}$ понижается в результате спин-орбитального взаимодействия, так что он вторгается в осцилляторную оболочку $N = 3$, и полное число нуклонов воз-



Фиг. 15.10. Примерный вид диаграммы энергетических уровней для протонов и нейтронов. Указаны числа протонов и нейтронов на каждом уровне, а также суммарные числа. Осцилляторная группировка уровней показана слева. Нейтроны и протоны имеют примерно одинаковые диаграммы уровней вплоть до $A = 50$. Для больших значений A начинаются различия. Уровни для нейтронов с малыми моментами количества движения лежат ниже уровней для протонов с малыми моментами количества движения.

растает до 50, т. е. мы имеем правильное, «магическое» заполнение оболочки. В точности такие же рассуждения можно провести для уровня $1h_{11/2}$, который имеет кратность вырождения, равную 12. Будучи смещенным вниз по энергии и добавленным к осцилляторной оболочке $N = 4$, он приводит к магическому числу 82. Энергия уровня $1i_{13/2}$ понижается, и он входит в оболочку $N = 5$, что добавляет к ней 14 нуклонов и приводит к магическому числу 126. Все это проиллюстрировано на фиг. 15.10; на ней показана последовательность расположения различных ядерных уровней. В некоторых не очень существенных деталях картины уровней для протонов и нейтронов немного различаются; об этом мы еще поговорим в § 1 гл. 19. Подводя итог, можно сказать, что для объяснения экспериментально наблюдаемого заполнения ядерных оболочек необходимо допустить, что в ядрах существует достаточно сильное спин-орбитальное взаимодействие, которое носит характер притяжения в состояниях $j = l + 1/2$.

§ 13. СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

В предыдущем параграфе мы показали, что учет спин-орбитального взаимодействия вида (15.7) позволяет объяснить экспериментально наблюдаемое заполнение ядерных оболочек, если только константа C_{ls} достаточно велика. Но согласуются ли данные, полученные из изучения структуры ядер, с тем, что известно относительно потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия? Как уже указывалось в § 5 гл. 12, оператор потенциальной энергии нуклон-нуклонного взаимодействия, даваемый формулой (12.36), содержит, помимо прочих членов, оператор спин-орбитального взаимодействия

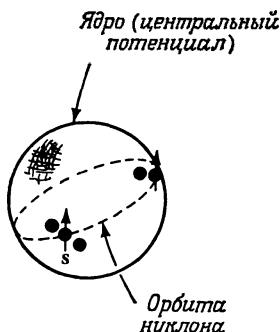
$$V_{LS} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}. \quad (15.12)$$

Здесь $\mathbf{L} = 1/2 (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \times (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)$ — оператор относительного орбитального момента количества движения двух нуклонов, а $\mathbf{S} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2 = 1/2 (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2)$ — сумма спиновых операторов нуклонов. Оператор спин-орбитального взаимодействия (15.12) в потенциальной энергии нуклон-нуклонных сил приводит к появлению в центральном потенциале ядра операторного члена

$$V_{ls} = C_{ls} \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}. \quad (15.7)$$

Здесь \mathbf{l} — орбитальный момент количества движения нуклона, который движется в *центральном потенциале ядра*, а \mathbf{s} — спин нуклона. Чтобы вывести формулу (15.7), рассмотрим орбиту нуклона в ядре, показанную на фиг. 15.11. Внутри ядра, где плотность нуклонов практически постоянна, будет находиться одинаковое число нуклонов по обе стороны от этой орбиты [в пределах радиуса] действия ядерных сил. Поэтому спин-орбитальное взаимодействие усреднится и обратится в нуль. Около поверхности ядра,

однако, нуклоны будут находиться только внутри рассматриваемой орбиты, относительный орбитальный момент количества движения \mathbf{L} в (15.12) будет всегда направлен в одну сторону и двухчастичное спин-орбитальное взаимодействие после усреднения приведет к появлению слагаемого вида (15.7).



Фиг. 15.11. Нуклон с орбитальным моментом количества движения \mathbf{l} и спином \mathbf{s} движется в центральном потенциале ядра.

Чтобы это рассуждение было совсем убедительным, для оператора спин-орбитального взаимодействия [см. (15.12)], действующего между двумя нуклонами 1 и 2, приведем явное выражение

$$V(1, 2) = \frac{1}{2} V_{LS}(r_{12}) [(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \times (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)] \cdot (\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2). \quad (15.13)$$

Если рассматриваемый нуклон есть нуклон с номером 1, то спин-орбитальный потенциал для ядра мы можем приближенно получить, усредняя потенциал $V(1, 2)$ по положению нуклона с номером 2:

$$V_{ls}(1) = Av \left[\int d^3 r_2 \rho(r_2) V(1, 2) \right], \quad (15.14)$$

где Av означает, что мы должны произвести усреднение по спину и импульсу нуклона 2, а $\rho(r_2)$ — плотность вероятности распределения нуклона 2 внутри ядра. Подставляя (15.13) в (15.14), получаем

$$V_{ls}(1) = \frac{1}{2} \int d^3 r_2 \rho(r_2) V_{LS}(r_{12}) (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \times \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{s}_1, \quad (15.15)$$

среднее от всех остальных слагаемых равно нулю. Функцию $\rho(r_2)$ в точке \mathbf{r}_2 можно разложить в ряд Тейлора в окрестности точки \mathbf{r}_1 , так как спин-орбитальные силы короткодействующие:

$$\rho(r_2) = \rho(r_1) + (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \cdot \nabla \rho(r_1) + \dots . \quad (15.16)$$

Подставив (15.16) в (15.15), убеждаемся, что интеграл, содержащий множитель $\rho(r_1)$, обращается в нуль, а второй, оставшийся интеграл легко вычисляется. Предполагая, что радиус действия ядерного спин-орбитального

взаимодействия мал по сравнению с толщиной поверхностного слоя ядра (в нем только и имеет заметную величину градиент $\nabla\rho$), получаем

$$V_{ls}(1) = C \frac{1}{r_1} \frac{\partial \rho(r_1)}{\partial r_1} \mathbf{l}_1 \cdot \mathbf{s}_1, \quad (15.17)$$

где

$$C = -\frac{\mu}{6} \int V_{LS}(r) r^2 d^3r. \quad (15.18)$$

Спин-орбитальное нуклон-нуклонное взаимодействие приводит, таким образом, действительно, к появлению центрального спин-орбитального потенциала, действующего на нуклон, движущийся в среднем центральном потенциале ядра. Как показывает формула (15.17), спин-орбитальное взаимодействие обращается в нуль в тех точках, где плотность нуклонов практически постоянна, и имеет наибольшую величину на поверхности ядра. Числовые оценки, произведенные по формулам (15.17) и (15.18), дают правильный порядок величины потенциала V_{ls} .

§ 4. ОДНОЧАСТИЧНАЯ ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ

Простейший атом — атом водорода, так как он состоит из одного электрона, движущегося в поле тяжелого ядра. Следующие по сложности атомы — атомы щелочных металлов. Они имеют заполненные электронные оболочки плюс один дополнительный электрон. В первом приближении можно считать, что валентный электрон у этих атомов движется в потенциальном поле, создаваемом ядром, экранированным электронами заполненных оболочек, которые образуют некоторую сферически-симметричную систему с нулевым моментом количества движения. Таким образом, полный момент количества движения такого атома — это момент его валентного электрона (и ядра). В ядерной физике простейшая двухчастичная связанная система (дейtron) имеет только одно связанное состояние и мало что дает. По аналогии с атомами следующими по сложности ядрами будут ядра, имеющие заполненные оболочки, плюс один валентный нуклон (или же ядра, в заполненных оболочках которых не хватает нуклона). Чтобы понять спектр энергетических уровней для этих ядер, рассмотрим сначала ядра с заполненными оболочками.

Каковы квантовые числа ядра с заполненными оболочками? В оболочечной модели протоны или нейтроны рассматриваются как совершенно независимые. Возьмем, к примеру, подоболочку с данным значением полного момента количества движения j , например протонную подоболочку $1p_{1/2}$ (см. фиг. 15.10). Имеется $2j + 1 = 2$ протона в этой подоболочке. Поскольку протоны — это фермионы, их полная волновая функция должна быть антисимметричной. Пространственная волновая функция двух протонов, принадлежащих одной и той же подоболочке, должна быть симметричной. Сле-

довательно, спиновая функция будет антисимметричной. Как это можно показать, из двух протонов можно составить лишь одно полностью антисимметричное состояние. Если состояние описывается только *одной* волновой функцией, оно обязательно должно иметь спин $J = 0$. В точности то же рассуждение можно провести для любой замкнутой протонной или нейтронной подоболочки или оболочки. Для любой замкнутой оболочки всегда полный момент количества движения равен нулю. Четность заполненной оболочки обязательно должна быть *четной*, потому что всегда имеется четное число нуклонов, заполняющих оболочку.

Спин и четность основных состояний таких ядер, которые имеют заполненные оболочки плюс или минус один нуклон, теперь очень легко найти. Рассмотрим сначала случай, когда имеется один протон сверх заполненной оболочки. Так как момент количества движения заполненной оболочки равен нулю, а четность четная, то момент количества движения и четность всего ядра будут определяться одним валентным протоном. Момент количества движения и четность валентного протона можно найти, пользуясь диаграммой энергетических уровней, приведенной на фиг. 15.10. Для валентного нейтрона соответствующая диаграмма уровней практически такая же. Один конкретный пример нами был уже рассмотрен выше (фиг. 15.8); мы нашли, что основному состоянию ядра ${}^5\text{He}$ должен отвечать уровень $p_{3/2}$, спин $3/2$ и отрицательная четность. В табл. 15.2 мы приводим несколько дополнитель-

Таблица 15.2

**Теоретические и экспериментальные значения спинов и
четностей основных состояний ядер (одночастичная
оболочечная модель)**

| Ядро | Z | N | Теоретические значения квантовых чисел (оболочечная модель) | Экспериментальные значения спина и четности |
|---------------------|----|-----|---|---|
| ${}^{17}\text{O}$ | 8 | 9 | $d_{5/2}$ | $(5/2)^+$ |
| ${}^{17}\text{F}$ | 9 | 8 | $d_{5/2}$ | $(5/2)^+$ |
| ${}^{43}\text{Se}$ | 21 | 22 | $f_{7/2}$ | $(7/2)^-$ |
| ${}^{209}\text{Pb}$ | 82 | 127 | $g_{9/2}$ | $(9/2)^+$ |
| ${}^{209}\text{Bi}$ | 83 | 126 | $h_{9/2}$ | $(9/2)^-$ |

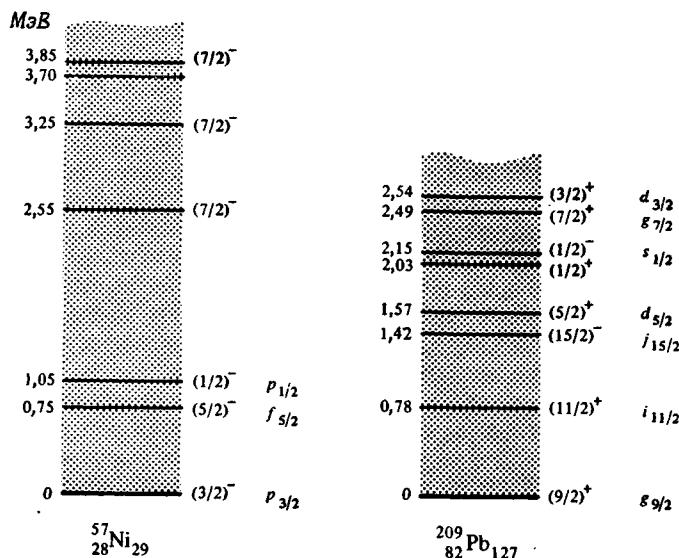
ных примеров. Предсказанные и наблюдаемые значения спинов и четностей находятся в полном согласии. Квантовые числа для ядер, имеющих в основном состоянии заполненную оболочку минус один нуклон, также легко получить из диаграммы уровней на фиг. 15.10. Такие *однодырочные* состояния можно описывать на языке античастиц (см. § 5 гл. 7); дырка ведет себя как античастица, при этом формула (7.42) показывает, что момент количества

движения такого состояния должен равняться моменту количества движения недостающего нуклона. Кроме того, четность дырочного состояния должна быть в точности той же, как и четность недостающего нуклона¹⁾. Свойства дырок легко сразу понять, если заметить, что дырка и частица, которая может ее заполнить, связываясь вместе, приводят к состоянию $J = 0^+$, т. е. к заполненной оболочке. Рассмотрим снова пример ядра на фиг. 15.8. Удаляя один нейтрон из ядра ${}^4\text{He}$, мы получаем ядро ${}^3\text{He}$. Удаленный нейтрон находился на уровне $s_{1/2}$; его отсутствие можно обозначить символом $(s_{1/2})^{-1}$. Мы видим, что ядру ${}^3\text{He}$ надо приписать спин и четность $(1/2)^+$ (в полном согласии с экспериментом). Квантовые числа очень легко приписать также и другим ядрам с одной дыркой; все они хорошо согласуются с экспериментом.

Обратимся теперь к *возбужденным состояниям* ядер. В духе ортодоксальной одночастичной модели их надо описывать просто как возбуждения одного валентного нуклона: последний перескакивает на более высокую орбиту, а остов (заполненные оболочки), по предположению, никак не возмущается. До каких, однако, энергий эти предположения будут верны? Как видно из фиг. 15.3 и 15.4, энергия спаривания в ядрах имеет порядок величины 2 МэВ. Поэтому при энергии возбуждения в несколько МэВ вполне возможна такая ситуация, когда валентный нуклон остается в своем основном состоянии, а какая-то пара нуклонов из остова разрывается, причем один из нуклонов этой пары переходит в следующую, вышерасположенную по энергии оболочку. Возможно также, что в эту оболочку перейдет пара как целое. И в том и в другом случае получающийся возбужденный энергетический уровень нельзя описать с помощью одночастичного приближения. Таким образом, не стоит удивляться, если в спектре возбужденных состояний ядра мы найдем «чужие» возбужденные уровни при энергии в несколько МэВ. На фиг. 15.12 приведено два примера дважды магических ядер с одним валентным нуклоном. Для ядра ${}^{57}\text{Ni}$ одночастичная оболочечная модель объясняет все состояния до энергии 1 МэВ, но уже при энергиях выше 2,5 МэВ в спектре появляются «чужие» состояния. Они на самом деле вовсе не чужие. Хотя их и нельзя понять в рамках ортодоксальной одночастичной оболочечной модели, их легко можно интерпретировать с помощью *обобщенной* оболочечной модели как состояния возбуждения нуклонов остова. Для ядра ${}^{209}\text{Pb}$ первое чужое состояние появляется при энергии 2,15 МэВ. Как видим, предсказание, полученное на основе данных, приведенных на фиг. 15.3 и 15.4, о том, что энергия возбуждения нуклонов остова равна примерно 2 МэВ, хорошо подтверждается экспериментом.

Мы говорили только о двух свойствах ядер, которые хорошо описываются одночастичной моделью: о спине и четности основных состояний и о последовательности расположения уровней и о квантовых числах низколежащих

¹⁾ Дырочные состояния и частично-дырочные конфигурации подробно рассматриваются в т. I книги Бора и Моттельсона [12] на стр. 312 и в приложении 3В.



Фиг. 15.12. Возбужденные уровни для ядер ^{57}Ni и ^{209}Pb . Около уровней, которые бесспорно можно объяснить оболочечной моделью, указаны значения соответствующих квантовых чисел.

возбужденных состояний. Имеются и другие свойства, которые можно объяснить ортодоксальной одночастичной моделью, например существование очень долгоживущих первых возбужденных состояний для определенных областей значений чисел N и Z ; это так называемые *островки изомерии*. Данную модель можно применять, к сожалению, только к ограниченному классу ядер. Именно к тем, которые имеют заполненную оболочку плюс или минус один нуклон. Для ядер других типов модель необходимо обобщить.

§ 5. ОБОБЩЕННАЯ ОДНОЧАСТИЧНАЯ МОДЕЛЬ

Ортодоксальная одночастичная оболочечная модель, описанная в предыдущем параграфе, основана на ряде довольно нереальных допущений: нуклоны движутся в сферическом фиксированном потенциале, они никак не взаимодействуют друг с другом и только один добавочный или недостающий свободный нуклон определяет все свойства энергетических уровней ядра. Эти ограничения можно последовательно снять с большим или меньшим трудом; ниже мы кратко расскажем, как это сделать.

1. Рассматриваются вообще все нуклоны, находящиеся вне главных заполненных оболочек. Моменты количества движения этих нуклонов по-разному связываются в результирующий момент количества движения, причем

есть две основные схемы связи: Рассел — Саундерса, или LS -связь, и jj -связь. В первой схеме связи предполагается, что орбитальный момент количества движения слабо взаимодействует со спиновым. Чтобы получить результирующие моменты количества движения L и S , необходимо сложить по отдельности спиновые и орбитальные моменты количества движения всех нуклонов в данной оболочке:

$$\sum_i l_i = L, \quad \sum_i s_i = S.$$

Сумма полного орбитального момента количества движения L и полного спинового момента S всех нуклонов в оболочке будет равна полному моменту J . Во второй схеме связи предполагается, что спин-орбитальные силы оказываются интенсивнее остаточных, действующих между отдельными нуклонами, поэтому сначала надо сложить спиновый и орбитальный моменты количества движения для каждого нуклона и получить, таким образом, полный момент количества движения j , а затем, просуммировав эти j , найти полный момент количества движения J . Как показывают эксперименты, для большинства ядер ближе к истине jj -связь. Для самых легких ядер ($A \leq 16$) схема связи оказывается промежуточной между LS - и jj -схемами связи.

2. Вводятся остаточные силы, действующие между нуклонами, находящимися вне замкнутых оболочек. Эти силы должны существовать в ядрах по целому ряду причин. Например, возьмем ядро ^{69}Ga . Оно имеет 3 протона в состоянии $2p_{3/2}$ вне замкнутой протонной оболочки. Моменты этих протонов складываются, и в результате мы можем получить $J = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2$. Если бы остаточное взаимодействие нуклонов отсутствовало, то эти состояния были бы вырождены по энергии. Экспериментально обнаружено, однако, что одно из указанных состояний имеет меньшую энергию; при этом часто таковым оказывается состояние с $J = j$ ($j = 3/2$ в нашем случае). Таким образом, обязательно должно существовать взаимодействие, расщепляющее энергию этих вырожденных состояний. Это и есть *остаточное взаимодействие*. В принципе остаточное межнуклонное взаимодействие можно определить как взаимодействие, которое остается, если из нуклон-нуклонного взаимодействия вычесть средний однонуклонный потенциал. На практике, однако, эту программу очень трудно осуществить, и поэтому остаточное взаимодействие находят чисто эмпирически, хотя многие его характерные особенности можно понять, исходя из чисто теоретических рассуждений. Рассмотрим, например, силы спаривания нуклонов в ядрах, описанные в § 1 настоящей главы. Как мы указывали, два одинаковых нуклона в ядре предпочитают находиться в антисимметричном спиновом состоянии, т. е. с противоположно направленными спинами и с равным нулю относительным моментом количества движения (1S_0). Считая, что остаточные силы имеют очень короткий радиус действия и носят характер притяжения, этот экспериментальный эффект очень легко понять. Действительно, рассмотрим для простоты остаточные силы с нулевым радиусом действия. Очевидно, два

нуклона могут проявить это остаточное взаимодействие, если только находятся в относительном s -состоянии; принцип запрета Паули заставит их занять такое положение, при котором спины нуклонов противоположно направлены, как это и наблюдается на эксперименте. Хотя истинные остаточные ядерные силы и не являются настолько короткодействующими (они носят характер отталкивания, начиная с расстояний примерно 0,5 фм), но эффект их будет таким же, как в рассмотренном выше случае. Энергия, обусловленная действием сил спаривания, называется *энергией спаривания*; экспериментально найдено, что она имеет порядок $12A^{-1/2}$ МэВ. Энергия спаривания позволяет понять наблюдаемые величины энергий первых возбужденных состояний четно-четных ядер: эти состояния возникают при разрушении нуклонных пар, поэтому соответствующее первое возбужденное состояние должно лежать по энергии примерно на 1–2 МэВ выше основного состояния.

3. Как известно, многие ядра деформированы и их нельзя описывать с помощью сферического потенциала. Для таких ядер предполагают, что потенциал, в котором движется отдельный нуклон, несферичен [13]. Об этих деформированных оболочках, или модели Нилссена, мы расскажем в § 4 гл. 16.

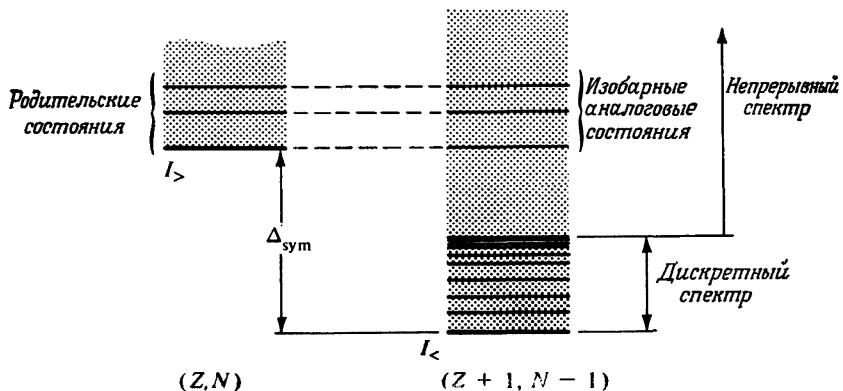
После устранения трех указанных ограничений оболочечная модель ядра оказывается в состоянии хорошо описывать очень большое количество энергетических ядерных уровней. Тем не менее все же следует отметить, что остаются уровни, которые ею не объясняются. Как мы уже упоминали, эти уровни возникают в результате возбуждения остова. Такие возбуждения нужно обязательно принимать во внимание. Более важны, однако, некоторые систематические отклонения от предсказаний оболочечной модели. Укажем два самых существенных из них: квадрупольные моменты ядер оказываются намного большими, и электрические квадрупольные переходы происходят с намного большими вероятностями, чем предсказывает оболочечная модель. Эти (самые явные) отклонения от теории замкнутых оболочек говорят о существовании коллективных степеней свободы ядра, которые мы пока что совсем не рассматривали. О коллективной модели ядра мы расскажем читателю в следующей главе.

§ 6. АНАЛОГОВЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ИЗОБАРНЫХ ЯДРАХ

Начиная с 1964 г. изоспин встал на промышленную основу.

Д. ВИЛКИНСОН [14]

До сих пор в этой главе мы рассматривали состояния некоторого данного ядра вне всякой связи с состояниями соседних изобарных ядер. В § 7 гл. 8 мы показали, что так как ядерные силы не зависят от электрического заряда,



Фиг. 15.13. Диаграмма энергетических уровней для изобарных ядер (Z, N) и $(Z + 1, N - 1)$ при отсутствии кулоновского взаимодействия.

то каждому ядерному состоянию можно присвоить изоспин I . Если мы пре-
небрежем кулоновским взаимодействием, то каждое такое состояние будет
объединять $2I + 1$ состояний изобарных ядер. Такие группы аналоговых
состояний в изобарных ядрах были найдены даже в спектрах средних и тяже-
лых ядер [15—17]; им в экспериментальной ядерной физике уделяют большое
внимание, потому что они очень многое дают при исследовании структуры
ядер [18—20].

Чтобы описать аналоговые состояния в изобарных ядрах, рассмотрим
изобарные ядра (Z, N) и $(Z + 1, N - 1)$. Их энергетические уровни при
отсутствии кулоновского взаимодействия показаны на фиг. 15.13. Разность
энергий обоих основных состояний можно рассчитать, используя симметрий-
ное слагаемое в полуэмпирической массовой формуле. Из формулы (14.8)
получаем

$$\Delta_{sym} = E_{sym}(Z+1, N-1) - E_{sym}(Z, N) = -4a_{sym} \frac{N-Z-1}{A}$$

или

$$\Delta_{sym} (\text{в МэВ}) = -90 \frac{N-Z-1}{A}. \quad (15.19)$$

Объемное и поверхностное слагаемые в массовой формуле одинаковы для
обоих рассматриваемых изобарных ядер, поэтому основное состояние изо-
барного ядра с более высоким значением Z лежит ниже по энергии на вели-
чину Δ_{sym} . Для двух изобарных ядер ^{209}Pb и ^{209}Bi , например, Δ_{sym} равно
примерно 19 МэВ.

При отсутствии кулоновского взаимодействия изоспин будет хорошим
квантовым числом. Как отмечалось в § 7 гл. 8, изоспин основного состояния:

ядра имеет самое малое возможное для него значение. Изоспин основного состояния изобарного ядра (Z, N) можно найти, таким образом, по формуле (8.34):

$$I_> = \frac{N-Z}{2}, \quad (15.20)$$

а следовательно, изобарному ядру ($Z + 1, N - 1$) надо приписать изоспин

$$I_< = \frac{N-Z}{2} - 1 = I_> - 1. \quad (15.21)$$

Вследствие независимости ядерных сил от электрического заряда уровни *родительского* ядра (Z, N) будут иметь ту же самую энергию и в *дочернем* изобарном ядре ($Z + 1, N - 1$). Такие аналоговые состояния изобарных ядер показаны на фиг. 15.13. И здесь мы сталкиваемся с самым главным различием между легкими и тяжелыми ядрами. Чтобы лучше разъяснить его, обратимся снова к фиг. 5.27, табл. 5.7 и к формуле (15.3) и напомним, что ядра имеют дискретные уровни (связанные состояния) вплоть до энергий возбуждения порядка 8 МэВ. Выше примерно 8 МэВ становятся возможными процессы испускания нуклонов ядром и энергетический спектр оказывается непрерывным. В *легких ядрах*, для которых симметрийная энергия мала, изобарные аналоги основного состояния и низколежащих возбужденных состояний родительского ядра будут лежать в дискретной части спектра и, следовательно, будут *связанными состояниями*. Пример показан на фиг. 8.5; мы видим, что первое возбужденное состояние ядра ^{14}N является изобарным аналогом родительского состояния O^+ ядра ^{14}C . В *тяжелых ядрах* ситуация иная, как это продемонстрировано на фиг. 15.13. Симметрийная энергия оказывается больше энергии начала непрерывного спектра, и аналоговые состояния будут лежать теперь в *непрерывном* спектре. Они, однако, при отсутствии кулоновского взаимодействия будут продолжать оставаться связанными, как в этом легко убедиться из следующего рассуждения. Пусть при распаде ядра испускается нейтрон, так что после распада мы получаем один нейтрон и ядро ($Z + 1, N - 2$). Изоспин основного состояния и низколежащих возбужденных состояний ядра ($Z + 1, N - 2$) находится по формуле

$$I = {}^1/2(N - Z - 3) = I_> - {}^3/2.$$

Закон сохранения изоспина запрещает распад аналогового состояния с $I = I_>$ на состояние с $I = I_> - {}^3/2$ и нейтрон. При отсутствии кулоновского взаимодействия порог для испускания протона настолько высок, что распад аналогового состояния с испусканием протона невозможен.

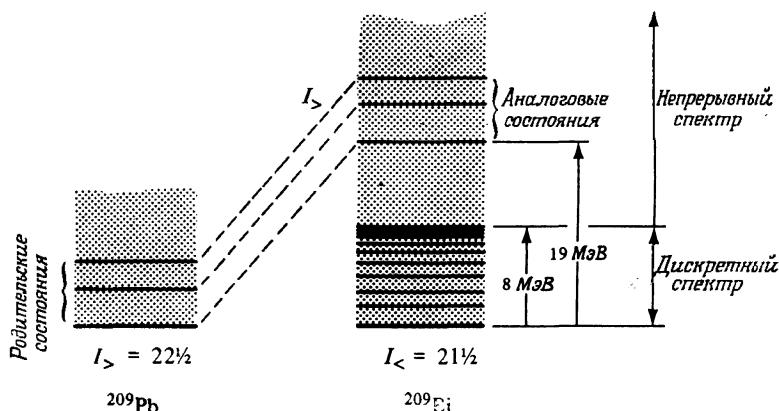
Включение кулоновского взаимодействия приводит к двум следующим эффектам. Во-первых, аналоговые состояния будут иметь более высокие энергии, чем энергии родительских состояний. Во-вторых, они не будут теперь связанными даже в случае легких ядер, а станут *резонансными*.

Посмотрим сначала, как сдвигаются энергетические уровни. Кулоновская энергия различна для двух изобарных ядер (Z, N) и ($Z + 1, N - 1$). Согласно формуле (14.7), относительный энергетический сдвиг равен

$$\Delta_c = a_c \frac{2Z+1}{A^{1/3}}. \quad (15.22)$$

Для пары ядер ^{209}Pb и ^{209}Bi сдвиг Δ_c равен примерно 19 МэВ. Следовательно, сдвиг от кулоновской энергии, грубо говоря, компенсирует сдвиг от симметрийной энергии; диаграмма энергетических уровней будет иметь вид показанной на фиг. 15.14.

Влияние кулоновского взаимодействия на «распадные» свойства аналоговых состояний в изобарных ядрах двоякое. Во-первых, изоспин не будет



Фиг. 15.14. Диаграмма энергетических уровней для изобарных ядер (Z, N) и ($Z + 1, N - 1$) при $A = 209$, $Z = 82$.

больше строго сохраняться и станет возможным распад аналогового состояния с испусканием нейтрона. Во-вторых, порог распада с испусканием протона настолько понижается, что делается также возможным распад аналоговых состояний с испусканием протона. Если бы ширины этих аналоговых резонансных состояний в изобарных ядрах были очень большими, скажем порядка нескольких МэВ, то их было бы очень трудно наблюдать и они были бы не очень интересными. В действительности, однако, эти резонансные состояния совсем узкие: ширины их меньше 200 кэВ.

Прежде чем объяснять, почему их ширины такие малые, мы расскажем на примере, приведенном на фиг. 15.14, как экспериментально наблюдают аналоговые резонансные состояния в изобарных ядрах. В принципе наиболее простой способ наблюдать аналоговые резонансные состояния ядра ^{209}Bi —

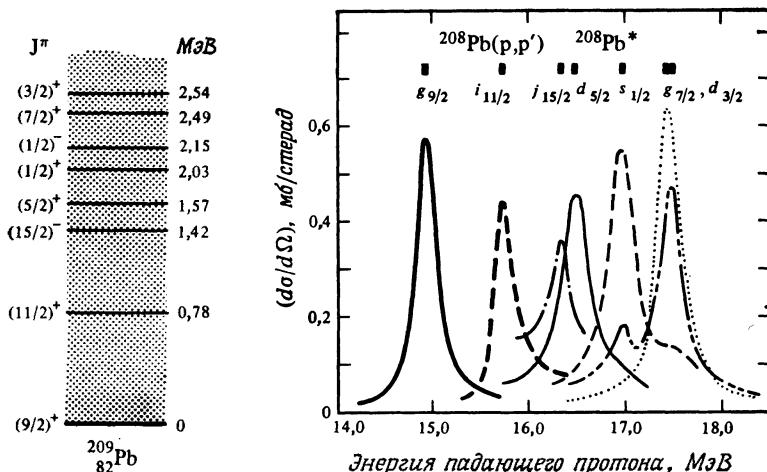
это использовать реакции с обменом зарядом, например, реакции



или [21]



В обеих реакциях берется одно и то же родительское ядро, и в нем происходит замена нейтрона на протон. (На самом деле ядро ${}^{209}\text{Pb}$ нестабильно и имеет



Фиг. 15.15. Слева изображены энергетические уровни ядра ${}^{209}\text{Pb}$ (ср. с фиг. 15.12). Справа изображены соответствующие аналоговые резонансные состояния для ядра ${}^{209}\text{Bi}^*$, наблюдаемые в реакции $p + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow p' + {}^{209}\text{Pb}^*$ [23]. Приведенные кривые представляют зависимость эффективных сечений неупругого рассеяния протонов, приводящего к заданному конечному ядерному состоянию, от энергии падающего протона. Обратите внимание на взаимно-однозначное соответствие аналоговых резонансных и родительских состояний для ядра ${}^{209}\text{Pb}$.

время жизни около 3 ч. Поэтому обсуждаемые сейчас эксперименты трудно провести. Однако для наших рассуждений неважно, что ядро ${}^{209}\text{Pb}$ в действительности радиоактивно.) Аналоговые резонансные состояния в изобарных ядрах впервые наблюдались в (p, n) -реакциях [15, 16]. Сейчас мы обсудим другой способ, в котором в качестве исходного берется родительское ядро. Рассмотрим реакцию [22]



Изоспин основного состояния ядра ${}^{208}\text{Pb}$ равен $I_0 = 22$. Предполагая, что изоспин сохраняется в данной реакции, видим, что в реакции $p + {}^{208}\text{Pb}$

могут получаться возбужденные состояния ядра ^{209}Bi с изоспином $21\frac{1}{2}$ и $22\frac{1}{2}$. Как видно из диаграммы энергетических уровней на фиг. 15.14, аналоговые резонансные состояния имеют изоспин $22\frac{1}{2}$, и поэтому их вполне можно достичь в реакции (15.23). Они действительно поразительным образом появляются, когда энергия рассеянного протона p' выбирается такой, чтобы конечное ядро $^{208}\text{Pb}^*$ находилось в каком-то одном состоянии [23]. Мы обсудим причины этого поведения позже. Эксперименты проводят следующим образом. Измеряют эффективное сечение неупругого протонного рассеяния в зависимости от энергии падающего протона. Энергия рассеянного протона берется такой, чтобы конечное ядро находилось всегда в одном и том же возбужденном состоянии. Результаты приведены на фиг. 15.15. Слева помещена диаграмма энергетических уровней ядра ^{209}Pb . На кривых эффективных сечений справа на фиг. 15.15 отчетливо видны изобарные аналоговые резонансные состояния, соответствующие различным родительским состояниям ядра ^{209}Pb .

Чтобы лучше понять экспериментальные результаты, представленные на фиг. 15.15, рассмотрим подробнее аналоговые резонансные состояния в изобарных ядрах. Переход от данного родительского состояния к аналоговому резонансному состоянию сопровождается заменой в ядре нейтрона на протон. Данное преобразование легко осуществить с помощью повышающего изоспинового оператора I_+ , определенного в (8.26)¹)

$$I_+ | \text{родительское состояние} \rangle = \text{const} | \text{аналоговое состояние} \rangle. \quad (15.24)$$

Так как основное состояние и низколежащие возбужденные состояния родительского ядра характеризуются изоспином $I_> = | I_3 |$ или $I_3 = -I_>$, то вместо (15.24) имеем

$$I_+ | I_>, -I_> \rangle = (2I_>)^{1/2} | \text{аналоговое состояние} \rangle; \quad (15.25)$$

константу здесь мы определили с помощью формулы (8.27). Чтобы продвинуться дальше, нам теперь необходима определенная модель структуры ядра. Родительское состояние ядра ^{209}Pb имеет дважды магический остов и один добавочный валентный нуклон (см. табл. 15.2). Обычно эту ядерную конфигурацию схематически изображают так, как это показано на фиг. 15.16. Протонные и нейтронные заполненные оболочки показаны защищированными прямоугольниками; нейтронный прямоугольник больше, так как остов ядра ^{209}Pb , т. е. ядро ^{208}Pb , содержит на 44 нейтрона больше, чем протонов. Валентный нейtron изображен находящимся на уровне, расположенным выше заполненной нейтронной оболочки. В приближении оболочечной модели волновая функция рассматриваемого состояния ядра ^{209}Pb имеет следующий вид:

$$| ^{209}\text{Pb} \rangle = | \text{остов} \rangle | \text{один нейtron} \rangle \equiv | ^{208}\text{Pb} \rangle | n \rangle, \quad (15.26)$$

причем валентный нейtron находится на уровне $g_{9/2}$, как это видно из диаграммы энергетических уровней, приведенной на фиг. 15.12. Повышающий изоспиновый оператор можно разбить на два слагаемых:

$$I_+ = I_+^{\text{ост}} + I_+^{\text{o.н}}, \quad (15.27)$$

¹) Как отмечалось в гл. 8, мы используем обозначения, отличающиеся от обозначений, принятых в ядерной физике: нашему оператору I_+ там соответствует оператор I_- .

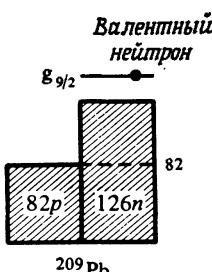
где «ост» — остов, а «о. ч» — отдельная частица. Используя формулы (15.25)–(15.27), для аналогового состояния изобарных ядер получаем

$$|\text{аналоговое состояние}\rangle = (2I_{>}^{>})^{-1/2} (I_+^{\text{ост}} + I_+^{\text{o.ч}}) |^{208}\text{Pb}\rangle = \\ = (2I_{>}^{>})^{-1/2} \{ (|^{208}\text{Pb}\rangle I_+^{\text{o.ч}} |n\rangle + (I_+^{\text{ост}} |^{208}\text{Pb}\rangle) |n\rangle) \}, \quad (15.28)$$

причем в силу определения (8.27) имеем

$$I_+^{\text{o.ч}} |n\rangle = |p\rangle, \quad (15.29)$$

т. е. протон будет находиться в том же самом состоянии, в каком был нейtron, а именно на уровне $g_{9/2}$. Волновая функция $I_+^{\text{ост}} |^{208}\text{Pb}\rangle$ описывает состояние, получившееся после того как один нейtron из остова превратился в протон; в результате этого образовалась



Фиг. 15.16. Схематичное представление состояния ядра ^{209}Pb . Остовы изображены запятнанными прямоугольниками.

дырка в бывшей до того заполненной нейтронной оболочке. Принцип Паули не разрешает двум протонам занимать одно и то же состояние, и только нейтроны выше уровня 82, показанного на фиг. 15.16, могут подвергаться указанному превращению. Первоначальному остову соответствовало ядро ^{208}Pb ; после превращения одного нейтрона в протон получилось возбужденное состояние ядра ^{208}Bi . Изоспиновое квантовое число состояния ядра ^{208}Pb было равно $I_{>} = 1/2$, так что, согласно формуле (8.27), имеем

$$I_+^{\text{ост}} |^{208}\text{Pb}\rangle = (2I_{>} - 1)^{1/2} |^{208}\text{Bi}^*\rangle. \quad (15.30)$$

Подставляя (15.29) и (15.30) в (15.28), для аналогового состояния изобарного ядра получаем следующую формулу:

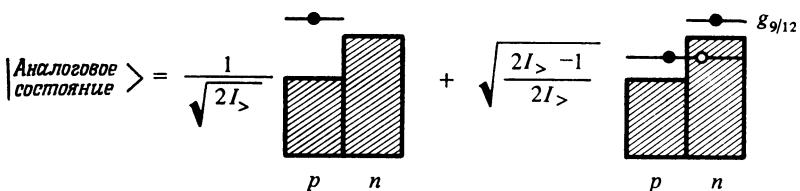
$$|\text{аналоговое состояние}\rangle = \left(\frac{1}{2I_{>}} \right)^{1/2} |^{208}\text{Pb} + p\rangle + \left(\frac{2I_{>} - 1}{2I_{>}} \right)^{1/2} |^{208}\text{Bi}^* + n\rangle. \quad (15.31)$$

Аналоговое резонансное состояние схематически показано на фиг. 15.17 (использован тот же способ его изображения, что и на фиг. 15.16).

Формула (15.31) и ее иллюстрация на фиг. 15.17 позволяют убедиться в справедливости нашего высказывания, которое мы сделали выше без обоснования. Рассмотрим сначала распад изобарного аналогового резонансного состояния. Он может происходить при испускании либо протона, либо нейтрона, причем из фиг. 15.17 непосредственно видно, что возможны следующие моды распада:

$$\text{Аналоговое состояние} \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + p, \\ \rightarrow ^{208}\text{Pb}^* + p, \\ \rightarrow ^{208}\text{Bi}^* + n. \end{array} \right.$$

Первая мода возникает от первого слагаемого, представленного схематически на фиг. 15.17, две другие — от второго слагаемого, также представленного на фиг. 15.17. Рассмотрим сначала распад с испусканием нейтрона. Как говорилось выше, распад будет запрещен, если закон сохранения изоспина выполняется строго; он может произойти только в результате нарушений этого закона за счет кулоновского взаимодействия. По двум причинам нарушение закона мало [24, 25]¹⁾. Во-первых, из-за наличия постоянного электрического поля возникает расщепление уровней с различными значениями I_s , однако оно не вызывает переходов между состояниями с разными I . Для тяжелого ядра электрическое поле в большей части объема ядра почти постоянное, как показано на фиг. 6.7; переходы происходят, по существу, только вблизи поверхности ядра. Во-вторых, избыточные нейтроны в ядре не испытывают кулоновского взаимодействия. Поскольку их число $N - Z$ велико,



Фиг. 15.17. Схематичное представление разложения аналогового состояния для однонуклонного состояния оболочечной модели.

они ослабляют изоспиновые нарушения, вносимые протонами. Как правило, поэтому ширины аналоговых состояний изобарных ядер при распадах с испусканием нейтрона будут много меньше, чем можно было бы ожидать. Распад с испусканием протона разрешен правилами отбора по изоспину. Однако распад, соответствующий первому слагаемому на фиг. 15.17, уменьшен в $2I_s$ раз (величина $2I_s$ представляет собой квадрат коэффициента разложения). Поскольку квантовое число I_s велико в случае тяжелых ядер, это уменьшение оказывается значительным. Протон, связанный со вторым слагаемым, имеет меньшую энергию, чем связанный с первым, и распад с его участием тоже замедлен. Все эти факторы стремятся уменьшить скорость распада аналоговых состояний изобарных ядер и объясняют, таким образом, малую ширину наблюдаемых резонансных состояний.

Аналоговые резонансные состояния ядра $^{208}\text{Bi}^*$ можно еще лучше понять, если заметить, что второе слагаемое на фиг. 15.17 можно рассматривать как образованное возбужденным состоянием ядра ^{208}Pb и протоном. Иначе говоря, состояние $|\text{аналоговое состояние}\rangle = |\text{воздушенное состояние } i \text{ ядра } ^{208}\text{Pb} + p^i\rangle$ в формуле (15.31) можно разложить по состояниям $|\text{воздушенное состояние } i \text{ ядра } ^{208}\text{Pb} + p^i\rangle$, где $^{208}\text{Pb}^i$ означает возбужденное состояние i ядра ^{208}Pb с тем же значением спина и четности, что и родительское состояние, а p^i — состояние протона, испущенного при переходе в возбужденное состояние. Используя это разложение, формулу (15.31) можно переписать в виде

$$|\text{аналоговое состояние}\rangle = a_0 |\text{воздушенное состояние } 0 \text{ ядра } ^{208}\text{Pb} + p^0\rangle + a_1 |\text{воздушенное состояние } 1 \text{ ядра } ^{208}\text{Pb} + p^1\rangle + \dots . \quad (15.32)$$

Из формулы (15.32) отчетливо видна польза экспериментов по изучению аналоговых резонансных состояний для исследования структуры ядер. В принципе коэффициенты a_i можно определить экспериментально, измеряя скорость распада данного аналогового состояния в возбужденное состояние $^{208}\text{Pb}^i$. Таким образом можно изучить волновую функцию аналогового состояния изобарного ядра и сравнить ее с волновой функцией, которая предсказывается той или иной моделью ядра. Формула (15.32) также хорошо поясняет

¹⁾ См. также [12], т. 1, § 2.1.

фиг. 15.15. Так, предположим, что для данного аналогового резонансного состояния изобарного ядра коэффициент a_k особенно большой. Соответствующее аналоговое резонансное состояние тогда лучше всего наблюдать в реакции $p + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow p^k + {}^{209}\text{Pb}^k$. Эффективное сечение для этого канала неупругого рассеяния должно быть особенно большим, и аналоговое резонансное состояние будет очень четко прослеживаться. Экспериментальные кривые на фиг. 15.15 получены именно таким способом. ●

§ 7. ЛИТЕРАТУРА

Очень продуманное и легко читаемое введение в теорию оболочечной модели ядра (с обстоятельным обсуждением экспериментального материала) дано двумя основателями модели М. Геппарт-Майер и Иенсеном в книге [26].

Современное состояние теории оболочечной модели (с критическим разбором многих экспериментальных данных) описано в гл. 3 книги Бора и Моттельсона [12].

Элементарное изложение вопроса, отличающееся от приводимого выше в настоящей главе, читатель найдет в гл. 4 книги Коена [27].

Обширное обсуждение экспериментальных и теоретических основ оболочечной модели ядра, какими они были на 1958 г., имеется в книге Эллиота и Лэйна [28].

Сжатый обзор недавних результатов представляет собой работа Манга и Вайденмюлера [29].

Математические вопросы, которые приходится рассматривать в оболочечной модели, подробно описаны в книге де-Шалита и Талми [30].

Краткое введение в теорию и эксперимент по изобарным аналоговым состояниям имеется в статьях Фешбаха и Кермана [18] и МакФарлейна и Шиффера [19]. Намного подробнее эти вопросы изложены в обзорах, помещенных в книге Вилкинсона [14].

Теория аналоговых резонансных состояний в изобарных ядрах на высоком теоретическом уровне подробно обсуждается в статье [31].

ЗАДАЧИ

15.1. Используйте данные по дефектам масс из табл. П.6 приложения и убедитесь на основании данных по энергиям отрыва протона, что оболочки в ядрах действительно существуют и заполняются.

а. Постройте графики зависимости энергий отрыва протона от Z в окрестности магических чисел, считая N постоянным.
б. Постройте аналогичные графики, фиксируя не N , а $N - Z$.

15.2. Обсудите дополнительные аргументы в пользу существования магических чисел, получаемые из следующих данных:

- по числу стабильных изотопов и изотонов,
- по эффективным сечениям поглощения нейтрона ядрами,
- по энергиям возбуждения первых возбужденных состояний в четно-четных ядрах,
- по энергиям электрона при β -распадах ядер.

15.3. Добавьте к потенциальну двухнуклонных сил (15.4) следующий потенциал спин-спинового взаимодействия:

$$\sigma_1 \cdot \sigma_2 V'_0 g(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2).$$

Предположите, что g — гладкая функция, локализованная на очень малых расстояниях. Покажите, что в случае состояний ядер с замкнутыми оболочками добавочный потенциал не дает вклада в потенциал $V(1)$, определяемый формулой (15.5). Убедитесь, что этим потенциалом можно пренебречь в случае ядер, имеющих один добавочный нуклон сверх замкнутых оболочек.

15.4. Найдите последовательность энергетических уровней для потенциала трехмерной прямоугольной ямы. Сравните эту последовательность с последовательностью уровней для потенциала гармоического осциллятора (фиг. 15.6).

15.5. Обсудите, какие дополнительные доказательства наличия большого спин-орбитального вклада в нуклон-нуклонном взаимодействии дает рассеяние протонов на ядре ${}^4\text{He}$.

15.6. Проверьте формулу (15.10).

15.7. Выполните формулы (15.17) и (15.18).

15.8.

а. Найдите, как примерно зависят силы спин-орбитального взаимодействия от A . б. Какова должна быть величина двухчастичного спин-орбитального взаимодействия, чтобы получить эмпирические значения спин-орбитального расщепления? Рассмотрите расщепление в ядрах ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$. в. Каков должен быть знак сил двухчастичного спин-орбитального взаимодействия, чтобы получить правильный спин-орбитальный потенциал в ядре?

15.9. Убедитесь, что из формулы (15.14) действительно получается формула (15.15). Докажите, что слагаемые, не появившиеся в формуле (15.15), действительно дают при усреднении нуль.

15.10. Найдите спины и четности, которые надо приписать однодырочным основным состояниям следующих ядер: ${}^{18}\text{O}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{41}\text{K}$, ${}^{115}\text{In}$, ${}^{207}\text{Pb}$.

Сравните ваши предсказания с экспериментальными данными.

15.11. Сопоставьте экспериментальные данные, полученные для первых возбужденных состояний ядер ${}^{15}\text{N}$, ${}^{17}\text{O}$, ${}^{39}\text{K}$, с предсказаниями одночастичной оболочечной мо-

дели. Найдите спины, четности и порядок следования энергетических уровней.

15.12. Используйте одночастичную оболочечную модель для расчета зависимости магнитных дипольных моментов ядер с нечетными A от спина, когда

- Z нечетно,
- N нечетно.

в) Сравните рассчитанные и экспериментальные значения магнитных моментов.

15.13. Какое значение изоспина следует ожидать для основного состояния нечетного ядра (Z, N) в одночастичной оболочечной модели?

15.14. Используйте одночастичную оболочечную модель и объясните факт существования островков изомерии. (Долгоживущие возбужденные состояния ядер называют изомерами.) Объясните, в частности, почему ядро ${}^{88}\text{Sr}$ имеет возбужденное состояние при энергии 0,225 МэВ с периодом полураспада 70 мин.

15.15. Рассмотрите в оболочечной модели прямые ядерные реакции (например, $p \rightarrow 2p$) и покажите на конкретном примере (например, $p + {}^{18}\text{O} \rightarrow 2p + {}^{15}\text{N}$), что оболочечная структура непосредственно проявляется в кривой дифференциального эффективного сечения (см., например, [32]).

15.16. Объясните механизм реакции возбуждения аналоговых состояний изобарных ядер при (d, n)-реакциях. Найдите в литературе пример такой реакции.

15.17. Силы, действующие на нуклон, падающий на ядро, можно представить одночастичным оптическим потенциалом. Этот потенциал может содержать слагаемое

$$C\vec{I} \cdot \vec{I}' f(r),$$

где \vec{I} — изоспин падающего нуклона, а \vec{I}' — изоспин ядра мишени.

а. Покажите, что такое слагаемое возможно.

б. Объясните, как это слагаемое разрешает процессы возбуждения аналоговых резонансных состояний в изобарных ядрах при (p, n)-и (n, p)-реакциях, помимо возбуждения других состояний. Останутся ли

эти реакции (одна из них или обе) «разрешенными», если выключить электромагнитное взаимодействие?

в. Оцените величину константы C и найдите ее примерную зависимость от числа нуклонов в ядре.

15.18. Рассмотрите состояние какого-либо протона (с небольшой энергией возбуждения) в тяжелом ядре. Объясните, почему при действии изоспинового понижающего оператора I_- на это состояние получается нуль.

Цитированная литература

1. Bartlett J. H., Phys. Rev., 41, 370 (1932).
2. Elsasser W. M., Journ. Phys. Rad., 4, 549 (1933); 5, 625 (1934).
3. Mayer M. G., Phys. Rev., 74, 235 (1948); 75, 1969 (1949); 78, 16 (1956).
4. Hazel O., Jensen J. H. D., Suess H., Phys. Rev., 75, 1766 (1949); Zs. Phys., 128, 295 (1950).
5. Fermi E., Nuclear Physics, University of Chicago Press, Chicago, 1950. (Имеется перевод: Э. Ферми, Ядерная физика, ИЛ, 1951.)
6. Weisskopf V. F., Helv. Phys. Acta, 23, 187 (1950); Science, 113, 101 (1951).
7. Cameron A. G. W., A New Table of Abundance of the Elements in the Solar System, Origin and Distribution of the Elements, ed. L. H. Arens, Pergamon Press, New York, 1968, p. 125.
8. Moore C. E., Ionization Potentials and Ionization Limits Derived from the Analyses of Optical Spectra, NSRDS — NBS 34, 1970.
9. Baym G., Lectures on Quantum Mechanics, Benjamin, Reading, Mass., 1969, ch. 8.
10. Bethe H. A., Jakiw R., Intermediate Quantum Mechanics, 2nd ed. Benjamin, Reading, Mass., 1968.
11. Fisher G. P., Amer. Journ. Phys., 39, 1528 (1971).
12. Bohr A., Motelson B. R., Nuclear Structure, Benjamin, Reading, Mass., 1969. (Имеется перевод: О. Бор, Б. Моттельсон, Структура атомного ядра, «Мир», М., 1971.)
13. Nilsson S. G., Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd., 29, No. 16 (1955).
14. Isospin in Nuclear Physics, ed. D. H. Wilkinson, North-Holland, Amsterdam, 1969, ch. 1.
15. Anderson J. D., Wong C., Phys. Rev. Lett., 7, 250 (1961).
16. Anderson J. D., Wong C., McClure T. V., Phys. Rev., 126, 1270 (1962).
17. Fox J. D., Moore C. F., Robson D., Phys. Rev. Lett., 12, 198 (1964).
18. Feshbach H., Kerman A., Comments Nucl. Particle Phys., 1, 69 (1967).
19. Macfarlane M. H., Schiffer J. P., Comments Nucl. Particle Phys., 3, 107 (1969).
20. Robson D., Science, 179, 133 (1973).
21. Alster J., Ashery D., Yavin A. I., Duclos J., Miller J., Moinester M. A., Phys. Rev. Lett., 28, 313 (1972).
22. Zaidi S. A. A., Parish J. L., Kulleck J. G., Moore C. F., von Brentano P., Phys. Rev., 165, 1312 (1968).
23. von Brentano P., Dawson W. K., Moore C. F., Richard P., Wharton W., Wieman H., Phys. Lett., 26B, 666 (1968).
24. Lane A. M., Soper J. M., Nucl. Phys., 37, 633 (1962).
25. Слис Л. А., Харитонов Ю. И., Phys. Lett., 16, 176 (1965).
26. Goeppert-Mayer M., Jensen J. H. D., Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, Wiley, New York, 1955.
27. Cohen B. L., Concepts of Nuclear Physics, McGraw-Hill, New York, 1971.
28. Elliott J. P., Lane A. M., The Nuclear Shell Model, в книге: Encyclopedia of Physics, Vol. 39, ed. S. Flugge, Springer, Berlin, 1957.
29. Mang H. J., Weidenmüller H. A., Ann. Rev. Nucl. Sci., 18, 1 (1968).
30. de-Shalit A., Talmi I., Nuclear Shell Theory, Acad. Press, New York, 1963.
31. Auerbach N., Hüfner J., Kerman A. K., Shakin C. M., Rev. Mod. Phys., 44, 48 (1972).
32. Maris Th. A., Hillman P., Tyrén H., Nucl. Phys., 7, 1 (1958).

16

КОЛЛЕКТИВНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Оболочечная модель очень хорошо объясняет магические числа в ядрах и свойства очень многих ядерных энергетических уровней. Тем не менее она имеет целый ряд недостатков. Наиболее существенный из них состоит в том, что многие квадрупольные моменты ядер оказываются значительно больше предсказываемых оболочечной моделью [1]. Как это впервые показал Рейнштетер, большие квадрупольные моменты ядер можно объяснить, оставаясь в рамках оболочечной модели, если предположить, что остов заполненных оболочек деформирован [2]. Действительно, если остов будет иметь эллипсоидальную форму, то он будет обладать квадрупольным моментом, пропорциональным деформации. О деформации остова свидетельствуют многочисленные эффекты, в частности в ядрах возможны коллективные моды возбуждений. Наличие таких мод неудивительно. Еще в 1877 г. Рэлей изучал [3] устойчивость и колебания электрически заряженных жидких капель, а в 1936 г. Нильс Бор и Калкар показали, что система частиц, поддерживаемых вместе силами взаимного притяжения, может совершать коллективные колебания [4, 5]. Классическим примером таких коллективных эффектов являются плазменные колебания¹⁾. Существование больших квадрупольных моментов ядер служит доказательством возможности коллективных эффектов в них. С 1950 г. Оге Бор и Бен Моттельсон начали систематическое изучение коллективных движений в ядрах [6, 7]; в течение ряда лет они вместе со своими сотрудниками сумели улучшить теорию настолько, что сегодня их модель вобрала в себя все сильные стороны оболочечной и коллективной моделей; созданную ими модель называют *объединенной моделью ядра*.

Наиболее важные факты легче всего обсудить, если рассмотреть ядра двух предельных типов.

¹⁾ См. *Фейнмановские лекции*, т. II, гл. 7, § 5, а также *Джексон*, гл. 10.

Во-первых, ядра с *замкнутыми оболочками*, которые сферически-симметричны и не деформированы. Коллективные движения в таких ядрах — это просто поверхностные колебания, подобные поверхностным волнам у жидкой капли. Для малых колебаний можно считать, что возвращающие силы гармонические, и колебательные уровни поэтому будут строго эквидистантными.

Во-вторых, ядра, которые *сильно отличаются* от ядер с замкнутыми оболочками тем, что каждое из них имеет, кроме остова заполненных оболочек, некоторое число нуклонов, поляризующих этот остов, вследствие чего ядро оказывается *постоянно деформированным*. Такое деформированное ядро может начать вращаться как единое целое, и этот тип коллективных возбуждений приводит к появлению вращательных полос уровней. Деформированное ядро действует как некоторый несферический потенциал на более быстро движущиеся отдельные нуклоны; энергетические уровни отдельной частицы в таком потенциале можно изучить; в результате мы приходим к модели *Нильсона* [8], которая уже упоминалась в конце предыдущей главы.

Изложение материала в данной главе мы начнем с обсуждения деформаций ядер и их вращательных возбуждений, так как это простые вещи, связанные, кроме того, с наглядными эффектами.

§ 1. ДЕФОРМАЦИИ ЯДЕР

Еще в 1935 г. при исследовании оптических спектров было открыто существование электрических квадрупольных моментов ядер [9]. В этой книге мы уже встречались с квадрупольными моментами ядер в § 5 гл. 12. Напомним, что величина квадрупольного момента характеризует отклонение формы распределения электрического заряда в ядре от сферической. Наличие квадрупольного момента ядра означает, что ядро несферическое (или деформированное). Знаки и величины деформаций очень важны при обсуждении различных моделей ядра. Как мы покажем дальше, квадрупольные моменты тех ядер, которые сильно отличаются от ядер с замкнутыми оболочками, настолько велики, что их нельзя связывать с одним валентным нуклоном в ядре и поэтому нельзя объяснить простой оболочечной моделью. Рассхождения становятся особенно заметными вблизи $A \approx 25$ (Al, Mg) в области $150 < A < 190$ (лантаниды) и $A > 200$ (актиниды).

В гл. 12 [см. (12.30)] мы уже определили классический квадрупольный момент ядра:

$$Q = Z \int d^3r (3z^2 - r^2) \rho(r). \quad (16.1)$$

Отметим, что квадрупольный момент (16.1) имеет размерность площади. Иногда, однако, в научной литературе квадрупольный момент определяют немного по-другому: в величину Q вводят дополнительный множитель e . При оценках берут Q для однородно заряженного эллипсоида с полным зарядом

дом Ze и полуосами a и b . Считая, что ось b направлена по оси z , для Q имеем

$$Q = \frac{2}{5} Z (b^2 - a^2). \quad (16.2)$$

Если отклонения от сферической формы невелики, то формулу (16.2) удобно представить немного иначе. Можно ввести «средний» радиус эллипсоида $\bar{R} = \frac{1}{2}(a + b)$ и отклонение $\Delta R = b - a$. Полагая $\delta = \Delta R/\bar{R}$, для квадрупольного момента эллипсоида получаем тогда формулу

$$Q = \frac{4}{5} Z R^2 \delta. \quad (16.3)$$

В квантовой механике функцию плотности $\rho(r)$ заменяют произведением $\psi_{m=j}^* \psi_{m=j}$. Здесь j — квантовое число спина ядра, условие $m = j$ означает, что спин ядра направлен вдоль оси z . Таким образом, имеем

$$Q = Z \int d^3r \psi_{m=j}^* (3z^2 - r^2) \psi_{m=j}. \quad (16.4)$$

Обычно рассматривают *приведенный* квадрупольный момент:

$$Q_{\text{прив}} = \frac{Q}{Z R^2}. \quad (16.5)$$

Для однородно заряженного эллипсоида, как показывает формула (16.3), приведенный квадрупольный момент приближенно равен параметру деформации δ :

$$Q_{\text{прив}} (\text{эллипсоид}) = \frac{4}{5} \delta. \quad (16.6)$$

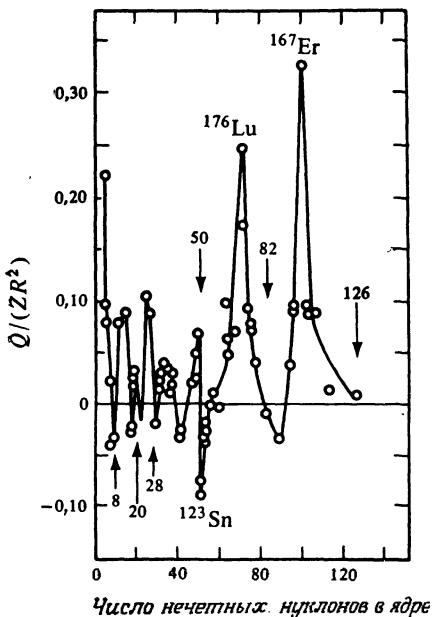
После этих предварительных замечаний посмотрим, что дает эксперимент. На фиг. 16.1 представлены зависимости экспериментально полученных значений приведенных квадрупольных моментов от числа нуклонов в ядре для ядер с нечетным числом Z или N (или обоих этих чисел). Как непосредственно видно из фиг. 16.1, деформации ядер очень малы для ядер, мало отличающихся от магических, но они увеличиваются вплоть до 0,4 в промежутках между ядрами с заполненными оболочками. При этом все большие деформации имеют положительный знак. Согласно формуле (16.1), это означает, что ядра с такими деформациями вытянуты вдоль оси симметрии, т. е. они имеют сигарообразную форму.

Теперь постараемся ответить на следующий вопрос: «Может ли оболочечная модель объяснить наблюдаемые деформации ядер?» В простой одночастичной оболочечной модели электромагнитные моменты ядра как целого определяются последним нуклоном; остов сферически-симметричен и не дает вклада в квадрупольный момент. Схематически ядро с одним добавочным протоном или одной протонной дыркой изображено на фиг. 16.2. Чтобы найти величину квадрупольного момента, созданного одной частицей, надо просто подставить одночастичную волновую функцию, например функцию

(13.30), в формулу (16.4); в результате получим

$$Q_{o.q} = -\langle r^2 \rangle \frac{2j-1}{2(j+1)}. \quad (16.7)$$

Здесь j — квантовое число момента количества движения одной частицы, $\langle r^2 \rangle$ — квадрат среднеквадратичного радиуса для данной однонуклонной



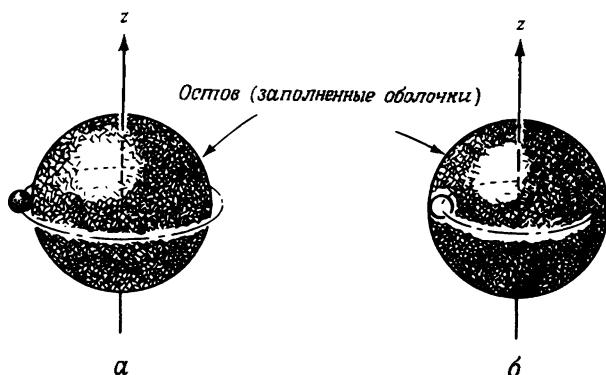
Фиг. 16.1. Зависимость приведенных квадрупольных моментов ядер от числа нуклонов в ядре с нечетным числом Z или N (или обоих этих чисел). Стрелки показывают положения ядер с заполненными оболочками, для которых $Q = 0$.

орбиты. Полагая $\langle r^2 \rangle \approx R^2$, где R — радиус ядра, видим, что приведенный квадрупольный момент, создаваемый одним валентным протоном, дается следующей приближенной формулой:

$$Q_{\text{прив.о.ч}}^p \approx -\frac{1}{Z}. \quad (16.8)$$

Валентный нейtron в рассматриваемом приближении не создает квадрупольного момента. Следует учесть, однако, что движение валентного нейтрона несколько изменяет распределение протонов в остове ядра и немного сдвигает их общий центр масс; в результате для приведенного квадрупольного момента, создаваемого валентным нейтроном, мы получаем следующую величину:

$$Q_{o.q}^n \approx \frac{Z}{A^2} Q_{o.q}^p. \quad (16.9)$$



Фиг. 16.2. Квадрупольный момент, создаваемый остовом замкнутых оболочек и одним дополнительным нуклоном: *а* — протоном; *б* — протонной дыркой.

Для однодырочных состояний справедливы в точности формулы (16.7) и (16.9), однако теперь в формуле (16.7) будет стоять знак плюс.

Даже взглянув бегло на фиг. 16.1, мы можем убедиться, что многие экспериментально полученные квадрупольные моменты значительно больше вычисленных по приближенным формулам (16.8) и (16.9). Более детальное сравнение теоретических и экспериментальных значений квадрупольных моментов для четырех ядер проведено в табл. 16.1. При получении теоретических значений одночастичных квадрупольных моментов считалось, что в каждом случае величина $\langle r^2 \rangle$ равна квадрату радиуса, при котором плотность электрического заряда ядра уменьшается вдвое [см. формулу (6.35)]. Числа, приведенные в табл. 16.1, показывают, что в случае ядер с дважды

Таблица 16.1

Экспериментально наблюдаемые и теоретически предсказываемые
одночастичные квадрупольные моменты

| Ядро | <i>Z</i> | <i>N</i> | Характеристика ядра | β | $Q_{\text{эксп}}^{\circ}$, фм ² | $Q_{\text{o.ч}}^{\circ}$, фм ² | $\frac{Q_{\text{эксп}}}{Q_{\text{o.ч}}}$ |
|-------------------|----------|----------|---------------------------------------|---------|--|---|--|
| ¹⁷ O | 8 | 9 | Двойное магическое +1 нейтрон | $5/2$ | -2,6 | -0,1 | 20 |
| ³⁹ K | 10 | 20 | Двойное магическое +1 протонная дырка | $3/2$ | +5,5 | +5 | 1 |
| ¹⁷⁵ Lu | 71 | 104 | Наполовину заполненная оболочка | $7/2$ | +560 | -25 | -20 |
| ²⁰⁹ Bi | 83 | 126 | Двойное магическое +1 протон | $9/2$ | -35 | -30 | 1 |

магическим числом нуклонов плюс один протон или протонная дырка одночастичная оценка приводит к значениям квадрупольных моментов, хорошо согласующимся с наблюдаемыми. Для оставшихся двух ядер экспериментальные значения квадрупольных моментов намного больше предсказанных теоретически. Для ядра ^{176}Lu получается даже другой знак. Данные по четырем ядрам, приведенные в табл. 16.1, типичны вообще для всех ядер. Простая одночастичная оболочечная модель не может объяснить экспериментально наблюдаемые большие квадрупольные моменты ядер.

Как же тогда объяснить большие значения квадрупольных моментов ядер? Как мы уже сказали, решающий шаг в разрешении этой проблемы сделал в свое время Рейнвотер. До него в простой оболочечной модели предполагали, что заполненные оболочки не дают никакого вклада в моменты ядра, так как остов считался всегда сферически-симметричным. Рейнвотер сделал предположение, что остов ядра, обладающего большим квадрупольным моментом, не сферичен, а постоянно деформирован валентными нуклонами. Поскольку остов содержит большую часть нуклонов ядра, а следовательно, большую часть его электрического заряда, то даже небольшая деформация остова приводит к появлению заметного квадрупольного момента. Порядок величины деформации, необходимой для получения определенного значения приведенного квадрупольного момента, можно оценить по формуле (16.6). Так, например, для ядра ^{17}O оказывается, что необходима лишь совсем небольшая деформация ядра порядка $\delta = 0,07$.

Деформацию ядер легче всего понять, обратившись к ядрам с замкнутыми оболочками. Как отмечалось в гл. 15, из-за короткодействующих сил спаривания ядра с заполненными оболочками будут обязательно иметь сферическую форму и будут обладать нулевым моментом количества движения. Добавим теперь некоторое число нуклонов к остову заполненных оболочек. Эти нуклоны будут стремиться поляризовать остов заполненных оболочек ядра вследствие действия дальнодействующей составляющей ядерных сил, носящей характер притяжения. Если вне остова имеется только один нуклон, то искажение остова будет порядка $1/A$. Поскольку имеется Z электрических зарядов в остове, это искажение приводит к появлению «индуцированного» квадрупольного момента порядка $(Z/A) Q_0$. Описываемое искажение остова примерно одинаково для валентного нейтрона и валентного протона, так что ядра, имеющие один валентный нейтрон вне остова заполненных оболочек, будут, таким образом, иметь квадрупольный момент того же знака и примерно той же величины, что и ядра с нечетным числом протонов. Рассуждая таким образом, можно понять величину квадрупольного момента, например, ядра ^{17}O , включенного в табл. 16.1. Когда имеется не один, а два или больше нуклонов вне остова заполненных оболочек, поляризационные эффекты должны усилиться. И это позволяет объяснить большие экспериментальные значения квадрупольных моментов ядер.

Деформация ядер проявляется не только в том, что возникают статические электрические квадрупольные моменты, но также и в ряде других свойств ядер. Двумя важнейшими из них мы займемся в следующих параграфах: появлением вращательных спектров ядерных уровней и поведением однонуклонных состояний оболочечной модели в деформированном потенциале.

§ 2. ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ БЕССПИНОВЫХ ЯДЕР

Как говорилось в предыдущем параграфе, имеются бесспорные доказательства постоянной деформации ядер. Если ядро деформировано, то его ориентацию в пространстве можно определить и описать определенным набором углов. Это обстоятельство позволяет сразу предсказать существование вращательного спектра у такого ядра [10]. Действительно, возьмем соотношение неопределенностей для угла ϕ и соответствующего оператора орбитального момента количества движения $L_\phi = -i\hbar(\partial/\partial\phi)$:

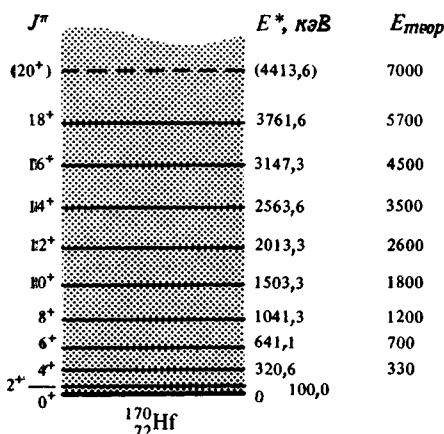
$$\Delta\phi\Delta L_\phi \geq \hbar. \quad (16.10)^1$$

Так как угол изменяется в ограниченной области, соответствующий ему момент количества движения не будет иметь строго определенного значения. Следовательно, должно существовать не одно, а несколько собственных состояний момента количества движения. Как раз эти состояния с определенными значениями момента количества движения и наблюдаются у многих ядер. Их называют *вращательными уровнями*. В этом параграфе мы будем заниматься физическими характеристиками этих уровней. Пример особенно хорошего вращательного спектра ядра приведен на фиг. 16.3. В настоящее время подобные спектры экспериментально найдены у большого количества других ядер.

Вращательные уровни для ядра ^{170}Hf , показанные на фиг. 16.3, демонстрируют замечательную регулярность: все уровни имеют одну и ту же (положительную) четность, а ядерное спиновое квантовое число возрастает всякий раз на две единицы при переходе к соседнему уровню, при этом расстояния между соседними уровнями плавно возрастают с ростом спина. Этими свойствами вращательные уровни существенно отличаются от свойств однонуклонных уровней, объясняемых оболочечной моделью (мы их рассматривали раньше в гл. 15). Заметим, что ядро ^{170}Hf четно-четное, и поэтому можно ожидать, что в его основном состоянии все нуклоны с противоположно направленными спинами объединены в пары. Энергия, которую необходимо затратить, чтобы разорвать одну такую пару, примерно равна 2 МэВ

¹⁾ При использовании соотношения неопределенностей (16.10), на котором основаны наши рассуждения, могут возникнуть некоторые вопросы. Если у читателя они появятся, ему следует обратиться к работам [11, 12].

(см. фиг. 15.3), т. е. она намного больше энергии первого возбужденного уровня ядра ^{170}Hf (см. фиг. 16.3). Наблюдаемые для ^{170}Hf уровни, таким образом, никак нельзя связать с разрывами нуклонных пар. Ядро ^{170}Hf вовсе не исключительное в этом отношении. На фиг. 16.4 схематически показаны энергии самых низких возбужденных уровней 2^+ для всех четно-четных ядер. За очень немногими исключениями, которые практически все касаются магических ядер, эти уровни являются также и первыми возбужденными

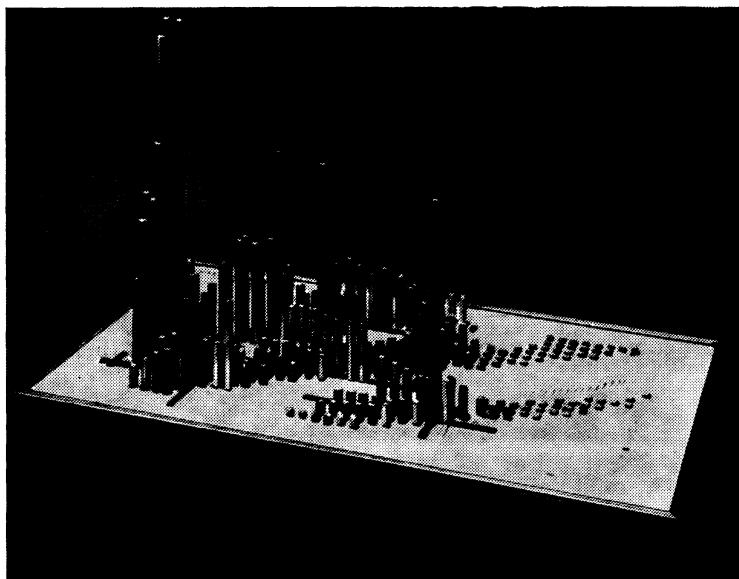


Фиг. 16.3. Вращательный спектр сильно деформированного ядра ^{170}Hf [13]. Уровни наблюдались в реакции $^{165}\text{Ho}(^{11}\text{B}, 6n)^{170}\text{Hf}$. Теоретические значения энергий уровней вычислялись по формуле (16.14) при предположении $E_2 = 100$ кэВ.

уровнями ядер. Из фиг. 16.4 непосредственно видно, что энергии возбуждения ядер, сильно отличающихся от ядер с полностью заполненными оболочками, намного меньше энергии спаривания.

Убедимся теперь, что уровни типа показанных на фиг. 16.3, можно действительно объяснить коллективными вращениями деформированного ядра. Ради простоты предположим, что наше деформированное ядро аксиально-симметричное (сфероидальное), как это показано на фиг. 16.5. Систему декартовых осей 1, 2, 3, связанную с ядром, выберем так, чтобы ось 3 совпала с осью симметрии ядра. Оси 1 и 2 полностью равноправны. Наивно рассуждая, можно было бы ожидать, что ядро, показанное на фиг. 16.5, способно свободно вращаться как вокруг оси симметрии, так и вокруг любой оси, перпендикулярной к ней. Однако такое представление неверно. Вращение ядра вокруг оси симметрии с точки зрения квантовой механики не имеет никакого смысла, что можно видеть из следующего небольшого рассуждения. Обозначим через ϕ угол поворота вокруг оси симметрии 3. Вследствие аксиальной симметрии волновая функция ψ не должна зависеть от угла ϕ , т. е.

$$\frac{\partial \psi}{\partial \phi} = 0.$$



Фиг. 16.4. Трехмерная модель энергий первых возбужденных состояний 2^+ для четно-четных ядер. Наглядно представлена зависимость энергий возбуждений от числа протонов и нейtronов в ядре. Магические ядра отмечены жирными крестиками на плоскости Z, N . Из модели видно, что энергии возбуждения очень малы для ядер, лежащих между магическими ядрами, и велики для магических ядер. (Фотографию модели предоставила авторам Г. Шарф-Голдхабер [14, 15]; включены данные, полученные до 1967 г.)

Оператор R_3 компоненты орбитального момента количества движения вдоль оси 3 имеет вид $R_3 = -i\hbar(\partial/\partial\phi)$. Поэтому, если только действительно имеется аксиальная симметрия, то рассматриваемая компонента орбитального момента количества движения вдоль оси симметрии должна равняться нулю: никакого коллективного вращения вокруг оси симметрии быть не может. Однако, конечно, могут быть вращения вокруг осей, перпендикулярных к оси симметрии. Учет их непосредственно ведет к объяснению экспериментально наблюдаемых спектров ядерных уровней. Ради простоты рассмотрим сначала деформированное ядро с нулевым значением внутреннего момента количества движения и исследуем его вращение вокруг оси 1 (см. фиг. 16.5). Если ядро обладает вращательным моментом количества движения R , его энергия вращения определяется формулой

$$H_{\text{вр}} = \frac{R^2}{2J}. \quad (16.11)$$

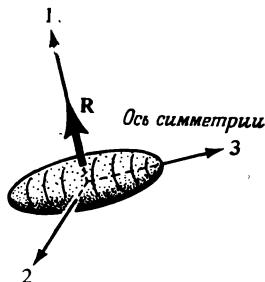
где \mathcal{J} — момент инерции ядра относительно оси 1. Соответственно в квантовой механике имеем следующее уравнение Шредингера:

$$\frac{R_{\text{оп}}^2}{2\mathcal{J}} \psi = E\psi; \quad (16.12)$$

оператор $R_{\text{оп}}^2$ мы уже рассматривали в гл. 13; там мы обозначили его как L^2 [см. (13.25)]. Согласно формулам (13.27), собственные значения и собственные функции оператора $R_{\text{оп}}^2$ следующие:

$$R_{\text{оп}}^2 Y_J^M = J(J+1) \hbar^2 Y_J^M, \quad (16.13)$$

где $J = 0, 1, 2, \dots$, а Y_J^M — сферические гармоники (см. табл. П.8 в приложении). Четность гармоники Y_J^M находится по формуле (9.10), и она равна



Фиг. 16.5. Постоянно деформированное аксиально-симметричное ядро. R — вращательный момент количества движения.

$(-1)^J$. Бессpinовое ядро, которое мы сейчас рассматриваем, инвариантно относительно отражения в плоскости 1, 2. Поскольку сферические гармоники с нечетным J имеют нечетную четность, они изменяют знак при таком отражении и поэтому не могут быть нашими собственными функциями. Допустимы, следовательно, только четные значения J . Согласно (16.12), собственные значения вращательной энергии ядра равны

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} = J(J+1), \quad (16.14)$$

где $J = 0, 2, 4, \dots$. Спины ядер для уровней, приведенных на фиг. 16.3, совпадают с этими значениями. Если энергия первого возбужденного уровня известна, то энергии всех остальных более высоких уровней [как это непосредственно следует из (16.14)] можно рассчитать по формуле

$$E_J = \frac{1}{6} J(J+1) E_2. \quad (16.15)$$

Теоретические значения энергий E_J для ядра ^{170}Hf , вычисленные по этой формуле, приведены на фиг. 16.3. Воспроизводится общая тенденция рас-

положения уровней в спектре, полученном экспериментально, правда рассчитанные значения больше экспериментальных. Расхождение в энергиях можно объяснить эффектом центробежного растяжения ядра. С учетом его полностью объясняются наблюдаемые положения уровней в спектре ядра ^{170}Hf [16, 17].

Согласно (16.14), энергии вращательных уровней зависят только от одной характеристики ядра — момента инерции \mathcal{J} . Экспериментальное значение этого параметра для данного ядра можно найти из наблюдаемых значений энергий вращательных возбуждений; затем полученное значение данного параметра можно сравнить с рассчитанным по той или иной модели ядра. Самыми простыми являются две модели, описывающие предельные случаи: модель *жесткого вращения* и модель *безвихревого вращения*. Для однородного твердого шара радиусом R_0 и массой Am момент инерции определяется формулой

$$\mathcal{J}_{\text{тв. тело}} = \frac{2}{5} AmR_0^2. \quad (16.16)$$

Во второй модели вращение ядра рассматривают как волну, распространяющуюся по его поверхности; под действием этой волны форма ядра изменяется, а нуклоны в нем совершают колебательные движения. Момент инерции дается формулой

$$\mathcal{J}_{\text{безвихр.}} = \frac{2}{5} Am(\Delta R)^2, \quad (16.17)$$

или

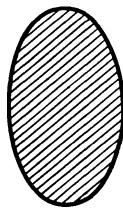
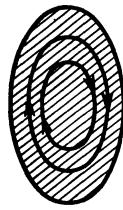
$$\mathcal{J}_{\text{безвихр.}} = \mathcal{J}_{\text{тв. тело}}\delta^2. \quad (16.18)$$

Здесь $\delta = \Delta R/R_0$ — параметр деформации, который уже был введен выше [см. (16.3)]. Линии тока для двух предельных видов вращения ядра (как они видны в системе координат, вращающейся вместе с ядром) показаны на фиг. 16.6¹). Эмпирические значения моментов инерции ядер лежат между значениями, предсказываемыми обеими моделями. Конечно, ядро не является абсолютно твердым телом, а вращение нуклонов в ядре не полностью безвихревое.

Наконец, сделаем еще одно замечание. Излюбленным вопросом на экзаменах по квантовой механике является просьба доказать теорему о том, что частица со спином J , меньшим 1, не может обладать квадрупольным моментом. Выше мы предполагали, что бесспиновое ядро, например показанное на фиг. 16.5, имеет постоянную деформацию. Как это согласовать с упомянутой теоремой? Ответ на вопрос состоит в следующем. Необходимо обязательно различать *внутренний квадрупольный момент* и *наблюдаемый квадрупольный момент* [18]. Бесспиновое ядро может иметь постоянную деформацию (внутренний квадрупольный момент), и это может проявиться в существовании

¹⁾ Эти модели как бы аналогичны сырому яйцу и яйцу, сваренному вкрутую.

вращательных уровней, а также в квантовых переходах с уровня $J = 0$ и на уровень $J = 0$. Однако этот квадрупольный момент нельзя наблюдать непосредственно из-за того, что для ядра, не имеющего спина, нельзя указать какую-либо предпочтительную ось в пространстве. При любом физическом

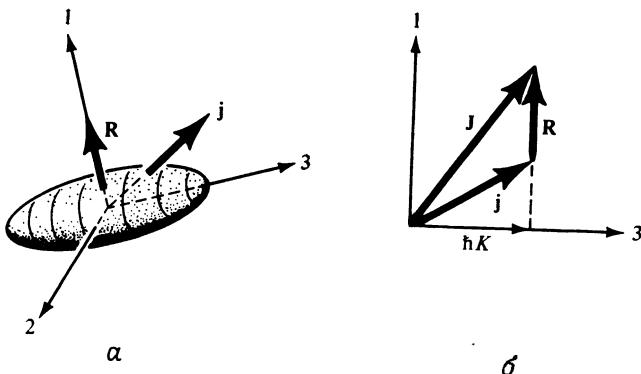
*a**b*

Фиг. 16.6. Предельные типы вращения: *a* — жесткое; *b* — безвихревое. Оба типа вращений показаны так, как они видны в системе координат, вращающейся вместе с ядром. В случае жесткого вращения скорости равны нулю. В случае безвихревого вращения линии тока образуют замкнутые кривые. Нуклоны движутся вдоль линий тока в направлении, противоположном вращению всего ядра.

измерении будет происходить усреднение по всем направлениям; постоянная деформация ядра проявится только в том, что у ядра будет «скин-слой» необычно большой толщины.

§ 3. СЕМЕЙСТВА ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ

Деформированные ядра с нулевым спином в своем основном состоянии имеют по одной полосе вращательных возбужденных уровней со спинами и четностями $0^+, 2^+, \dots$. Существует, однако, много деформированных ядер с отличным от нуля спином в своем основном состоянии. Распространим теорию из предыдущего параграфа на этот более общий случай. Ситуация здесь, конечно, намного сложнее, и поэтому мы рассмотрим ниже только самый простой пример. Мы возьмем ядро, имеющее деформированный аксиально-симметричный бесспиновый остов и один валентный нуклон. Кроме того, полностью пренебрежем взаимодействием между внутренним и коллективным (вращательным) движениями. Допустим далее, что валентный нуклон



Фиг. 16.7. *а* — деформированный остов имеет коллективный момент количества движения R ; валентный нуклон имеет момент количества движения j ; *б* — сложение моментов R и j в полный момент количества движения ядра J . Собственное значение компоненты J вдоль оси симметрии 3 обозначено как $\hbar K$.

никак не влияет на остов, так что этот остов ведет себя как деформированное бесспиновое ядро, которое мы уже рассмотрели в предыдущем параграфе. Тогда остов можно будет характеризовать вращательным моментом количества движения R , направленным перпендикулярно к оси симметрии 3 , так что $R_3 = 0$. Пусть валентный нуклон имеет момент количества движения j . Оба момента количества движения показаны на фиг. 16.7, *а*; они складываются в полный момент количества движения:

$$J = R + j. \quad (16.19)$$

Полный момент количества движения J и его составляющая J_3 вдоль оси симметрии ядра удовлетворяют следующим уравнениям на собственные значения:

$$\begin{aligned} J_{\text{оп}}^2 \psi &= J(J+1)\hbar^2 \psi, \\ J_{3, \text{оп}} \psi &= K\hbar \psi. \end{aligned} \quad (16.20)$$

Так как $R_3 = 0$, собственное значение оператора $j_{3, \text{оп}}$ тоже равно $\hbar K$.

Если предположить, что на состояние валентного нуклона никак не влияет коллективное вращение, то следует ожидать, что каждое состояние валентного нуклона может стать основным (головным) для выделенной полосы вращательных уровней. Давайте рассчитаем положения энергетических уровней в этих полосах. Гамильтониан ядра является суммой гамильтониана вращательной энергии и гамильтониана энергии валентного нуклона:

$$H = H_{\text{вр}} + H_{\text{нукл.}}$$

отсюда, используя (16.11) и (16.19), получаем

$$H = \frac{R_{\text{оп}}^2}{2J} + H_{\text{нукл}} = \frac{1}{2J} (\mathbf{J}_{\text{оп}} - \mathbf{j}_{\text{оп}})^2 + H_{\text{нукл}}.$$

Физический смысл этого гамильтониана существенно прояснится, если мы представим его в виде суммы трех следующих операторных слагаемых:

$$\begin{aligned} H &= H_{\text{вр}} + H_{\text{o.ч}} + H_{\text{к}}, \\ H_{\text{вр}} &= \frac{1}{2J} (J_{\text{оп}}^2 - 2J_{z, \text{оп}} j_{z, \text{оп}}), \\ H_{\text{o.ч}} &= H_{\text{нукл}} + \frac{1}{2J} j_{\text{оп}}^2, \\ H_{\text{к}} &= -\frac{1}{J} (J_{1, \text{оп}} j_{1, \text{оп}} + J_{2, \text{оп}} j_{2, \text{оп}}). \end{aligned} \quad (16.21)$$

Третье слагаемое напоминает потенциальную энергию классических кориолисовых сил; оно называется *кориолисовым* или слагаемым вращательно-нуклонного взаимодействия. Им можно пренебречь, кроме случая $K = \frac{1}{2}$ ¹⁾. Второе слагаемое вообще не зависит от вращательного состояния ядра, и его вклад в энергию можно найти, просто разрешая уравнение

$$H_{\text{o.ч}}\psi = E_{\text{o.ч}}\psi.$$

Первое слагаемое описывает энергию вращательного движения ядра. Согласно (16.20), собственные энергии для этого операторного слагаемого даются формулой

$$E_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2}{2J} [J(J+1) - 2K^2], \quad J \geq K. \quad (16.22)$$

Полная энергия, таким образом, равна

$$E_{J,K} = \frac{\hbar^2}{2J} [J(J+1) - 2K^2] + E_{\text{o.ч.}} \quad (16.23)$$

Эта формула описывает положения вращательных уровней; она подобна формуле (16.14), полученной ранее для бесспинового ядра. Используя терминологию, заимствованную из молекулярной спектроскопии, назовем последовательность уровней, принадлежащую заданному значению K , *вращательной полосой* или *полосой вращательных уровней*, а уровень с наименьшим спином назовем *главным уровнем полосы*. Имеются характерные различия между случаями $K = 0$ и $K \neq 0$:

1. В случае $K = 0$ спины равны четным целым числам, а в случае $K \neq 0$ спины определяются формулой

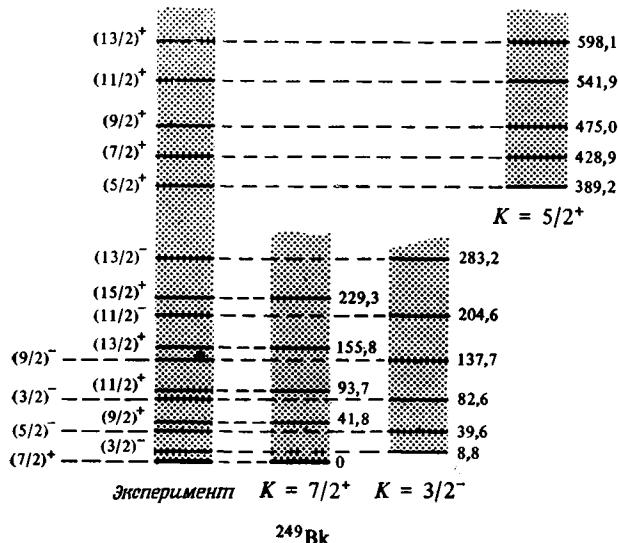
$$J = K, K+1, K+2, \dots \quad (16.24)$$

¹⁾ Случай $K = \frac{1}{2}$ рассмотрен в работах [6, 7, 10—12].

2. Отношения энергий возбуждения уровней, лежащих выше головного уровня полосы, нельзя рассчитать по формуле (16.15). Например, отношение энергии возбуждения второго уровня к энергии возбуждения первого уровня не равно $\frac{10}{3}$, а равно

$$\frac{E_{K+2, K} - E_{K, K}}{E_{K+1, K} - E_{K, K}} = 2 + \frac{1}{K+1}. \quad (16.25)$$

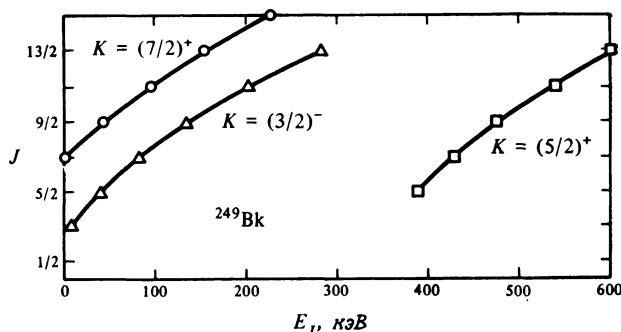
Значение числа K можно найти, исходя из этого отношения. На фиг. 16.8 в качестве примера появления вращательных полос в ядрах с нечетным



Фиг. 16.8. Энергетические уровни ядра ^{249}Bk . Слева изображены все наблюдаемые энергетические уровни с энергией возбуждения вплоть до 600 кэВ. Уровни распадаются на три вращательные полосы, которые показаны на фигуре справа. Все энергии измерены в единицах кэВ.

числом A мы приводим диаграмму уровней для ядра ^{249}Bk . Совокупность экспериментальных энергетических уровней изображена слева, причем указаны значения спинов и четностей для отдельных уровней. Удаётся выделить три различные вращательные полосы с головными уровнями $K = (\frac{7}{2})^+, (\frac{3}{2})^-$ и $(\frac{5}{2})^+$. Порядок следования уровней в отдельных вращательных полосах такой же, как предсказывается формулой (16.24), причем энергии уровней удовлетворительно описываются формулой (16.23). Значения K совершенно однозначно определяются по формуле (16.25).

Семейства вращательных уровней можно изобразить кривыми зависимости момента количества движения от энергии уровня, в частности такими же, как кривые для уровней гармонического осциллятора, представленные на фиг. 13.9, и как кривые для отдельных гиперонов, изображенные на фиг. 13.10. На фиг. 16.9 изображена такая зависимость для трех рассматриваемых семейств вращательных уровней, которые наблюдаются при распаде



Фиг. 16.9. Зависимость момента количества движения J от энергии уровня для трех вращательных семейств уровней ядра ^{249}Bk , показанных на фиг. 16.8.

ядра ^{249}Bk . Состояния, лежащие на одной траектории, имеют одну и ту же внутреннюю структуру и различаются только величиной коллективного вращательного момента.

Итак, мы рассмотрели деформацию ядер и объяснили появление вращательных энергетических уровней в их спектрах. Конечно, соответствующую теорию мы изложили довольно бегло, опустив многие детали и доказательства, но мы надеемся, что читателю стали понятны все основные физические идеи. В следующих параграфах настоящей главы мы остановимся еще на двух важных аспектах коллективных движений: на влиянии деформации ядра на состояния оболочечной модели (модель Нильсона) и на коллективных колебаниях ядра.

§ 4. ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ДВИЖЕНИЯ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ (МОДЕЛЬ НИЛССОНА)

В гл. 15 мы рассказали читателю об оболочечной модели ядра. В предыдущем параграфе ядро рассматривалось как коллективная система, способная вращаться. Эти модели представляют две противоположные точки зрения на ядро. Но нельзя ли слить их воедино? В настоящем параграфе мы сделаем первый шаг к объединению этих моделей, а именно займемся моделью

Нильсона [8]. В модели Нильсона деформированное ядро рассматривается как состоящее из невзаимодействующих частиц, движущихся в деформированной потенциальной яме. В гл. 15 мы рассмотрели одонуклонные уровни в сферически-симметричной потенциальной яме. В § 2 гл. 15 мы показали, что средний потенциал, который «чувствует» отдельный нуклон, напоминает по форме распределение плотности нуклонов в ядре. Согласно (13.20), (13.22) и (15.17), сферически-симметричный потенциал оболочечной модели имеет вид

$$V(r) = \frac{1}{2} m\omega^2 r^2 - C\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}; \quad (16.26)$$

первое слагаемое — это центральный потенциал, второе — потенциал спин-орбитального взаимодействия. Параметр ω характеризует энергию осцилляторного уровня (фиг. 13.7), для которой, согласно (13.29), имеем $E = -(N + \frac{3}{2}) \hbar\omega$. Уровни в потенциале (16.26) показаны, например, на фиг. 15.10. Они характеризуются квантовыми числами N , l и j . Вследствие инвариантности относительно поворотов в пространстве и отражения в начале координат полный момент количества движения j , орбитальный момент количества движения l (а также четность) для нуклона являются хорошими квантовыми числами, поэтому N , l и j можно использовать для характеристики уровней.

Поскольку многие ядра сильно деформированы, как об этом мы говорили в § 1 настоящей главы, нуклоны ядра не всегда движутся в сферически-симметричном потенциале, и поэтому формулу (16.26) нужно обобщить. Такое общеизвестное обобщение провел Нильсон: вместо потенциала (16.26) он взял потенциал

$$V_{\text{деф}} = \frac{1}{2} m [\omega_1^2 (x_1^2 + x_2^2) + \omega_3^2 x_3^2] + C(\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) + Dl^2. \quad (16.27)$$

Потенциалом (16.27) описывается аксиально-симметричное ядро — таковыми являются многие деформированные ядра. Координатные оси x_1 , x_2 и x_3 жестко связаны с ядром: ось x_3 направлена вдоль оси симметрии 3 (фиг. 16.5). Константа C характеризует величину спин-орбитального взаимодействия. Последнее слагаемое Dl^2 в (16.27) подправляет радиальную зависимость потенциала. Осцилляторный потенциал довольно сильно отличается от реалистического потенциала вблизи поверхности ядра, как это показано на фиг. 15.5. Состояния с большими орбитальными моментами количества движения особенно чувствительны к различию потенциалов; слагаемое Dl^2 при $D < 0$ понижает энергию этих последних состояний. Ядерное вещество практически несжимаемо: для каждого вида деформации коэффициенты ω_1 и ω_3 определенным образом связаны между собой. Например, для чисто квадрупольной деформации, о которой пойдет речь в следующем параграфе,

коэффициенты ω_{\perp} и ω_3 связаны формулами

$$\begin{aligned}\omega_3 &= \omega_0 \left(1 - \frac{2}{3} \varepsilon\right), \\ \omega_{\perp} &= \omega_0 \left(1 + \frac{1}{3} \varepsilon\right),\end{aligned}\quad (16.28)$$

где ε — параметр, характеризующий деформацию. При $\varepsilon^2 \ll 1$ коэффициенты ω_{\perp}^2 и ω_3 удовлетворяют соотношению

$$\omega_{\perp}^2 \omega_3 = \omega_0^3; \quad (16.29)$$

оно является условием постоянства объема ядра при деформации. Параметр ε и параметр деформации δ , введенный в § 1 настоящей главы, связаны следующим образом:

$$\delta = \varepsilon \left(1 + \frac{1}{2} \varepsilon\right). \quad (16.30)$$

Используя (16.3), (16.30) и (6.37), внутренний квадрупольный момент можно представить формулой

$$Q = \frac{4}{3} Z \langle r^2 \rangle \varepsilon \left(1 + \frac{1}{2} \varepsilon\right). \quad (16.31)$$

Как следует из (16.27) и (16.28), вид потенциала $V_{\text{деф}}$ задается четырьмя параметрами ω_0 , C , D и ε , причем из них только ε сильно зависит от формы ядра. Для данного ядра параметр ε находят из экспериментально измеренных значений Q и $\langle r^2 \rangle$. Первые три параметра (ω_0 , C и D) не зависят от формы ядра при $\varepsilon^2 \ll 1$; их находят по ядерным спектрам и радиусам сферических ядер, для которых $\varepsilon = 0$. Приближенные значения параметров следующие:

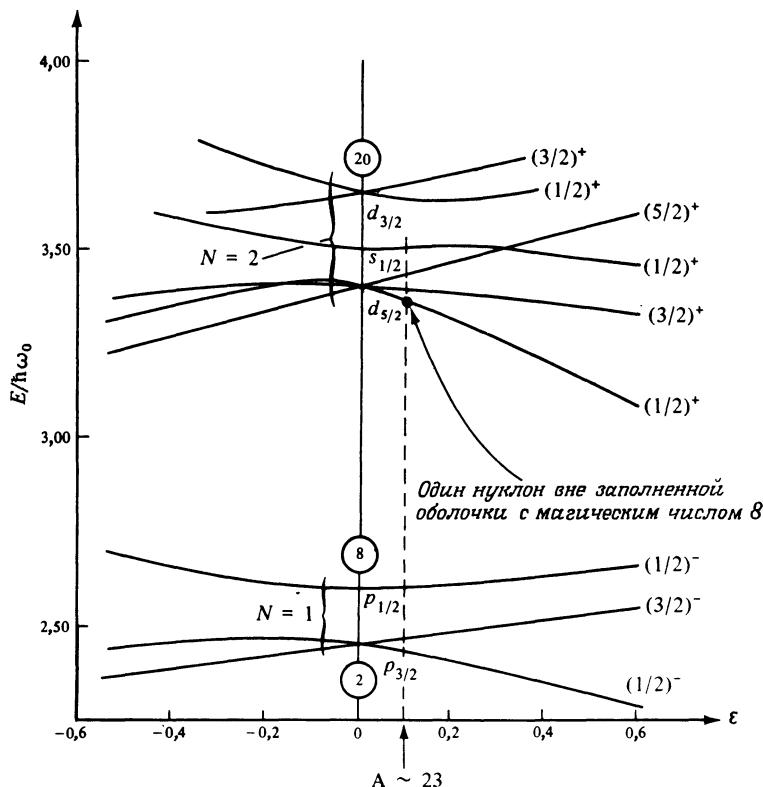
$$\hbar \omega_0 \approx 41 A^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad (16.32)$$

$$C \approx -0,1 \hbar \omega_0, \quad D \approx -0,02 \hbar \omega_0. \quad (16.33)$$

Выбор потенциала $V_{\text{деф}}$ в форме (16.27), конечно, не однозначен; другие потенциалы, отличные от нильссоновского, обстоятельно исследовались различными авторами¹⁾: Поскольку основные особенности получаемых спектров практически одинаковы для разных использованных потенциалов, мы здесь ограничимся обсуждением только модели Нильсона.

В модели Нильсона, как и в сферически-симметричной одночастичной модели, рассмотренной в гл. 15, предполагается, что все нуклоны (кроме последнего нечетного) объединены в пары и не дают вклада в момент количества движения ядра. Чтобы найти волновую функцию и энергию последнего нуклона, нужно численно на электронной вычислительной машине решить

¹⁾ Одночастичные уровни в несферических ядрах в области $150 < A < 190$ подробно изучены в работе [19].

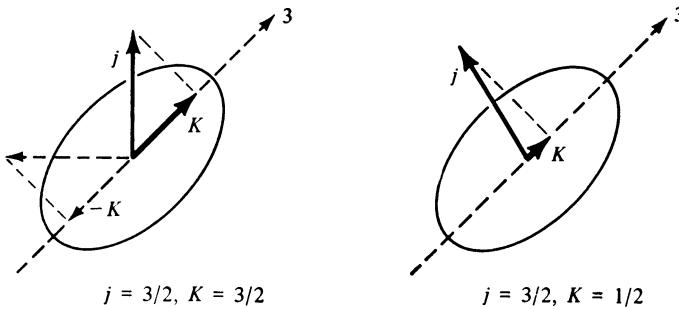


Фиг. 16.10. Диаграмма уровней в модели Нилсона. Обозначения пояснены в тексте. На каждом уровне может находиться не более двух нуклонов.

уравнение Шредингера с потенциалом $V_{\text{деф}}$. Типичные получаемые при этом результаты для ядер с малыми A приведены на фиг. 16.10. При нулевой деформации $\epsilon = 0$ уровни совпадают с уровнями, приведенными на фиг. 15.10; их можно характеризовать квантовыми числами N , j и l (N — номер осцилляторной оболочки; см. табл. 15.1). В этом случае ($\epsilon = 0$) уровни $(2j + 1)$ -кратно вырождены. Деформация снимает вырождение, как это показано на фиг. 16.10. Уровень $p_{3/2}$ расщепляется на 2, а уровень $d_{5/2}$ — на 3 отдельных уровня. Уровень нуклона с полным моментом количества движения j в сферически-симметричном потенциале расщепляется на $^{1/2}(2j + 1)$ различных энергетических уровней в соответствии со значениями $K = j, j - 1, j - 2, \dots, ^{1/2}$. Множитель $^{1/2}$ здесь получается по той причине, что остается неснятым двукратное вырождение уровней, связанное с симметрией ядра

относительно отражения в плоскости 1, 2. Состояния K и $-K$ имеют одну и ту же энергию (фиг. 16.11). Уровень с данным значением $|K|$ может быть занят двумя нуклонами данного типа.

Какие же *квантовые числа* следует приписывать уровням в деформированном потенциале? Симметрия относительно пространственных поворотов, кроме поворотов относительно оси симметрии ядра, теперь нарушена, поэтому моменты количества движения j и l больше не сохраняются. В модели Нильсона сохраняются только два следующих квантовых числа: четность $\pi = (-1)^N$ и составляющая момента количества движения K . (То, что нуклон с полным моментом количества движения j дает различные уровни K , можно понять,



Фиг. 16.11. В несферическом ядре полный момент количества движения нуклона j не сохраняется. Сохраняется только его составляющая K вдоль оси симметрии ядра. Вместо одного уровня нуклона со спином j (в случае сферической симметрии) имеем группу уровней с $K = j, j - 1, \dots, \frac{1}{2}$. Состояния K и $-K$ имеют одинаковую энергию.

исходя из векторной модели: момент количества движения j быстро прецессирует вокруг оси симметрии 3. Поэтому любая его составляющая на ось, перпендикулярную оси 3, усредняется до нуля, и ее не нужно рассматривать.) Получаемый уровень, следовательно, нужно обозначить символом K^π . В действительности, однако, каждому уровню приписывают три частично сохраняющихся квантовых числа, но эти *асимптотические* квантовые числа нам здесь не понадобятся.

В качестве примера использования модели Нильсона рассмотрим основные состояния ядер, для которых число нейтронов или протонов примерно равно 11. Из экспериментальных данных, приведенных на фиг. 16.1, видно, что для этих ядер следует ожидать деформацию порядка 0,1; следовательно, к ним приложима модель Нильсона. Физические характеристики основных состояний нескольких ядер приведены в табл. 16.2. Если бы мы решили эти ядра описывать одночастичной сферически-симметричной оболочечной моделью, то спины и четности основных состояний можно было бы найти

Таблица 16.2
Деформированные ядра при $A \approx 23$

| Ядро | Z | N | Q, фм ² | $\delta \approx \epsilon$ | Квантовые числа основного состояния | | |
|------------------|----|----|--------------------|---------------------------|-------------------------------------|------------------------|------------------------|
| | | | | | эксперимент | оболочечная модель | модель Нилсона |
| ¹⁹ F | 9 | 10 | | | ($1/2$) ⁺ | ($5/2$) ⁺ | ($1/2$) ⁺ |
| ²¹ Ne | 10 | 11 | 9 | 0,09 | ($3/2$) ⁺ | ($5/2$) ⁺ | ($3/2$) ⁺ |
| ²¹ Na | 11 | 10 | | | ($3/2$) ⁺ | ($5/2$) ⁺ | ($3/2$) ⁺ |
| ²³ Na | 11 | 12 | 14 | 0,11 | ($3/2$) ⁺ | ($5/2$) ⁺ | ($3/2$) ⁺ |
| ²³ Mg | 12 | 11 | | | ($3/2$) ⁺ | ($5/2$) ⁺ | ($3/2$) ⁺ |

с помощью диаграммы одночастичных энергетических уровней на фиг. 15.10. Момент количества движения ядра, согласно этой модели, определяется только последним нечетным нуклоном. Ядра, приведенные в табл. 16.2, имеют один или три нуклона вне заполненной оболочки с магическим числом 8. Если использовать диаграмму уровней, изображенную на фиг. 15.10, то этим ядрам следовало бы приписать спины и четности, равные ($5/2$)⁺. В действительности, однако, спины не равны $5/2$ даже для ядра ¹⁹F, которое имеет только один протон вне оболочки с магическим числом 8. Квадрупольные моменты были экспериментально измерены только для двух ядер, приведенных в табл. 16.2; значения $\langle r^2 \rangle$ были вычислены по формуле (6.34). По формуле (16.31) были рассчитаны значения параметра деформации δ ($\approx \epsilon$). Согласно простой оценке, основанной на данных фиг. 16.1, для величины δ имеем значение 0,1. Это значение отмечено на фиг. 16.10 вертикальной пунктирной линией. Эта линия пересекает однонуклонные уровни энергии. Непосредственно видно, что в случае одного нуклона, добавленного к замкнутой оболочке с магическим числом 8, получается уровень ($1/2$)⁺. В случае трех нуклонов вне замкнутой оболочки получаем уровень ($3/2$)⁺. Из табл. 16.2 непосредственно видно, что приведенные значения согласуются с экспериментально наблюдаемыми квантовыми числами этих уровней. Таким образом, модель Нилсона может объяснить по крайней мере некоторые свойства деформированных ядер. (В наших рассуждениях мы неявно предполагали, что четное число нуклонов, например 10 нейтронов в ядре ¹⁹F, объединены в пары, так что их полный момент количества движения равен нулю.)

Предсказание значений полных моментов количества движения основных состояний ядер — это не единственный успех модели Нилсона. Она способна объяснить большое число других физических свойств деформированных ядер [20, 21].

До сих пор в этом параграфе мы рассматривали задачу о движении одного нуклона в статическом деформированном потенциале и не учитывали, что сама потенциальная яма движется. Потенциальная яма жестко связана с ядром. Если ядро вращается, то с ним вращается и его потенциальная яма. Как было показано в предыдущем параграфе, вследствие вращения деформированного ядра в его спектре появляются полосы вращательных уровней. Уместно спросить: «Законно ли считать, что вращение ядра как целого и внутренние движения нуклонов в ядре разделяются, как это мы предполагали, выписывая гамильтониан (16.21)?» Разделение возможно, если движение нуклона в деформированной потенциальной яме происходит намного быстрее, чем вращение ямы, так что нуклон успевает много раз обернуться на орбите за период одного поворота ядра как целого вокруг своей оси. В случае реальных ядер это условие очень хорошо выполняется, так как во вращательном движении участвуют A нуклонов, а потому оно медленнее, чем движение отдельного валентного нуклона. И тем не менее в более реалистичной теории влияние вращательного движения ядра как целого на структуру его внутренних уровней, описываемых гамильтонианом $H_{\text{в.ч}}$ в (16.21), необходимо обязательно учитывать [22, 23].

Теперь, после того как мы убедились, что внутреннее движение нуклонов и вращательное движение ядра как целого действительно практически независимы, можно вернуться к интерпретации спектров деформированных ядер. Поскольку ядро совершает вращения, будучи в любом деформированном состоянии, то каждый внутренний уровень (в модели Нилсона) будет головным для некоторой вращательной полосы. Другими словами, для каждого внутреннего уровня будет существовать своя вращательная полоса. На фиг. 16.8 приведен пример трех вращательных полос, соответствующих трем различным уровням в модели Нилсона.

§ 5. КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

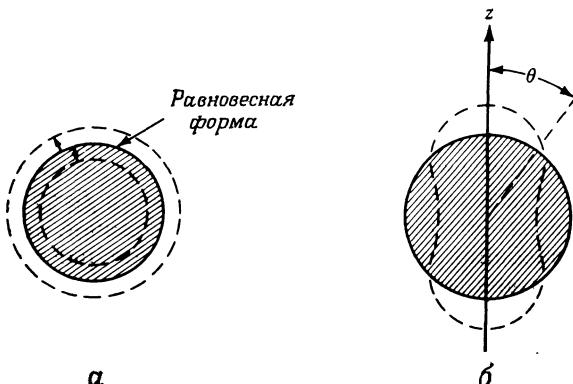
До сих пор мы рассматривали два типа возбужденных состояний ядер: *вращательные* и *внутренние*. Наличие различных типов возбуждений характерно, однако, не только для ядра. Как давно известно, двухатомные молекулы имеют три типа возбуждений: внутренние (электронные), вращательные и колебательные. (См. [24] и гл. 11 и 13 в [25].) В первом приближении волновую функцию любого состояния молекулы можно представить в следующем виде:

$$|\text{Полная функция}\rangle = \left| \begin{array}{c} \text{Внутренняя} \\ \text{функция} \end{array} \right\rangle \left| \begin{array}{c} \text{Вращательная} \\ \text{функция} \end{array} \right\rangle \left| \begin{array}{c} \text{Колебательная} \\ \text{функция} \end{array} \right\rangle. \quad (16.34)$$

Оказывается, ядра подобны молекулам. Они, так же как и молекулы, имеют колебательные возбуждения [6, 7, 26—28]. Ниже в этом параграфе мы займемся колебательными возбуждениями, но ограничим свое рассмотрение случаем сферически-симметричных ядер.

Простейшее колебание — флуктуация плотности ядра около равновесного значения (фиг. 16.12, а). Поскольку при таком колебании момент количества движения ядра равен нулю, это колебание называют *монопольной* модой. Вещество ядра, однако, практически несжимаемо, поэтому энергии возбуждения таких *монопольных* мод должны быть очень большими; ни одна из мод пока что не наблюдалась.

Даже полностью несжимаемая система может иметь *колебания формы*, не сопровождаемые изменениями плотности. Такие колебания впервые рассмотрел Рэлей [3]; по этому поводу он написал: «Отделяющиеся от разбрзгивающейся струи капельки не сразу принимают сферическую форму, а сначала совершают колебания, которые попеременно сжимают и удлиняют каплю



Фиг. 16.12. а — монопольная мода; б — квадрупольная мода: $l = 2$, $m = 0$.

в направлении оси симметрии». В настоящее время при изучении колебаний ядер используются почти все математические приемы Рэлея. Но, конечно, колебания ядер надо квантовать. Прежде чем переходить к описанию колебаний формы, скажем сначала, как математически можно описать *постоянную деформацию* ядра. Согласно Рэлею, функцию поверхности геометрической фигуры произвольной формы можно разложить в следующий ряд:

$$R = R_0 \left[1 + \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} \alpha_{lm} Y_l^m(\theta, \varphi) \right]. \quad (16.35)$$

Здесь $Y_l^m(\theta, \varphi)$ — сферические гармоники; см. табл. П.8 в приложении; θ и φ — полярный и азимутальный углы по отношению к произвольно взятым осям; α_{lm} — коэффициенты разложения. Если коэффициенты разложения не зависят от времени, то формула (16.35) описывает постоянную деформацию ядра. Если коэффициенты α_{lm} зависят от времени, то слагаемое с $l = 0$ нужно отбросить, так как ядро практически несжимаемо. Слагаемые с $l = 1$

описывают деформации со смещением центра масс ядра и запрещены, поскольку на систему не действует никакая внешняя сила¹⁾. Таким образом, первые интересные слагаемые в формуле (16.35) будут при $l = 2$; они описывают *квадрупольную деформацию*. Поскольку все основные особенности коллективных колебаний ядер видны уже на примере этой моды, мы только ее и рассмотрим. Пусть поверхность ядра описывается формулой

$$R = R_0 [1 + \sum_{m=-2}^2 \alpha_{2m} Y_2^m(\theta, \varphi)]. \quad (16.36)$$

Квадрупольная деформация задается пятью параметрами α_{2m} . Для моды с $\alpha_{2m} = 0$ при $m \neq 0$ имеем формулу

$$R(t) = R_0 \left[1 + \alpha_{20} \left(\frac{5}{16\pi} \right)^{1/2} (3 \cos^2 \theta - 1) \right] \quad (16.37)$$

(см. табл. П.8 в приложении). Такая деформация ($l = 2, m = 0$) показана на фиг. 16.12, б.

Формула (16.36) описывает постоянную квадрупольную деформацию ядра, если коэффициенты α_{2m} не зависят от времени. Колебания формы ядра будут иметь место, если коэффициенты разложения будут зависеть от времени. Чтобы выписать соответствующий гамильтониан, прежде всего заметим, что малые колебания относительно положения равновесия можно рассматривать как гармонические. Для гармонического движения (см. § 7, гл. 13) кинетическая энергия дается выражением $(1/2) mv^2 = (1/2) mr^2$, а потенциальная равна $(1/2) m\omega^2 r^2$; так что гамильтониан $H = (1/2) mr^2 + (1/2) m\omega^2 r^2$. Динамическими переменными в нашем случае являются отклонения модуля радиус-вектора от равновесного значения при разных углах θ, φ , причем последние характеризуются параметрами α_{2m} . Следовательно, гамильтониан колеблющейся жидкокапельной капли в случае $l = 2$ и малой деформации имеет вид [3, 28]²⁾

$$H = \frac{1}{2} B \sum_m |\dot{\alpha}_{2m}|^2 + \frac{1}{2} C \sum_m |\alpha_{2m}|^2. \quad (16.38)$$

Здесь B — параметр, характеризующий массу, а C — параметр потенциальной энергии. Гамильтониан H описывает пятимерный гармонический осциллятор, так как у нас имеется пять независимых величин α_{2m} . Для энергетических уровней соответствующего проквантованного осциллятора имеем

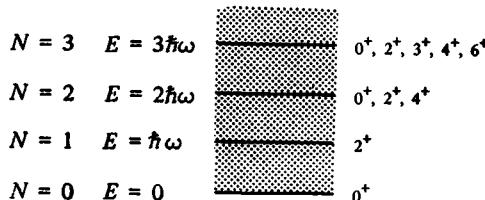
¹⁾ Следует заметить, что дипольные колебания протонов ядра относительно нейтронов ядра, конечно, не запрещены, так как они не смещают общего центра масс ядра. «Гигантские» дипольные резонансы, которые наблюдаются в ядрах при энергиях возбуждения от 10 МэВ до 20 МэВ, объясняются как раз этими дипольными колебаниями. Они особенно хорошо проявляются в электромагнитных взаимодействиях.

²⁾ Подробный вывод формулы (16.38) читатель найдет в работе [29].

формулу, аналогичную (13.29):

$$E_N = \left(N + \frac{5}{2} \right) \hbar\omega, \quad \hbar\omega = \left(\frac{C}{B} \right)^{1/2}. \quad (16.39)$$

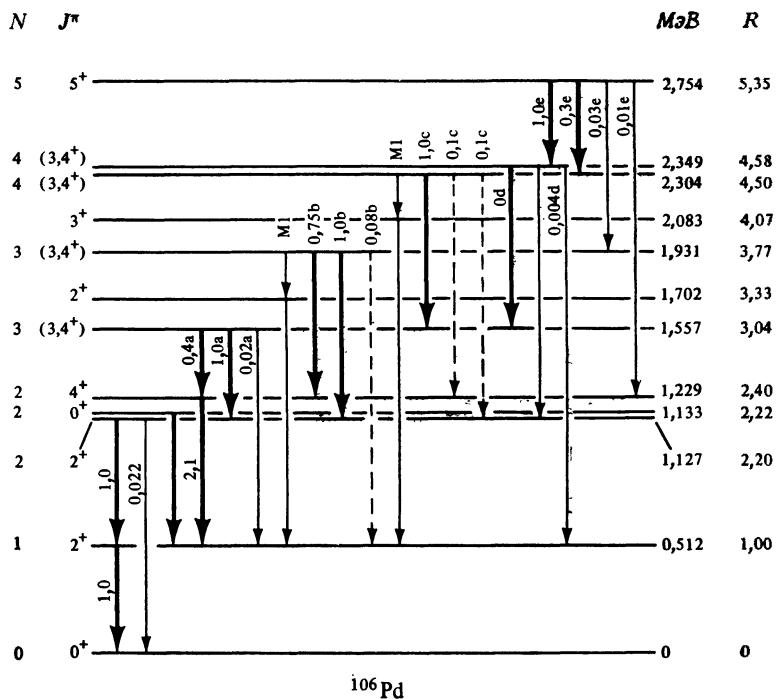
Угловая зависимость колебаний формы нашего ядра описывается сферическими гармониками Y_2^m ; как мы это уже видели при решении уравнения (13.27), они являются собственными функциями полного момента количества движения с квантовым числом $l = 2$. Таким образом, рассматриваемые



Фиг. 16.13. Колебательные уровни. Колебательный фонон имеет момент количества движения 2 и положительную четность. Уровни характеризуются числом фононов N . Энергия основного состояния положена равной нулю.

колебания имеют момент количества движения, равный 2, и положительную четность. Физики, занимающиеся атомным ядром, заимствовали термин *фонон* от своих коллег, занимающихся твердым телом [30—32]. Они говорят, что фонон имеет момент количества движения, равный 2, и что в первом возбужденном состоянии ядра имеется один фонон, во втором возбужденном состоянии ядра — два фонона и т. д. Так как основное состояние четно-четного ядра всегда имеет спин 0, его первые возбужденные колебательные состояния должны быть состояниями 2^+ . Два фонона имеют энергию $2\hbar\omega$, и при связывании их моментов количества движения мы приходим к состояниям $0^+, 2^+$ и 4^+ . Состояния со спином 1 и 3 запрещены, потому что волновая функция двух тождественных бозонов должна быть симметричной относительно перестановки частиц. Схематически энергетический спектр колебательных возбуждений ядра представлен на фиг. 16.13.

Реальные ядра действительно имеют спектры с характеристиками, предсказываемыми колебательной моделью [33]. Такие спектры наблюдаются у четно-четных ядер, мало отличающихся от ядер с заполненными оболочками. Остаточное межнуклонное взаимодействие всегда снимает вырождение состояний $0^+, 2^+$ и 4^+ , у второго возбужденного состояния не во всех случаях наблюдаются три уровня. Пример колебательного спектра ядра ^{106}Pd приведен на фиг. 16.14.



Фиг. 16.14. Пример колебательного спектра [22]. Указанные уровни предположительно идентифицированы как колебательные, и им приписаны определенные значения числа фононов *N*.

§ 6. МОДЕЛИ ЯДРА. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В последних трех главах мы рассказали читателю о самых простых моделях ядра. В частности, мы ознакомились с двумя предельными моделями: оболочечной и коллективной. Оболочечная модель успешнее всего описывает свойства ядер, близких к магическим; коллективная модель — свойства ядер, сильно отличающиеся от ядер с заполненными оболочками. Деформированная оболочечная модель (модель Нильсона) объединяет сильные стороны обеих указанных моделей. Если рассматривать уровни отдельных нуклонов в деформированном потенциале и одновременно учитывать коллективные возбуждения этого ядра, то можно удовлетворительно объяснить наблюдавшиеся спектры низколежащих состояний у большинства ядер. *Объединенная модель ядра*, однако, вовсе не последнее слово в теории ядра, так как она феноменологическая, а желательно, конечно, построить *микроскопическую*

теорию, из которой можно было бы вывести объединенную модель и рассчитать ее основные параметры по известным ядерным силам. Вся эта программа, конечно, крайне амбициозна. Тем не менее за последние десять лет уже достигнуты значительные успехи в ее осуществлении.

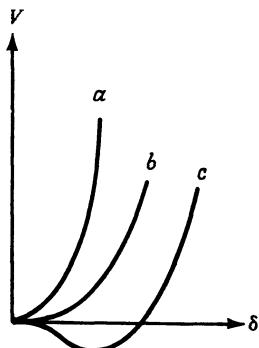
Здесь мы совсем не собираемся подробно излагать микроскопическую теорию ядра; сделаем лишь несколько важных замечаний. Потенциал ядра в оболочечной модели в микроскопической теории получается в результате усреднения двухчастичных сил взаимодействия нуклонов в ядре. Однако, когда нуклоны находятся очень близко друг от друга, возникают специфические эффекты, которые никак нельзя описать средним потенциалом. В частности, возникают двухнуклонные остаточные силы, приводящие к спариванию нуклонов в ядре. Экспериментальным доказательством наличия такого спаривания считают энергетическую щель, которая наблюдается в ядерных спектрах. Оказывается, первые внутренние возбуждения четно-четных тяжелых ядер лежат при необычно больших энергиях, примерно равных 1 МэВ (фиг. 15.4), в то время как соседние с ними нечетные ядра имеют большое количество уровней, лежащих ниже этой энергии. Четно-четные ядра, следовательно, имеют энергетическую щель, и эта щель служит доказательством наличия в ядрах сил спаривания [34]. Нуклоны стремятся образовывать пары с моментом количества движения, равным нулю, а энергетическая щель получается потому, что для возбуждения первого возбужденного состояния требуется затратить по меньшей мере энергию, необходимую для разрушения такой пары. Нуклонные пары в ядрах подобны *куперовским* парам [35] в сверхпроводниках, и поэтому в ядерной физике возможно использовать все математические приемы и идеи, развитые в теории сверхпроводимости [36].

Правда, все же остается проблема детального описания остаточных межнуклонных сил взаимодействия. Похожи ли они на силы межнуклонного взаимодействия свободных нуклонов или имеют совсем иной характер? Эксперимент пока что не дал окончательного ответа на этот вопрос. По мере того как мы все больше узнаем об остаточных силах, мы убеждаемся, что они столь же сложны, как и силы взаимодействия между свободными нуклонами¹⁾. Конечно, очень трудно разделить эффекты *остаточных* сил и эффекты *среднего* потенциала в ядре. Скажем, пусть два нуклона, находящиеся близко друг от друга, образуют квазисвязанное состояние в результате действия остаточных сил. Эти сильные двухнуклонные корреляции в ядре, казалось бы, можно было изучить в экспериментах по e^- , $e\bar{e}$ -реакциям. Однако на наблюдавшиеся корреляции оказывают влияние не только силы взаимодействия между двумя протонами, но также, в каком-то усредненном смысле, и все другие нуклоны в ядре. Следует отметить, что мелкомасштабные корре-

¹⁾ См. [37], гл. 13 и [38, 39].

ляционные эффекты отчетливо проявляются в многократном рассеянии нуклонов с высокими энергиями на ядрах [40] (см. § 9 гл. 6).

Успех сферической оболочечной модели для ядер с почти заполненными оболочками, а также успех модели деформированных ядер для ядер, далеких от магических, легко понять, рассматривая конкуренцию между короткодействующими силами спаривания и дальнодействующими поляризационными силами. *Поляризационные силы* — это силы, с которыми валентные нуклоны, не входящие в заполненные оболочки, действуют на нуклоны



Фиг. 16.15. Зависимость потенциальной энергии от деформации (см. § 1 настоящей главы). Кривая *a* — ядро с заполненными оболочками; кривая *b* — ядро с почти заполненными оболочками; кривая *c* — ядро, далекое от ядра с заполненными оболочками. Постоянная деформация будет только в последнем случае.

заполненной оболочки. Один нуклон вне заполненной оболочки оказывает слишком малый поляризационный эффект, чтобы вызвать деформацию остова. Когда, однако, имеется два нуклона сверх заполненной оболочки, то начинают конкурировать два эффекта: силы спаривания стремятся сохранить ядро сферически симметричным, а поляризационные силы стараются деформировать его. Когда имеется немного нуклонов вне заполненных оболочек, силы спаривания побеждают: ядро остается сферически-симметричным; когда же нуклонов становится все больше и больше, начинают доминировать поляризационные силы, и возникает деформация ядра. Схематически данная ситуация проиллюстрирована на фиг. 16.15.

Потенциал ядра, действующий на отдельный нуклон, можно изучать в экспериментах с гиперядрами [41]. В таких ядрах один, а иногда два нуклона заменены на гипероны, обычно на Λ -частицы. Хотя потенциал, который чувствует Λ -частица, не идентичен потенциальному, действующему на нуклон, однако эти потенциалы близки друг другу; правда, всегда следует учитывать, что Λ -частица не подвержена действию принципа запрета Паули. Изучение гиперядер все еще не вышло из младенческого возраста; к тому же их использование поднимает целый ряд нерешенных вопросов. Нуклоны считают объектами, окружеными облаками мезонов. Спрашивается, не деформируются ли эти мезонные облака, когда нуклон входит в состав ядра, т. е. не ведет ли себя связанный нуклон совсем иначе, чем свободный [42]?

Насколько важно учитывать возбужденные состояния нуклона в ядрах? Как показали недавние исследования, учет этих эффектов позволяет легко объяснить отклонения некоторых свойств порядка 1—5%, наблюдаемые в задачах двух и трех частиц [43—47].

До сих пор мы говорили только о двухчастичных межнуклонных силах. Однако, как это следует из мезонной теории ядерных сил, должны существовать *трехчастичные* и более сложные *многочастичные* силы; трехчастичные силы должны играть важную роль в тех случаях, когда какие-то *три* нуклона в ядре сближаются на очень близкие расстояния. Обычно предполагают, что трехчастичные силы не играют практически никакой роли в ядрах. Однако требуется провести больше теоретических и экспериментальных исследований, чтобы действительно уверенно можно было сказать, имеются ли эти силы в ядрах или их нет [46, 47].

Следующая проблема микроскопической теории ядра тесно смыкается с соответствующей проблемой в теории нуклона. Хотя в настоящее время низколежащие возбужденные состояния в ядрах изучены довольно хорошо, высоковозбужденные состояния ядер, за исключением состояний «гигантских» дипольных резонансов, предстоит еще как следует изучить. Рассмотрим, например, уровни, лежащие в непрерывном спектре. Имеются ли монопольные и квадрупольные резонансные состояния при столь высоких энергиях? Как вообще этот непрерывный спектр изучать экспериментально и как его описывать теоретически? В настоящее время имеются лишь указания на существование каких-то коллективных возбужденных состояний ядер с энергиями 8—12 МэВ, однако мало еще что известно об этих состояниях [48—50]. Будут ли существовать коллективные вращательные и колебательные состояния, соответствующие одиночественным возбуждениям, и при таких высоких энергиях? Даже высоковозбужденные связанные состояния исследованы еще не полностью. Особенно интересны так называемые *яростовые*¹⁾ уровни [51]. Это такие возбужденные уровни ядра при заданном моменте количества движения, которые обладают наименьшей энергией среди уровней с данным моментом количества движения. Яростовые уровни играют немаловажную роль во многих ядерных реакциях [52]. Яростовые траектории, т. е. линии, соединяющие точки яростовых уровней для данного ядра, наглядно показывают, как изменяется момент инерции ядра при изменении угловой скорости вращения ядра [53]. Изучение яростовых уровней в послед-

¹⁾ Происхождение слова «яростовый» объясняет Гровер [51]. В английском языке, как представляется, нет простой превосходной степени для прилагательного «вращательный». Проф. Руплин (факультет германских языков Государственного университета в Нью-Йорке, Стони Брук) для этой цели предложил использовать шведское прилагательное «уг». Это слово происходит от того же самого старонорманского глагола «hvirlfa» (вертеть), как и английский глагол «whirl» (вертеть), причем прилагательное «уг» имеет естественную превосходную степень «ugast». Таким образом, слово «ugast» надо понимать, как обозначающее «более всего несущий вращение», хотя буквально в переводе со шведского оно означает «головокружительный» или «ошеломляющий».

ние годы все более и более увлекало исследователей в ядерной физике, потому что появившиеся ускорители тяжелых ионов позволили создавать ядерные состояния с очень высокими моментами количества движения. Таким образом, оказалось возможным изучать свойства ядерного вещества, подверженного действию громадных центробежных сил. Чтобы понять экспериментальные результаты, напомним, что угловая скорость и момент инерции аксиально-симметричного ротора с моментом количества движения $\hat{J} = \hbar [J(J+1)]^{1/2}$ даются следующими формулами¹⁾:

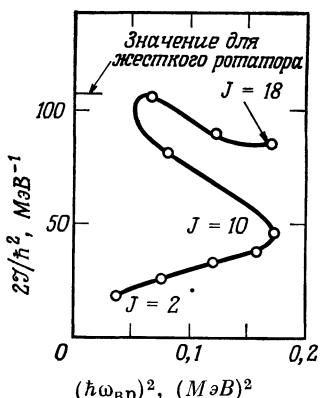
$$\omega_{\text{вр}} = \frac{dE}{d\hat{J}} = \frac{dE}{\hbar d[J(J+1)]^{1/2}} \approx \frac{dE}{\hbar dJ}, \quad (16.40)$$

$$\mathcal{J} = \frac{\hat{J}}{\omega_{\text{вр}}} \approx \frac{\hbar J}{\omega_{\text{вр}}}. \quad (16.41)$$

Из этих двух формул получаем следующую важную формулу:

$$\mathcal{J} \approx \hbar^2 J \frac{dJ}{dE}. \quad (16.42)$$

Яростовая траектория для данного ядра представляет собой зависимость энергии E от J ; она совершенно подобна линиям для семейств вращательных ядерных уровней на фиг. 16.9. Из яростовой траектории на плоскости E, J ,



Фиг. 16.16. Зависимость момента инерции ядра от квадрата вращательной энергии. Предел жесткого ротора был вычислен для основного состояния ядра ($\omega = 0$) [54].

используя (16.40) и (16.42), легко найти значения $\omega_{\text{вр}}$ и \mathcal{J} для каждого яростового состояния ядра. Обычно изображают кривую зависимости $2J/\hbar^2$ от квадрата вращательной энергии $(\hbar\omega_{\text{вр}})^2$. Точки на такой кривой характе-

¹⁾ Формулы (16.41) и (16.42) — это «вращательные» аналоги известных соотношений $v = dE/dp$ и $m = p/v$.

ризуют значения спина различных яростовых состояний. Если ничего особенного не происходит, то на такой кривой вращательная энергия будет плавно увеличиваться с ростом J , а момент инерции — с ростом вращательной энергии ядра. Такое поведение кривой действительно наблюдается для многих ядер. В некоторых ядрах, однако, экспериментально обнаружено, что рассматриваемая кривая ведет себя совершенно по-другому [53]. При некотором значении спина J момент инерции ядра увеличивается настолько быстро, что угловая скорость вращения начинает уменьшаться для более высоких спиновых состояний. Рассмотрим пример яростовой траектории для состояний с четным спином для ядра ^{132}Ce . Она показана на фиг. 16.16. Яростовые состояния до $J = 18$ были найдены из реакции $^{16}\text{O} + ^{120}\text{Sn} \rightarrow 4n + ^{132}\text{Ce}$ [54]. Как видим, при $J = 10$ имеется перегиб на кривой, причем угловая скорость вращения для состояния с $J = 14$ примерно равна угловой скорости вращения для состояния с $J = 2$! Такое резкое изменение момента инерции, возможно, связано с фазовым переходом вещества ядра из *сверхтекучего* состояния в нормальное; такой переход может быть вызван кориолисовыми силами [55—60].

Приведенный пример особенно наглядно показывает, как новая экспериментальная техника (в данном случае техника ускорителей тяжелых ионов) позволяет изучать ядра совсем по-новому, в частности исследовать их поведение при больших моментах количества движения. Таким образом мы получаем возможность открывать совершенно новые физические явления.

§ 7. ЛИТЕРАТУРА

Успехи в разработке теории моделей ядра целиком определяются тем, насколько полна и надежна экспериментальная информация относительно ядерных спектров и моментов ядер. Экспериментальные методы подробно описаны в сборнике [61], выпущенном под редакцией Зигбана, и в книге Копфермана [62]. См. также обзоры Рамсея [63] и Алдера и Стеффена [64].

Авторитетной работой по феноменологической коллективной модели ядра является т. 2 книги Бора и Моттельсона [50].

Тщательно продуманное подробное изложение многих вопросов читатель может найти в книге Дэвидсона [65].

Детальное сравнение теории с экспериментом проводится в т. 2 книги Бора и Моттельсона [50], а также в обзорах [19—21].

Микроскоическая теория ядра (теория квазичастиц, объединенная модель, метод Хартри — Фока) хорошо описывается в следующих книгах и статьях [22, 37, 66—71].

Для полного знакомства с ядерными моделями требуется знать свойства ядерного вещества. Данные по этому вопросу собраны в обзоре [72]. Имеется также обстоятельный обзор Бете [73].

ЗАДАЧИ

16.1. Составьте выражение для энергии взаимодействия системы зарядов с квадрупольным моментом Q и электрического поля \mathbf{E} , имеющего градиент $\nabla \mathbf{E}$.

16.2. Электрический квадрупольный момент ядра можно определить из экспериментов с атомными пучками.

а. В чем основная идея данного экспериментального метода?

б. Опишите схему экспериментальной установки.

в. Каковы пределы применимости экспериментального метода? В чем источники ошибок эксперимента?

16.3. Ответьте на те же вопросы, что и в задаче 16.2, но в отношении экспериментального метода определения квадрупольного момента ядер по сверхтонкой структуре атомных спектров.

16.4. Квадрупольные моменты ядер можно также определить, используя метод ядерного квадрупольного резонанса и эффект Мессбауэра. Ответьте на вопросы из задачи 16.2 в отношении этих двух методов.

16.5. Выведите формулу (16.2).

16.6. Линии гигантского дипольного резонанса сильно различаются для сферически-симметричных ядер и для сильно деформированных ядер. Каковы формы этих линий? Объясните, почему появляются два пика в случае деформированных ядер. Как можно найти величину квадрупольного момента основного состояния ядра по положениям этих пиков? Как провести соответствующие эксперименты [74]?

16.7. Как можно наблюдать постоянную деформацию ядер в экспериментах по электронному рассеянию? См., например, [75].

16.8. Укажите на плоскости Z , N области, где, по вашему мнению, располагаются сферически-симметричные ядра и где располагаются сильно деформированные ядра. Отложите точки для нескольких типичных ядер [76].

16.9. Выведите формулу (16.7).

16.10. Покажите, что среднее значение квадрупольного оператора для состояний со спином 0 и $1/2$, обращается в нуль.

16.11. Рассмотрите вероятности квантовых переходов для электрических квадрупольных переходов в сильно деформированных ядрах.

а. Возьмите какое-нибудь ядро и сравните наблюдаемое время полураспада с предсказываемым одночастичной моделью.

б. Как можно объяснить различие этих величин?

16.12. (Кулоновские возбуждения.) Объясните:

а. Физику процесса кулоновского возбуждения.

б. Как он может проявиться экспериментально?

в. Какую информацию можно извлечь из кулоновских возбужденных состояний?

г. Какая имеется информация, обосновывающая предположение о наличии коллективных состояний в сильно деформированных ядрах [77, 78]?

16.13. Убедитесь в правильности чисел, приведенных в табл. 16.1.

16.14. Вычислите квадрупольные моменты ядер ^7Li , ^{26}Mg и ^{187}Er , исходя из одночастичной модели. Сравните их с экспериментальными значениями.

а. Изобразите энергетические уровни ядер ^{166}Yb , ^{172}W и ^{234}U . Сравните отношения E_4/E_2 , E_6/E_2 и E_8/E_2 с их значениями, предсказываемыми на основании теории вращения сферически-симметричного ядра.

б. Сделайте то же, что в п. «а», но для ядер ^{108}Pd и ^{114}Cd . Сравните с теорией колебательных уровней.

16.16. Сделайте предположение, что ядро ^{170}Hf является абсолютно жестким твердым телом. Грубо приближенно оцените величину центробежных сил для состояния $J = 20$. Что произошло бы с ядром, если бы его механические свойства были такие, как свойства стали? Подтвердите ваши заключения самыми грубыми оценками.

16.17. Докажите соотношение неопределенностей (16.10).

16.18. Выведите формулы (16.16) и (16.17).

16.19. На фиг. 16.6 изображены линии тока для ядра в случаях жесткого и безвихревого вращения во вращающейся системе координат. Постройте линии тока в лабораторной системе координат.

16.20. Сделайте предположение, что момент инерции \mathcal{J} в формуле (16.14) зависит от энергии E_J . Найдите числовые значения функции $\mathcal{J}(E_J)$ (в единицах $\hbar^2/\text{МэВ}$) для вращательных уровней ядер ^{170}Hf , ^{184}Pt и ^{238}U . Постройте график функции $\mathcal{J}(E_J)$ и убедитесь, что экспериментальные данные хорошо ложатся на прямую линию $\mathcal{J}_{\text{эфф}} = c_1 + c_2 E_J$.

16.21. Рассмотрите четно-четное ядро с равновесной деформацией δ_0 и спином $J = 0$ в его основном состоянии. Энергия в состоянии со спином J и деформацией δ есть сумма потенциальной и кинетической энергий:

$$E_J = a(\delta - \delta_0)^2 + \frac{\hbar^2}{2J} J(J+1).$$

а. Сделайте предположение, что движение безвихревое, $\mathcal{J} = b\delta^2$. Используйте условие $dE/d\delta = 0$ и выведите уравнение для определения равновесной деформации δ , равной в состоянии со спином J .

б. Покажите, что при малых отклонениях деформации от деформации в основном состоянии ядро растягивается и энергию вращательных уровней можно представить формулой

$$E_J = AJ(J+1) + B[J(J+1)]^2.$$

в. Используйте эту формулу для E_J как подгоночную для энергетических уровней ядра ^{170}Hf . Определите значения параметров A и B по первым двум самым низким уровням. Сравните, насколько хорошо согласуются вычисленная и экспериментальная энергии уровней вплоть до $J = 20$.

16.22. Рассмотрите аксиально-симметричный деформированный остов плюс один добавочный валентный нуклон (фиг. 16.7). Почему J и K хорошие квантовые числа, а j плохое?

16.23. Почему состояния с нечетными J не исключены в (16.24)?

16.24. Рассмотрите подробнее семейства вращательных уровней для ядра ^{249}Bk (фиг. 16.8).

а. Посмотрите, насколько хорошо формула (16.23) описывает экспериментальные энергетические уровни в каждой вращательной полосе.

б. Убедитесь, что K для каждой полосы можно определить однозначно из данных по трем самым низкорасположенным в полосе уровням, используя формулу (16.25).

16.25. Сравните слагаемое H_K в гамильтониане (16.21) с выражением для классических кориолисовых сил.

16.26. Используйте наклоны траекторий на фиг. 16.9 и формулу (16.23) для E_J и найдите зависимость момента инерции от J . Постройте график зависимости \mathcal{J} от J для всех трех семейств вращательных уровней. Растигивается ли ядро?

16.27. Найдите еще один пример семейства вращательных уровней и постройте график, подобный графику на фиг. 16.9.

16.28. Найдите энергетические уровни для ангармонического осциллятора, описывающего потенциалом

$$V = \frac{1}{2} m [\omega_1(x_1^2 + x_2^2) + \omega_3^2 x_3^2].$$

16.29. Укажите полный набор квантовых чисел, характеризующих энергетические уровни в модели Нилсона.

16.30. Выведите формулу (16.30).

16.31. Оправдайте предположение, что вращательное и внутреннее движение в деформированных ядрах можно разделить, для чего найдите приближенные оценки для периода вращения ядра и для времени, необходимого нуклону, чтобы пересечь ядро.

16.32. Рассмотрите диаграмму энергетических уровней ядра ^{165}Ho [21].

а. Найдите головные состояния различных полос и укажите соответствующие им вращательные уровни.

б. Изобразите эти вращательные полосы на диаграмме Редже.

в. Используйте диаграмму уровней в модели Нильсона и припишите наборы квантовых чисел каждому головному состоянию полосы.

16.33. Рассмотрите полностью асимметричное ядро, для которого $\omega_1 > \omega_2 > \omega_3$. Каков будет спектр уровней отдельной частицы в таком ядре, если $\omega_1 : \omega_2 : \omega_3 = \alpha : \beta : 1$. (Указание. Используйте декартовы координаты.)

16.34. Скажите, чем различаются молекулярные и ядерные спектры. Обсудите величины энергий уровней и отношения энергий уровней для трех типов возбуждений. Укажите величины соответствующих характерных времен. Как выглядит полный спектр?

16.35. Покажите, что слагаемое $l = 1$ в (16.35) действительно описывает деформацию с изменением положения центра масс ядра. Поясните это на примере.

16.36. Найдите соотношение между коэффициентами α_{lm} и $\alpha_{l,-m}^*$ в формуле (16.35), используя действительность величины R и свойства сферических гармоник Y_l^m , перечисленные в табл. П.8 в приложении.

16.37. Используйте формулу (16.35) и изобразите графически форму деформированного ядра, для которого $\alpha_{30} \neq 0$, а все другие $\alpha = 0$.

16.38. Убедитесь в правильности формулы (16.39).

16.39. Покажите, что для несжимаемого безвихревого движения в ядре полумприическая массовая формула дает следующие значения для коэффициентов B и C в формуле (16.38):

$$B^{-1} = \frac{3}{8\pi} AmR^2, \quad C = 4R^2a_s - \frac{6}{5} \frac{Z^2e^2}{R}.$$

16.40. Покажите, что наличие колебательного движения приводит к появлению возбужденных колебательных состояний.

(Указание. Рассмотрите плотность в ядре и покажите, что плотность постоянна, если рассматривается только одно состояние. Затем рассмотрите небольшую примесь какого-либо возбужденного состояния.)

16.41. Возьмите отношение E_2/E_1 для четно-четных ядер. Укажите области энергий, при которых наблюдаются вращательный и колебательный спектры. Сравните соответствующие энергии возбуждения E_1 .

16.42. Почему состояние 3^+ попало на уровень $N=3$, а не на уровень $N=2$ на фиг. 16.13?

16.43. Рассмотрите азимутально несимметричные квадрупольные деформации

$$R = R_0 \left(1 + \sum_m \alpha_{2m} Y_2^m \right),$$

$$\alpha_{20} = \beta \cos \gamma, \quad \alpha_{22} = \alpha_2, \quad \alpha_{-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma.$$

a. Если $\gamma = 0$, то каков вид функции $V(\beta)$ для сферически-симметричного гармонического осциллятора?

b. Если ядро удлиненное эллипсоидальное, а силы гармонические, то каков будет вид функции $V(\beta)$?

v. Рассмотрите гармоническое изменение γ со временем для удлиненного эллипсоидального ядра. Какова будет форма потенциала и какой будет энергетический спектр для этих гармонических колебаний?

16.44. Как влияют октупольные члены в формуле (16.35) на

- колебательный спектр?
- постоянную деформацию ядра?
- вращательный спектр?

16.45. Укажите значения моментов количества движения и вычислите разницу энергий для первых двух возбужденных уровней, соответствующих октупольным колебаниям ядра. (Учтите соображения симметрии.)

Цитированная литература

1. Townes C. H., Foley H. M., Low W., Phys. Rev., 76, 1415 (1949).
2. Rainwater J., Phys. Rev., 79, 432 (1950).
3. Rayleigh J. W. S., The Theory of Sounds, Vol. II, Macmillan, New York, 1877, § 364.

- [Имеется перевод: *Дж. В. Страйтт* (Лорд Рэлей), Теория звука, т. I, ГИТТЛ, М.—Л., 1940; т. II, ГИТТЛ, М.—Л., 1944.]
4. *Bohr N.*, Nature, 137, 344 (1936).
 5. *Bohr N.*, *Kalckar F.*, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-fys. Medd., 14, No. 10 (1937).
 6. *Bohr A.*, Phys. Rev., 81, 134 (1951).
 7. *Bohr A.*, *Mottelson B. R.*, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-fys. Medd., 27, No. 16 (1953).
 8. *Nilsson S. G.*, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-fys. Medd., 29, No. 16 (1955).
 9. *Schüler H.*, *Schmidt T.*, Zs. Phys., 94, 457 (1935);
 10. *Kerman A. K.*, Nuclear Rotational Motion, в книге: Nuclear Reactions, vol. I, eds. P. M. Endt and M. Demeur, North-Holland, Amsterdam, 1959.
 11. *Nieto M. M.*, Phys. Rev. Lett., 18, 182 (1967).
 12. *Carruthers P.*, *Nieto M. M.*, Rev. Mod. Phys., 40, 414 (1968).
 13. *Stephens F. S.*, *Lark N. L.*, *Diamond R. M.*, Nucl. Phys., 63, 82 (1965).
 14. *Scharff-Goldhaber G.*, Physics, 18, 1105 (1952).
 15. *Scharff-Goldhaber G.*, Phys. Rev., 90, 587 (1953).
 16. *Даевдое А. С.*, *Чабан А. А.* Nucl. Phys., 20, 499 (1960).
 17. *Diamond R. M.*, *Stephens F. S.*, *Swiatecki W. J.*, Phys. Rev. Lett., 11, 315 (1964).
 18. *Kumar K.*, Phys. Rev. Lett., 28, 249 (1972).
 19. *Ogle V.*, *Wahlborn S.*, *Piepenbring R.*, *Fredriksson S.*, Rev. Mod. Phys., 43, 424 (1971).
 20. *Mottelson B. R.*, *Nilsson S. G.*, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-fys. Medd., 1, No. 8 (1959).
 21. *Bunker M. E.*, *Reich C. W.*, Rev. Mod. Phys., 43, 348 (1971).
 22. *Nathan O.*, *Nilsson S. G.*, в книге: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Vol. 1, ed. K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam, 1965, p. 646.
 23. *Kerman A. K.*, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-fys. Medd., 30, No. 15 (1956).
 24. *Herzberg G.*, Molecular Spectra and Molecular Structure, Van Nostrand, Rinehold, New York, 1950. (Имеется перевод: *Г. Герцберг*, Спектры и строение двухатомных молекул, ИЛ, 1949, т. 1; Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул, ИЛ, 1949, т. 2; Электронные спектры и строение многоатомных молекул, «Мир», М., 1969, т. 3.)
 25. *Ландай Л. Д.*, *Лифшиц Е. М.*, Квантовая механика, ГИФМЛ, М., 1963.
 26. *Bohr N.*, *Wheeler J. A.*, Phys. Rev., 56, 426 (1939).
 27. *Hill D. L.*, *Wheeler J. A.*, Phys. Rev., 89, 1102 (1953).
 28. *Bohr A.*, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-fys. Medd., 26, No. 14 (1952).
 29. *Wohlrab S.*, в книге: Lehrbuch der Kernphysik, Vol. II, ed. G. Hertz, Verlag Werner Dausien, 1961, p. 592.
 30. *Kittel C.*, Introduction to Solid State Physics, 3rd ed., Wiley, New York, 1968, ch. 5. (Имеется перевод 2-го издания: *Ч. Киттель*, Введение в физику твердого тела, ГИФМЛ, М., 1963.)
 31. *Ziman J. M.*, Electrons and Phonons, Clarendon Press, Oxford University, 1960. (Имеется перевод: *Дж. Займан*, Электроны и фононы, ИЛ, 1962.)
 32. *Reisland J. A.*, The Physics of Phonons, Wiley, New York, 1973. (Имеется перевод: *Дж. Рейсланд*, Физика фононов, «Мир», М., 1975.)
 33. *Scharff-Goldhaber G.*, *Weneser J.*, Phys. Rev., 98, 212 (1955).
 34. *Bohr A.*, *Mottelson B. R.*, *Pines D.*, Phys. Rev., 110, 936 (1958).
 35. *Cooper L. N.*, Phys. Rev., 104, 1189 (1956).
 36. *Bardeen J.*, *Cooper L. N.*, *Schrieffer J. R.*, Phys. Rev., 108, 1175 (1957).
 37. *Brown G. E.*, Unified Theory of Nuclear Models and Forces, 3rd ed., North-Holland, Amsterdam, 1971, ch. 13. (Имеется перевод 2-го изд.: *Дж. Браун*, Единая теория ядерных моделей и сил, Атомиздат, М., 1970.)
 38. *Kuo T. T. S.*, *Brown G. E.*, Nucl. Phys., 85, 40 (1966).
 39. *Conze M.*, *Feldmeier H.*, *Manakov P.*, Phys. Lett., 43B, 101 (1973).

40. *Недачин В. Г., Смирнов Ю. Ф.*, Progr. Nucl. Phys., 10, 273 (1969).
41. *Davis D. H., Sacton J.*, в книге: High Energy Physics, Vol. II, ed. E. H. S. Burhop, Acad. Press, New York, 1967.
42. *Brown G. E.*, Comments on Nuclear and Particle Physics, 5, 6 (1972).
43. *Kerman A. K., Kisslinger L. S.*, Phys. Rev., 180, 1483 (1969).
44. *Vincent J. S. et al.*, Phys. Rev. Lett., 24, 236 (1970).
45. *Arenhövel H., Weber H. J.*, Springer Tracts in Modern Physics, 65, 58 (1972).
46. *Amado R. D.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., 19, 61 (1969).
47. *Noyes H. P., Brown G. E., Amado R. D.*, в книге: International Confer. on Few Particle Problems in the Nuclear Interaction, Los Angeles, 1972, North-Holland, Amsterdam, 1973.
48. *Chenevert G. et al.*, Phys. Rev. Lett., 27, 434 (1971).
49. *Satchler G. R.*, Nuclear Phys., A195, 1 (1972).
50. *Bohr A., Mottelson B. R.*, Nuclear Structure, Vol. II, W. A. Benjamin, Reading, в печати.
51. *Grover J. R.*, Phys. Rev., 157, 832 (1967).
52. *Grover J. R.*, Phys. Rev., 127, 2142 (1962).
53. *Johnson A., Ryde H., Hjorth S. A.*, Nucl. Phys., A179, 753 (1972).
54. *Taras O. et al.*, Phys. Lett., 41B, 295 (1972).
55. *Mottelson B. R., Valatin J. G.*, Phys. Rev. Lett., 5, 511 (1960).
56. *Krumlinde J., Szymanski Z.*, Phys. Lett., 36B, 157 (1971); 40B, 314 (1972).
57. *Stephens F. S., Simon R. S.*, Nucl. Phys., A183, 257 (1972).
58. *Molinari A., Regge T.*, Phys. Lett., 41B, 93 (1972).
59. *Johnson A., Szymanski Z.*, Phys. Rep., 7C, 182 (1973).
60. *Sorensen R. A.*, Rev. Mod. Phys., 45, 353 (1973).
61. Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, North-Holland, ed. K. Siegbahn, Amsterdam, 1965. (Имеется перевод: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, М., 1969.)
62. *Kopfermann H.*, Nuclear Moments, Acad. Press, New York, 1958. (Имеется перевод: Г. Конферман, Ядерные моменты, ИЛ, 1960.)
63. *Ramsey N. F.*, Nuclear Moments and Statistics, в книге: Experimental Nuclear Physics, Vol. I, ed. E. Segré, Wiley, New York, 1953.
64. *Alder K., Steffen R. M.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., 14, 403 (1964).
65. *Davidson J. P.*, Collective Models of the Nucleus, Acad. Press, New York, 1968.
66. *Baranger M.*, Theory of Finite Nuclei, в книге: Cargèse Lectures in Theoretical Physics, ed. M. Lévy, Benjamin, Reading, Mass., 1963.
67. *Lane A. M.*, Nuclear Theory, Benjamin, Reading, Mass., 1964.
68. *Беллев С. Т.*, Collective Excitations in Nuclei, Gordon and Breach, New York, 1968.
69. *Мигдал А. Б.*, Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, «Наука», М., 1965.
70. *Rowe D. J.*, Nuclear Collective Motion, Methuen, London, 1970.
71. *Eisenberg J. M., Greiner W.*, Nuclear Theory, Vol. III, Microscopic Theory of the Nucleus, North-Holland, Amsterdam, 1972.
72. *Gomes L., Walecka J. D., Weisskopf V. F.*, Ann. Phys., New York, 3, 241 (1958); переведено в сб.: Nuclear Structure, Selected Reprints of the American Institute of Physics, New York, 1965.
73. *Bethe H. A.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., 21, 93 (1971).
74. *Firk F. W. K.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., 20, 39 (1970).
75. *Uhrhane F. J., Mc Carthy J. S., Yearian M. R.*, Phys. Rev. Lett., 26, 578 (1971).
76. *Marshall E., Person L. W., Sheline R. K.*, Rev. Mod. Phys., 35, 108 (1973).
77. *Alder K., Winther A.*, Coulomb Excitation, Acad. Press, New York, 1966.
78. *Alder K. et al.*, Rev. Mod. Phys., 28, 432 (1956).

ЧАСТЬ

VI

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА

Наука — самая лучшая техника

ГЕЛЬМГОЛЬЦ¹⁾

Я думаю, что фундаментальная наука имеет такое же значение для прикладных исследований, какое вода для рыбы: без воды не может жить рыба; без фундаментальной науки не может быть прикладных исследований.

Т. Д. ли

На всю нашу жизнь, хорошо это или плохо, оказывает влияние техника. Техника развивается в результате фундаментальных исследований. Электричество, ядерная энергетика, транзисторная электроника, лазеры и рентгеновские лучи свидетельствуют об этой причинной связи; все они — побочные продукты фундаментальных исследований. Совершенно невероятно представить себе, чтобы рентгеновские лучи были открыты при поисках наилучшего способа изучения переломов костей, а лазеры были открыты в результате улучшения методов строго прямолинейной укладки кирпичей.

Диапазон применения субатомной физики все более и более расширяется и уже охватывает многие области науки и техники. На одном краю этого диапазона — знания, приобретенные в субатомной физике; они позволяют понять фунда-

¹⁾ Из книги *Slichter C. S., Science in a Tavern, University of Wisconsin Press, Madison, 1958, p. 51.*

ментальные проблемы в космологии, касающиеся происхождения химических элементов, процессов, происходящих в нейтронных звездах и сверхновых. На другом краю диапазона — приборы, созданные в субатомной физике, например очень большие сверхпроводниковые или искровые камеры; они успешно используются в современной технике. В средней части диапазона — соединение науки и техники, а именно реакции слияния ядер, деления ядер, радиоизотопы и эффект Мессбауэра; все это находит себе применение во многих сферах деятельности человека — от производства энергии до археологии.

В последующих главах мы расскажем читателю о некоторых из многих связей субатомной физики с другими областями науки и техники. Поскольку наше обсуждение будет довольно беглым и сжатым, мы приведем ссылки на большое количество работ, с которыми может познакомиться читатель, желающий глубже понять интересующий его вопрос. Применения субатомной физики описываются в целом ряде книг¹⁾. В серии брошюр²⁾ просто рассказано об использовании ядерной энергии.

¹⁾ Seaborg G. T., Corliss W. R., *Man and Atom*, Dutton, New York, 1971.

Elementary Particles, Science, Technology [and] Society, ed. L.C.L. Yuan, Acad. Press, New York, 1971.

²⁾ Understanding the Atom, a Series of Booklets, published by USAEC, Division of Technical Information Extension, Oak Ridge, Tenn., U.S.A.

17

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГИЯ

Человечество сможет начать отсчет новой эры своего развития со дня открытия метода использования атомной энергии.

РЕЗЕРФОРД

Резерфорд произнес эти слова более 50 лет назад, задолго до того, как ядерная энергия нашла себе применение в повседневной жизни. Многое произошло за эти 50 лет — ядерная энергия стала реальностью. Оказывается, возможны три различных типа источников ядерной энергии; они основаны на использовании реакций деления ядер, слияния ядер и радиоактивности. В наше время успешно применяются первый и третий источники; о будущем термоядерной энергетики пока еще ничего определенного сказать нельзя. В настоящей главе мы обсудим все три способа получения ядерной энергии и опишем их применения.

§ 1. ПРОЦЕСС ДЕЛЕНИЯ ЯДРА

Вскоре после открытия нейтрона в 1932 г. Ферми начал систематически изучать реакции, возникающие при бомбардировке тяжелых ядер нейтронами [1]. Эксперименты с ураном привели к загадочным результатам, которые объяснили лишь в 1939 г. Ган и Штрасман [2]. Оказалось, что при бомбардировке урана нейтронами образуются ядра, например ядра бария, с гораздо меньшим атомным весом, чем ядра урана. Мейтнер и Фриш [3] подтвердили этот результат; они предположили, что ядро урана после захвата нейтрона расщепляется на два ядра примерно одинакового размера, и назвали этот процесс *делением*, позаимствовав термин из биологии. Они указали также на аналогию между процессом деления ядра и разбиванием

маленькой капли жидкости на капельки. Гигантский шаг в понимании процесса деления ядра сделали Бор и Уилер [4]. В их статье были сформулированы основные представления и была предложена терминология, которые используются в научной литературе по сей день¹⁾.

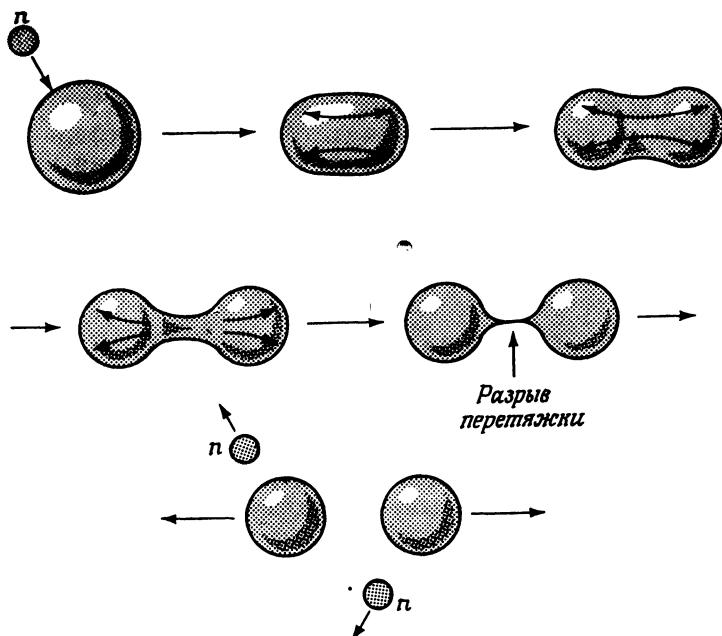
Чтобы описать процесс деления на очень простой модели, рассмотрим следующую реакцию деления:



Ядро ${}^{235}\text{U}$ захватывает нейтрон, и при этом образуется составное ядро ${}^{236}\text{U}$. Ядро ${}^{236}\text{U}$ в основном состоянии практически стабильно; его время полураспада составляет $2,4 \cdot 10^7$ лет. Как мы говорили в § 5 гл. 16 и как показано на фиг. 16.2, такое ядро может совершать колебания около своего положения равновесия, не подвергаясь делению. Однако, когда ${}^{236}\text{U}$ захватывает нейтрон, составное ядро ${}^{236}\text{U}$ оказывается сильно возбужденным, и амплитуда колебаний может стать настолько большой, что ядро разделится на две части. Под действием кулоновских сил эти части разлетаются друг от друга со значительной энергией. Различные стадии процесса деления показаны на фиг. 17.1. Однако не вся доступная энергия переходит в кинетическую энергию. Часть накапливается как внутренняя энергия обоих фрагментов (энергия возбуждения). Эта энергия высвобождается главным образом путем испарения нейтронов. Основными продуктами процесса деления являются, таким образом, два примерно равных ядра и несколько нейтронов.

Мы обсудим некоторые из наиболее важных характеристик процесса деления на основе модели жидкой капли, описанной в гл. 14. Однако эту модель не следует принимать слишком буквально; полное рассмотрение процесса деления намного сложнее [8—10]. Тем не менее последующий полукачественный анализ дает некоторое представление о порядках величин. Сначала мы рассмотрим энергию, высвобождающуюся при делении. Грубую оценку можно получить из кривой энергии связи (фиг. 14.1). Она показывает, что энергия связи B/A , приходящаяся на одну частицу, равна примерно 7 МэВ для ядра с $A = 250$ и примерно 8 МэВ для ядра с $A = 125$. Ядра со средними атомными весами связаны прочнее тяжелых ядер, и энергия, высвобождаемая в процессе деления ($A = 250 \rightarrow 2A = 125$), равна примерно 250 МэВ. Используя массовую формулу Бете — Вейцекера, можно получить более точную оценку. Обычно деление происходит на две неравные части, как, например, в реакции (17.1), однако для оценки высвобождаемой энергии можно считать, что обе части равны. Тогда, используя

¹⁾ История открытия реакции деления ядра читается как увлекательный приключенческий рассказ. Несколько ученых были близки к открытию этого процесса, но по разным причинам им не удалось его сделать. Когда же деление ядер было наконец открыто (этую новость привез в США Нильс Бор), во многих лабораториях США началась лихорадочная работа. История открытия деления ядер рассказана во многих книгах, и мы отсылаем к ним читателя [5—7].



Фиг. 17.1. Различные стадии процесса деления. Стрелки указывают направления потоков ядерного вещества. Указан момент разрыва перетяжки.

формулу (14.9), для процесса $(A, Z) \rightarrow 2(A/2, Z/2)$ находим

$$Q = 2B \left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2} \right) - B(A, Z) = (1 - 2^{1/3}) a_s A^{2/3} + (1 - 2^{-2/3}) a_c Z^2 A^{-1/3}$$

или, учитывая значения констант, даваемые (14.11), имеем

$$Q (\text{в МэВ}) = -4,5 A^{2/3} + 0,26 Z^2 A^{-1/3}. \quad (17.2)$$

Для ядра ^{235}U энергия Q оказывается равной примерно 180 МэВ.

Хотя только что выполненное вычисление и дает разумное значение для Q , оно носит скорее статический, чем динамический характер, будучи основанным лишь на знании начальной и конечной конфигураций. Оно не может дать ответа на вопрос, какие ядра могут делиться, сколько энергии необходимо затратить, чтобы вызвать деление, и, что важно для динамических расчетов атомных реакторов, переходит ли энергия Q во внутреннюю энергию обоих фрагментов или в их кинетическую энергию. Для реакторов благоприятными являются условия, когда значительная доля высвобождаемой энергии переходит во внутреннюю энергию фрагментов, поскольку в резуль-

тате этого испускаются нейтроны, ответственные за протекание цепной реакции в реакторе.

При динамическом рассмотрении процесса деления мы должны прежде всего изучить малые деформации ядра, первоначально сферически-симметричного. Тогда можно будет воспользоваться моделью сферической жидкой капли, чтобы найти условие неустойчивости относительно малых деформаций. Если энергия связи убывает при деформации сферического ядра, то сферическая форма устойчива; если энергия связи возрастет, то может произойти деление. Для слабо деформированного ядра, принявшего форму вытянутого эллипсоида вращения, большая и малая полуоси даются формулами

$$\begin{aligned} a &= R(1 + \varepsilon), \\ b &= R\left(1 - \frac{1}{2}\varepsilon\right), \end{aligned} \quad (17.3)$$

так что объем с точностью до членов первого порядка по ε остается постоянным. Предполагается, что поверхностная энергия E_s пропорциональна площади поверхности, и можно показать, что формулу (14.6) в данном случае легко обобщить, и она примет вид

$$E_s = -a_s A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots\right). \quad (17.4)$$

Кулоновская энергия эллипсоида определяется обобщенной формулой (14.7):

$$E_c = -a_c Z^2 A^{-1/3} \left(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 + \dots\right). \quad (17.5)$$

Таким образом, для малых деформаций изменение полной энергии ΔE при переходе от сферы к эллипсоиду зависит от квадрата параметра деформации ε :

$$\Delta E = \alpha \varepsilon^2, \quad (17.6)$$

где

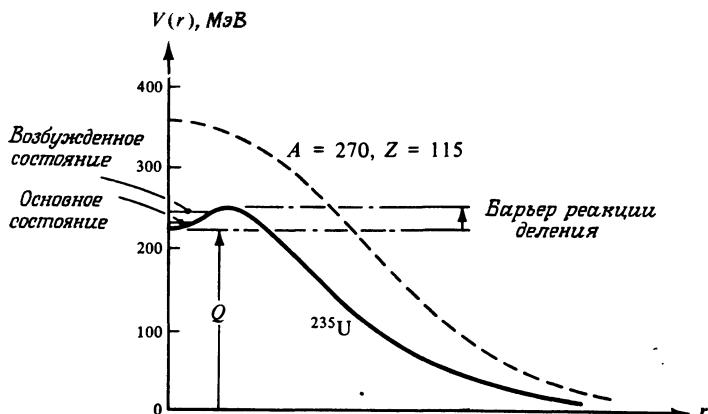
$$\alpha = \frac{1}{5} [a_c Z^2 A^{-1/3} - 2a_s A^{2/3}]. \quad (17.7)$$

Как непосредственно видно из формулы (17.7), коэффициент α будет положительным, если выполняется условие

$$\frac{Z^2}{A} > 2 \frac{a_s}{a_c} = 49. \quad (17.8)$$

Формулы (17.6) и (17.7) показывают, что кулоновские силы стремятся изменить сферическую форму ядра, в то время как силы поверхностного натяжения пытаются сохранить форму сферической. Если неравенство (17.8) удовлетворяется, то кулоновские силы побеждают.

Рассуждения, приводящие к формулам (17.6) и (17.7), справедливы только при малых деформациях; при больших деформациях эти формулы не дают сведений о характере изменения энергии. Тем не менее получить представление о том, что происходит, мы можем. Для этого рассмотрим потенциальную энергию делящегося ядра после того, как отделились фрагменты,



Фиг. 17.2. Зависимость потенциальной энергии $V(r) = \text{const} - B$ от расстояния r между фрагментами.

и затем плавно проинтерполируем ее в область, промежуточную между малой деформацией и деформацией в момент разрыва перетяжки. В результате получим зависимость потенциальной энергии делящегося ядра от расстояния r между центрами двух фрагментов, представленную на фиг. 17.2. Потенциальная энергия определяется выражением

$$V(r) = \text{const} - B;$$

она убывает при возрастании энергии связи B . Константу надо выбрать таким образом, чтобы $V(\infty) = 0$. При $r = 0$ потенциальная энергия V совпадает с высвобождаемой энергией Q , которая дается формулой (17.2). Для малых колебаний изменение энергии ΔE пропорционально квадрату параметра деформации, или с учетом того, что $r \approx 2\varepsilon$, имеем

$$V(r) = Q - \Delta E = Q - \frac{\alpha}{4} \left(\frac{r}{R} \right)^2, \quad r \ll R. \quad (17.9)$$

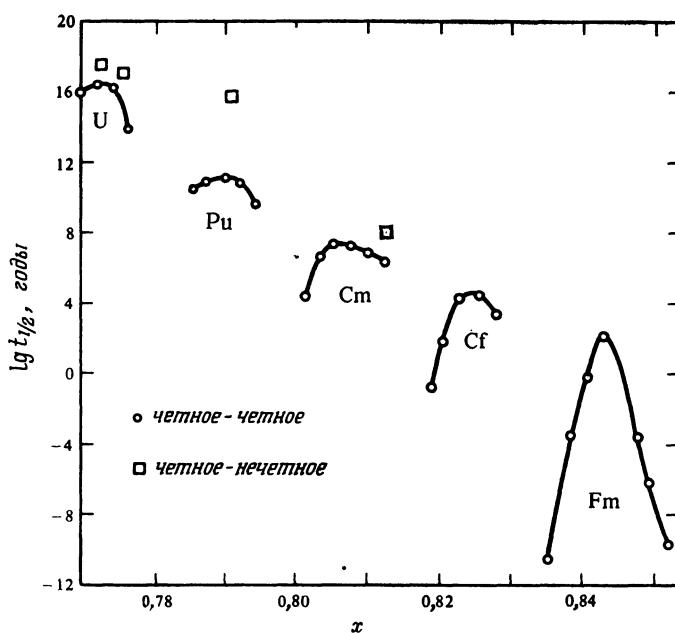
После разрыва перетяжки потенциальная энергия $V(r)$ описывается кулоновским потенциалом

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, \quad (17.10)$$

где Z_1e и Z_2e — заряды двух фрагментов. Изменение потенциальной энергии $V(r)$ показано на фиг. 17.2 для $Z^2/A = 49$ и $Z^2/A = 36$. Первый случай соответствует гипотетическому ядру с $Z = 115$ и $A = 270$, а второй, например, ядру ^{235}U . Поведение $V(r)$ в области, где выражения (17.9) и (17.10) несправедливы, получено путем плавного соединения кривых $V(r)$, отвечающих областям больших и малых r . Заметим, что нижняя кривая на фиг. 17.2 слишком сильно упрощена. Многие ядра, способные делиться, не являются сферически-симметричными в своих основных состояниях; для них минимум кривой потенциальной энергии находится не при $r = 0$. Кроме того, имеются факты, свидетельствующие о существовании у ряда ядер двугорбого потенциального барьера [11]. Мы не будем рассматривать эти более сложные случаи, а ограничимся обсуждением спонтанного и индуцированного деления ядер при наличии простых потенциалов, изображенных на фиг. 17.2.

Рассмотрим сначала верхнюю кривую на фиг. 17.2. Гипотетическое ядро с $Z = 115$ и $A = 270$ оказывается нестабильным и распадается за характерные времена жизни ядер ($\approx 10^{-22}$ с). Таким образом, процесс деления ограничивает область существования устойчивых, или долгоживущих, ядер. Даже при меньших значениях Z и A , если только $Z^2/A < 49$, происходит спонтанное деление ядра [12]; к нему при некоторых обстоятельствах может привести эффект квантовомеханического туннелирования через барьер. Хотя критерий (17.8) справедлив только для малых деформаций, тем не менее он позволяет предположить, что и в случае больших деформаций время жизни ядра (A, Z) относительно спонтанного деления определяется только отношением Z^2/A . Действительно, общее поведение времен жизни обнаруживает заметную, приблизительно экспоненциальную зависимость от Z^2/A , как это показано на фиг. 17.3.

Если потенциальный барьер реакции деления, показанный на фиг. 17.2, станет слишком высоким, спонтанное деление наблюдать будет нельзя. Можно, однако, получить индуцированное деление путем возбуждения ядра. Чтобы понять, как происходит деление, индуцированное нейтроном, посмотрим снова на фиг. 15.3, на которой приведены значения энергий отрыва последнего нейтрана. Если, например, ядро ^{235}U захватит медленный нейтрон, то энергия связи этого нейтрана (около 6 МэВ) будет отдана ядерной системе. Составное ядро ^{236}U , следовательно, получится не в основном состоянии, а в высоковозбужденном состоянии. Такому ядру гораздо легче преодолеть потенциальный барьер реакции деления, и, как следствие этого, вероятность его деления увеличивается. При сравнении ядер ^{235}U и ^{238}U обнаруживается еще одно обстоятельство. Составным ядром, возникающим при захвате нейтрана ядром ^{235}U , является ядро ^{236}U ; в случае реакции $n + ^{238}\text{U}$ составным ядром будет ядро ^{239}U . Как видно из фиг. 15.3, энергия отделения нейтрана больше для четно-четных ядер, таких, как ^{236}U , чем для ядер с нечетным A , таких, как ^{239}U . После захвата медленного нейтрана в реакции $n + ^{235}\text{U}$ будет выделено больше энергии, идущей на возбуждение

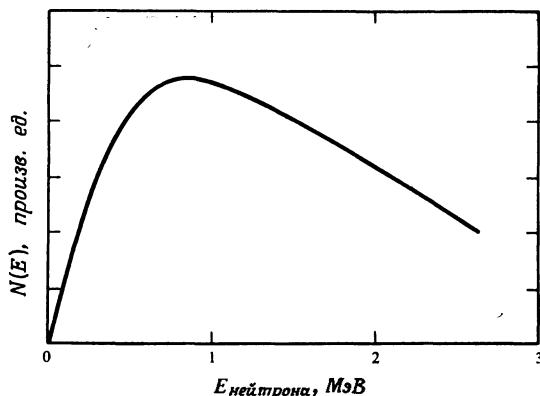


Фиг. 17.3. Зависимость периодов полураспада при спонтанном делении от x [13]. Величина $x = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{\text{крит}}$, причем $(Z^2/A)_{\text{крит}} \approx 49$, см. неравенство (17.8).

ядерной системы ($6,4$ МэВ), чем в случае реакции $n + {}^{238}\text{U}$ ($4,8$ МэВ). Действительно, в первом случае деление может быть индуцировано тепловыми нейтронами, в то время как во втором требуются быстрые нейтроны.

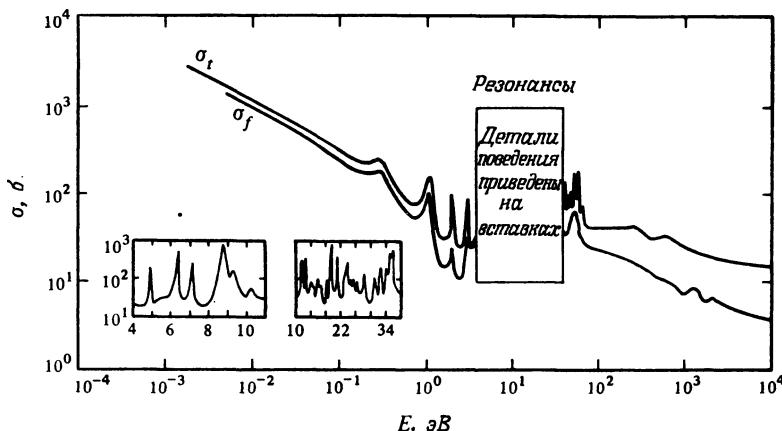
Для изучения условий протекания *цепных реакций* в ядерных реакторах необходимо знать целый ряд характеристик процесса деления. В частности, должны быть известны три следующие характеристики: число нейтронов, испущенных при одном акте деления, распределение энергии этих нейтронов и зависимость эффективного сечения реакции деления от энергии нейтрона. Для реакции $n + {}^{235}\text{U}$ среднее число испущенных нейтронов близко к $2,5$. Распределение энергии этих нейтронов показано на фиг. 17.4. Полное эффективное сечение и эффективное сечение реакции деления ${}^{235}\text{U}$ схематично изображены на фиг. 17.5. Полное эффективное сечение больше сечения деления σ_f , потому что могут происходить процессы, отличные от деления, в частности упругое рассеяние и радиационный захват.

Обсудим в заключение, как распределяется полная энергия деления на *кинетическую* и *внутреннюю* энергию фрагментов. Если перетяжка разрывается при малых деформациях, то кинетическая энергия фрагментов будет большой, поскольку до окончательного разведения фрагменты должны пройти



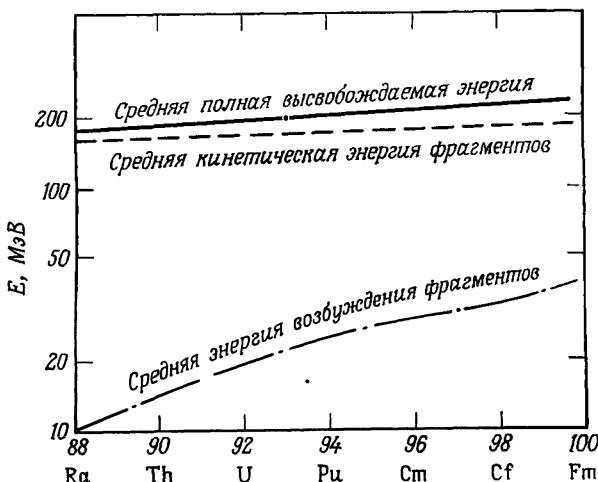
Фиг. 17.4. Энергетический спектр нейтронов, испущенных в реакции $n + {}^{235}\text{U}$.

значительный путь вниз по кривой потенциальной энергии (фиг. 17.2). Если разрыв перетяжки происходит при больших деформациях, то большая энергии запасается в сильно деформированных и искаженных фрагментах и меньшая ее часть идет на кинетическую энергию. На основании простой модели жидкой капли установить, что происходит в промежуточном случае, не представляется возможным. Среднее искажение фрагментов при разрыве перетяжки обычно таково, что энергии их возбуждения достаточно для испускания нескольких нейтронов. Доказательство тому приведено на фиг. 17.6.



Фиг. 17.5. Полное сечение σ_t и сечение деления σ_f при рассеянии нейтронов на ядре ${}^{235}\text{U}$ (1 барн = 10^{-24} см 2).

Как это видно из формулы (17.2), средняя высвобождаемая энергия возрастает с ростом Z . Хотя при этом средняя кинетическая энергия фрагментов также возрастает с ростом Z , ее увеличение не столь быстро, как средней высвобождаемой энергии. Таким образом, доля энергии, запасенной в виде энергии возбуждения фрагментов (эта энергия равна разности между полной высвобождаемой энергией и кинетической энергией фрагментов), возрастает



Фиг. 17.6. Зависимость энергии фрагментов, получаемых при реакции деления, от Z . Кривые приближенные. (Фигура предоставлена авторам И. Халперном.)

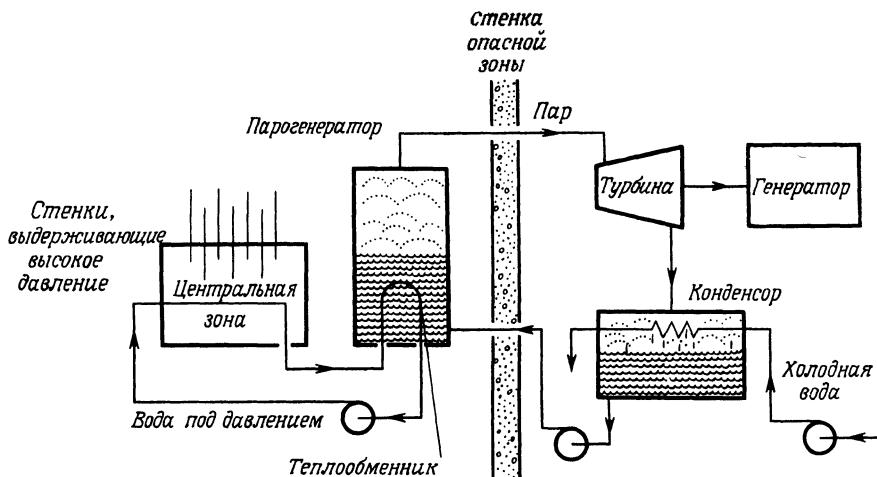
значительно быстрее с ростом Z . Поскольку энергия, запасенная при делении во фрагментах, имеет решающее значение для работы ядерных реакторов, из фиг. 17.6 становится ясно, почему ядра Ra и более легких элементов непригодны для этой цели.

§ 2. ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

Из всех современных отраслей техники техника ядерных реакторов уникальна еще и своим неимоверно бурным развитием. Только четыре года отделяют открытие реакции деления ядра (1938 г.) от практического осуществления первой цепной ядерной реакции (1942 г.).

А. М. ВЕЙНБЕРГ, Е. П. ДВИГНЕР [15]

Идеи, лежащие в основе работы ядерного реактора, можно понять, используя материал, изложенный в предыдущем параграфе. Однако подробные расчеты реакторов и их фактическое устройство очень сложны и весьма



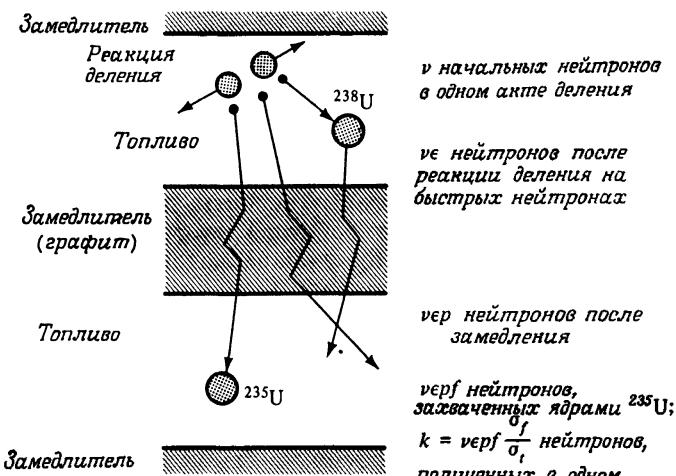
Фиг. 17.7. Установка по производству ядерной энергии. Деление урана в центральной зоне реактора самоподдерживается за счет цепной реакции. Энергия, высвобождаемая при делении, преобразуется в тепло. Тепло отводится путем контакта с охладителем в центральной зоне реактора, причем охладитель представляет собой воду, находящуюся под давлением. Через теплообменник энергия передается второй паровой системе и используется для вращения турбины.

запущены. Здесь мы только кратко изложим основные идеи; читатель, желающий изучить все подробнее, может обратиться к литературе, приведенной в § 7 настоящей главы.

Основные элементы установки по производству ядерной энергии схематически показаны на фиг. 17.7. Текущее, возникшее при делении в активной зоне реактора, отводится оттуда через теплообменник; оно используется для приведения во вращение турбины и, таким образом, превращается в электричество. Нас интересуют прежде всего процессы, происходящие в активной зоне реактора¹⁾. Чтобы понять их, рассмотрим реактор на природном уране и графите (фиг. 17.8). Природный уран состоит из 99,3% ^{238}U и 0,7% ^{235}U . Только ^{235}U подвергается делению на тепловых нейтронах. Как это видно из фиг. 17.4 и 17.5, в результате деления порождаются главным образом быстрые нейтроны, хотя само деление наиболее эффективно индуцируется медленными нейtronами. Чтобы создать условия для протекания цепной реакции, которая могла бы практически использоваться, нужно замедлить испускаемые быстрые нейтроны до тепловых энергий; это достигается в замедлителе в результате столкновений нейтронов с ядрами. Можно

¹⁾ Описание первого ядерного реактора [14] все еще представляет немалый интерес. Описание конструкций реакторов дано в книге Вейнберга и Вигнера [15].

описать последовательность процессов, показанных на фиг. 17.8, начав с одного акта деления. При делении одного ядра ^{235}U в среднем появляется v быстрых нейтронов. Некоторые из них до того как успеют замедлиться вызывают деление ядер, и такие события увеличивают число быстрых нейтронов, что можно учесть, введя коэффициент ε . Из $v\varepsilon$ нейтронов, поступающих в замедлитель, лишь доля r (вероятность избежать резонансного



Фиг. 17.8. Судьба нейтронов в реакторе, работающем на природном уране и графите

захвата) остается в «живых» после замедления до тепловой энергии; оставшиеся нейтроны будут захвачены замедлителем. Из оставшихся v_{erf} нейтронов лишь часть f (коэффициент «использования» тепловых нейтронов) будет захвачена ураном. Из общего числа v_{erf} захваченных нейтронов часть σ_f/σ_t вызывает деление. Таким образом, один акт деления вызывает

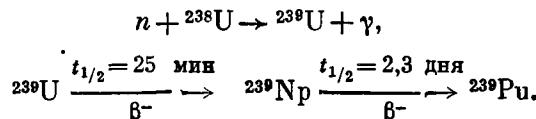
$$k = v_{erf} f \frac{\sigma_f}{\sigma_t} \quad (17.11)$$

вторичных актов деления. Коэффициент k называется *коэффициентом размножения*. Цепная реакция будет иметь место только в том случае, если $k > 1$. Типичные значения различных коэффициентов для реактора на природном уране и графите, взятом в качестве замедлителя, суть $v = 2,47$, $\varepsilon = 1,02$, $r = 0,89$, $f = 0,88$, $\sigma_f/\sigma_t = 0,54$; таким образом, коэффициент размножения равен $k = 1,07$. Это значение относится к бесконечному реактору; в случае конечного реактора часть нейтронов будет уходить из него, и поэтому $k_{\text{эфф}}$ будет меньше k .

Цепная реакция является основой всех ядерных реакторов. В настоящее время существует много различных типов реакторов, которые используются как для исследовательских целей, так и для получения радиоизотопов, а также для производства энергии. Мы не будем подробно рассматривать все эти реакторы, а сделаем только несколько замечаний.

Производство энергии, по-видимому, является наиболее важной функцией реакторов. Уровень жизни человеческого общества тесно связан с наличием недорогих источников энергии; чтобы поднять уровень жизни там, где это особенно необходимо, требуются источники энергии¹⁾. Гидроэлектростанции, электростанции, работающие на угле, нефти и газе, постоянно истощают природные ресурсы, а эти ресурсы невосполнимы. Могут ли ядерные реакторы дать нам необходимое количество энергии, не причиняя вреда окружающей среде и не истощая невозместимые запасы? Ответ на этот вопрос все еще далеко не ясен, хотя некоторые аспекты данной проблемы хорошо понятны. Если все реакторы будут работать на уране, как здесь описано, тогда существующие запасы урана будут израсходованы в течение нескольких десятилетий. Эту проблему, вероятно, можно преодолеть, если построить *реакторы-размножители* [17—20]. Такие реакторы дают больше топлива, чем потребляют; здесь мы опишем основную идею их конструкции.

«Размножение» имеет место тогда, когда способного к делению материала производится больше, чем потребляется. Принцип действия таких реакторов был понят давно: еще в 1944 г. Ферми и Цинн начали проектировать первый реактор-размножитель. К реакции размножения предъявляются требования: должен быть в наличии способный к делению изотоп, который может быть получен в результате захвата нейтронов, и должны происходить распады воспроизводящего изотопа. В качестве примера рассмотрим активную зону реактора, содержащую изотоп ^{239}Pu в качестве топлива и воспроизводящий изотоп ^{238}U . При делении ядра ^{239}Pu возникает в среднем 2,91 нейтронов. Один из этих быстрых нейтронов может вызвать деление другого ядра ^{238}Pu , а один может захватиться ядром ^{238}U и привести к реакции



В результате захвата нейтрона воспроизводящим изотопом ^{238}U образуются ядра ^{239}U , способные к делению. В хорошо спроектированном реакторе-размножителе количество материала, способного к делению, может удваиваться

¹⁾ Энергия, ее роль в жизни людей, энергетические ресурсы и другие связанные с этим вопросы обсуждаются в статье [16]. (Конечно, уровень жизни определяется в основном не источниками энергии, а социальными условиями жизни общества в той или иной стране.—*Прим. ред.*)

ваться за 7—10 лет. В настоящее время проводятся интенсивные исследования по совершенствованию реакторов-размножителей, и, возможно, лет через двадцать они будут вносить существенный вклад в энергетические ресурсы.

§ 3. СИНТЕЗ ЯДЕР И ТЕРМОЯДЕРНАЯ ЭНЕРГИЯ

Если исключить ядерную войну и какое-либо непредвиденное крушение цивилизации, то мировые потребности человечества в энергии будут, вероятно, значительно выше определяемых обычной экстраполяцией. Мы основываем свое предсказание на трех наблюдениях:

- 1) много людей в мире страдает от голода;
- 2) много людей в мире страдает от нищеты;
- 3) много людей в мире страдает от загрязнения окружающей среды.

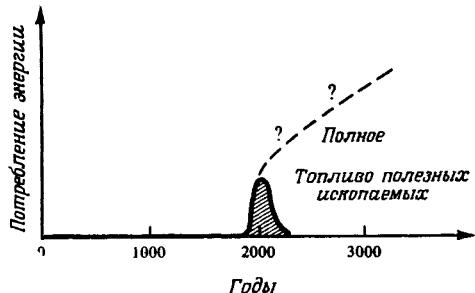
Г. Т. СИВОРГ, У. Р. КОРЛИС [21]

Эра энергии полезных ископаемых, едва начавшись, вероятнее всего, вскоре закончится. Можно назвать по крайней мере три причины, обусловливающие этот прогноз: количество полезных ископаемых ограничено¹⁾, при их использовании окружающая среда загрязняется, и их запасы невосполнимы. Рассматриваемое в историческом разрезе время господства топлива из полезных ископаемых, вероятно, представит только небольшой интервал, как это изображено на фиг. 17.9. Приведенные оценки потребления энергии могут быть сильно завышенными, однако совершенно очевидно, что ощущаемый уже в настоящее время недостаток энергии должен быть восполнен из каких-либо других источников. Одним из вероятных кандидатов на такой источник является ядерная энергия, используемая в сочетании со сверхпроводящими линиями передач [22] и с водородом в качестве вторичного топлива [23, 24]. Обычные ядерные реакторы, использующие реакцию деления, будут, по-видимому, играть важную роль лишь в течение ограниченного периода времени, а реакторы-размножители смогут, вероятно, использовать в течение нескольких ближайших столетий. Однако все они обладают двумя существенными недостатками: во-первых, дают большое количество радиоактивных отходов и, во-вторых, приводят к тепловому загрязнению окружающей среды. Возможно, что с обеими проблемами удастся справиться²⁾, однако следует сказать, что другой источник энергии — термоядерный синтез — может оказаться и чище, и эффективнее.

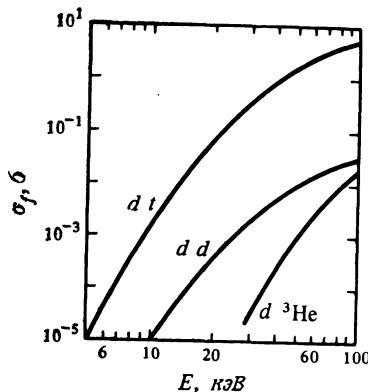
¹⁾ В единицах Q , где $10 \approx 10^{21}$ Дж, мировые запасы угля оцениваются в $200Q$, запасы природного газа и запасы нефти оцениваются примерно в $10Q$ и $10Q$. В 1960 г. мировое потребление энергии было равно примерно $0,1Q/\text{год}$, а в 1975 г. примерно $0,4Q/\text{год}$.

²⁾ В качестве уникального места захоронения радиоактивных отходов предлагались, например, новые пирамиды, построенные по образцу древних пирамид [25].

Реакцию слияния (синтеза) можно понять, обратившись к фиг. 14.1. Очень легкие ядра связаны значительно менее прочно, чем более тяжелые; мы объясняли причины этого в § 1 гл. 12. Если два легких ядра смогут слиться воедино, то при этом энергия Q выделится в форме кинетической



Фиг. 17.9. Короткий период господства топлива из полезных ископаемых.



Фиг. 17.10. Зависимость эффективных сечений реакций слияния (17.12) — (17.14) о энергии дейtronов.

энергии. Для данной реакции $ab \rightarrow cd + Q$ энергию Q можно легко вычислить с помощью формул (14.3) и (14.4), а также зная значения дефектов масс, приведенные в табл. П.6 в приложении.

Мы перечислим здесь несколько основных реакций слияния ядер и приведем для них значения Q (t означает тритон — ядро трития ${}^3\text{H}$):

$$dd \rightarrow {}^3\text{He} \quad n + 4,0 \text{ МэВ}, \quad (17.12)$$

$$dd \rightarrow t \quad p + 3,25 \text{ МэВ}, \quad (17.13)$$

$$td \rightarrow {}^4\text{He} \quad n + 17,6 \text{ МэВ}, \quad (17.14)$$

$${}^3\text{He}d \rightarrow {}^4\text{He} \quad p + 18,3 \text{ МэВ}. \quad (17.15)$$

Реакция слияния ядер начинается тогда, когда оба партнера находятся в области их взаимного адронного притяжения. Чтобы так сблизиться, сталкивающиеся ядра должны преодолеть их взаимное дальнодействующее электростатическое отталкивание, т. е. кулоновский барьер, или «протуннелировать» через него. Скорость реакции слияния, следовательно, будет исчезающе мала при энергиях ниже нескольких кэВ, но она быстро возрастает с ростом кинетической энергии партнеров, вступающих в реакцию. Соответствующие

эффективные сечения приведены на фиг. 17.10. В ускорителе можно легко достичь энергий, необходимых для начала любой реакции слияния. Однако главная цель термоядерных исследований — получение *самоподдерживающейся* реакции. Для создания такой ситуации смесь, приготовленная для реакции, должна быть нагрета до очень высоких температур, при которых кинетическая энергия ядер становится достаточной для преодоления ими кулоновского барьера. Например, для получения частиц с энергией 10 кэВ требуется температура около 10^8 К. Для сравнения скажем, что температура на поверхности Солнца равна примерно 6000 К. (В физике плазмы для температуры обычно используют единицы эВ или кэВ; 1 кэВ соответствует температуре $11,6 \cdot 10^6$ К.) При температуре 10 кэВ атомы газа полностью ионизованы и образуют *плазму*. Число актов реакции слияния в единицу времени в единице объема дается тогда формулой

$$R_{ab} = n_a n_b w_{ab}(T), \quad (17.16)$$

где n_a и n_b — соответственно число частиц сортов a и b в единице объема. Вероятность реакций $w_{ab}(T)$ равна произведению эффективного сечения и относительной скорости, усредненному по распределению скоростей в плазме:

$$w_{ab}(T) = \overline{\sigma_{ab} v_{ab}}, \quad (17.17)$$

причем w_{ab} зависит только от температуры плазмы T . Высвобождаемая энергия в единице объема за время τ имеет вид

$$W = R_{ab} Q_{ab} \tau = n_a n_b w_{ab}(T) Q_{ab} \tau. \quad (17.18)$$

При $n_a = n_b = 10^{15}$ частиц/см³ и температуре $T = 100$ кэВ в реакции слияния $d\bar{t}$, дейтрана с тритоном, будет выделяться энергия, примерно равная 10^8 Вт/(см³·с).

В термоядерном реакторе должно выделяться больше энергии, чем ее требуется для нагревания и удержания плазмы. Из формул (17.16) — (17.18) можно заключить, что для получения самоподдерживающейся «плазменной» реакции должны быть удовлетворены три условия: плазма должна быть нагрета до требуемых температур, плотность плазмы должна быть достаточно высокой, температура и плотность должны поддерживаться в течение длительного интервала времени. Затраты энергии для нагревания $n_a + n_b \approx 2n$ частиц до температуры T равны $3n k T$, где k — постоянная Больцмана. Таким образом, для работы плазменного реактора требуется, чтобы

$$n^2 w_{ab} Q_{ab} \tau > 3n k T. \quad (17.19)$$

Принимая во внимание потери, мы можем от этого условия перейти к известному *критерию Лоусона* [26] для реакции слияния дейтрана с тритоном $d\bar{t}$:

$$n\tau > 10^{44} \text{ с} \cdot \text{см}^{-3} \text{ при } T = 10 \text{ кэВ.} \quad (17.20)$$

В течение последних 20 лет цель физики плазмы — достичь и превзойти этот критерий. Вначале казалось, что такая задача не будет слишком трудной, и, действительно, вскоре были получены первые термоядерные нейтроны. Однако природа дарит нам много сюрпризов, и в данном случае она преподнесла их в виде неожиданных неустойчивостей и потерь энергии в реакторе. И то, что представлялось легкой дорогой к цели, оказалось тяжелым переходом через все расширяющуюся и углубляющуюся пропасть *физики плазмы*. Теперь, как кажется, конец пути уже виден [27, 28]. К созданию лабораторных термоядерных реакторов, которые в конечном счете должны привести к созданию экономически оправданных энергетических станций, возможно, близки два направления работ. Ясно, что плазму при температуре 10^8 К нельзя заключить ни в какой сосуд, и два упомянутых направления работ отличаются способами нагревания и удержания плазмы.

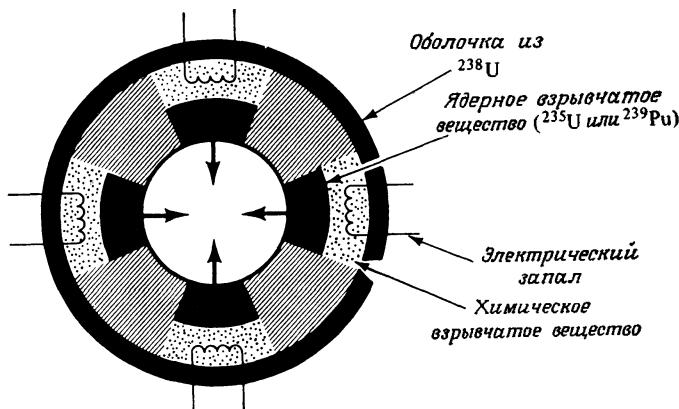
В *экспериментах по магнитному удержанию* плазма помещается в электромагнитное поле подходящей формы и нагревается электромагнитным способом. Было исследовано большое количество разнообразных конфигураций поля, и, пожалуй, советская камера Токамак, скопированная в модифицированном виде в других странах, занимает в этом направлении передовые позиции [29].

В последние несколько лет на горизонте появилось второе направление работ — *лазерный синтез* [30—32]. В этих экспериментах маленький шарик издейтерия и трития нагревается и сжимается мощной лазерной вспышкой. Удержание плазмы происходит вследствие инерции газа: нагревание должно осуществляться так быстро, чтобы слияние ядер произошло прежде, чем взорвется шарик. Существующие импульсные лазеры уже обладают мощностью, которая на протяжении короткого времени превосходит полную электрическую мощность США. Импульсы с энергией в 100 Дж и длительностью, меньшей 1 нс, являются теперь обычными, кроме того, строятся намного более мощные лазеры. В настоящее время неясно, приведет ли лазерная реакция слияния к созданию экономически оправданных реакторов или впереди нас все еще ожидают новые трудные проблемы. Во всяком случае, специалисты уверены, что термоядерная энергия, полученная в реакции слияния, станет реальностью еще до конца нашего столетия.

§ 4. ЯДЕРНЫЕ ВЗРЫВЫ

В ядерных реакторах ядерная цепная реакция является управляемой, вследствие чего выход энергии никогда не превосходит безопасного предела; при этом в каждую секунду расходуется лишь очень малая часть ядерного топлива. Наоборот, ядерные взрывы проектируют так, чтобы начальный экспоненциальный рост числа актов реакций продолжался до тех пор, пока не израсходуется все топливо.

Существует два вида ядерных взрывных устройств: основанные на реакции деления (атомные бомбы) и на реакции деления-слияния (водородные бомбы). Детали их различаются, а основные факты, касающиеся принципиальной стороны дела, одинаковы, и с ними можно познакомиться по работам [33—35]; принцип действия ядерных бомб мы объясним читателю с помощью фиг. 17.11. Топливо в атомной бомбе состоит из очень чистого изотопа ^{235}U или ^{239}Pu , ядра которых способны к делению¹⁾. Небольшой



Фиг. 17.11. Устройство атомной бомбы.

кусок такого материала не может взорваться сам по себе, поскольку его покидает большая часть образующихся в нем нейтронов. Однако в достаточно большом куске (критической массе) может начаться цепная реакция, вызванная действием какого-либо случайног начального нейтрона. Цепная реакция в чистом ^{235}U происходит практически так же, как в системе, состоящей из природного урана и замедлителя (см. § 2 настоящей главы). Если в момент времени t имеется N нейтронов, то их число за время dt возрастет на величину

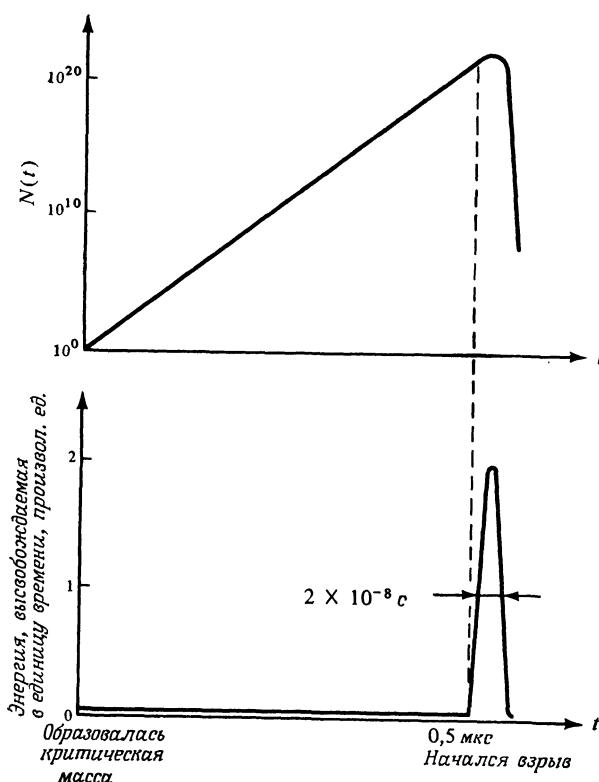
$$dN = \alpha(t) N(t) dt,$$

где $\alpha(t)$ — сложная функция времени, а также геометрии и природы материала. Типичное начальное значение α составляет примерно 10^8 с^{-1} . Если $\alpha(t)$ можно считать постоянной, то число нейтронов будет возрастать экспоненциально:

$$N(t) = N(0) e^{t/\tau_g}, \quad (17.21)$$

где $\tau_g = 1/\alpha$ называется временем генерации.

¹⁾ Промышленное разделение изотопов с целью получения очень чистого ^{235}U было одной из ключевых проблем при создании первых атомных бомб [36].



Фиг. 17.12. Логарифмический график зависимости числа нейтронов от времени и график зависимости от времени энергии, высвобождаемой в единицу времени при ядерном взрыве [37].

Атомная бомба, показанная на фиг. 17.11, действует следующим образом. С самого начала для предотвращения случайного взрыва расщепляющийся материал разделен на части, имеющие докритические массы. Под действием электрического запала взрывается химическое взрывчатое вещество, и части с докритическими массами устремляются к центру, где они образуют *критическую* массу. После этого начинается цепная реакция, которая, согласно (17.21), приводит к экспоненциальному увеличению числа нейтронов. Примерно после 50 генераций, или примерно через 0,5 мкс, выделяется столько энергии, что все устройство мгновенно взрывается. Затем число нейтронов будет убывать и в конце концов упадет до нуля. *Логарифмический* график зависимости числа нейтронов от времени и *линейный* график зависимости от

времени энергии, высвобождаемой в единицу времени, показаны на фиг. 17.12 [37].

В водородной бомбе расщепляющийся материал находится в центральной части и окружен дейтеридом лития. Взрыв в центральной части производится тем же самым способом, как описано выше. В результате достигается очень высокая температура и получается сильный поток нейтронов, что приводит к последующему термоядерному взрыву внешней части.

Научные [38, 39] и *инженерные* [40] *применения ядерных взрывов* определяются двумя факторами: интенсивным потоком нейтронов и большим высвобождением энергии. Типичное взрывное устройство дает около 10^{24} нейтронов за время, меньшее 10^{-7} с, и выделяет от 1 до 100 кт энергии за то же время (1 кт = 1 килотонна = 10^{12} кал = $2,61 \cdot 10^{31}$ эВ). Здесь мы укажем только два примера использования ядерных взрывов. Элементы *энштейний* (99) и *фермий* (100) были впервые открыты в продуктах большого термоядерного взрыва в 1952 г. С помощью ядерных взрывов можно изучать ядерные реакции и уровни ядер, поскольку вспышка нейтронов является достаточно интенсивной. Даже на расстоянии в несколько сотен метров от места взрыва полный нейтронный поток все еще оказывается порядка 10^{14} нейтронов/см². Поскольку начальная вспышка нейтронов при взрыве очень резкая, как это показано на фиг. 17.12, измерение времени пролета нейтронов от места взрыва до мишени позволяет легко определить их кинетическую энергию.

§ 5. ПОЛУЧЕНИЕ ЭНЕРГИИ С ПОМОЩЬЮ РАДИОИЗОТОПОВ

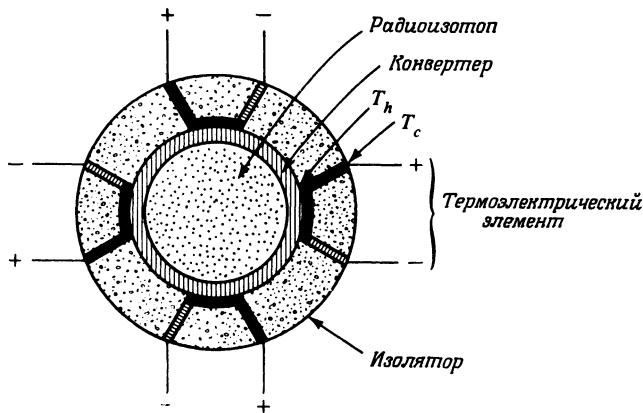
Ядерные реакторы в изобилии производят радиоактивные изотопы. Так как продукты деления богаты нейтронами, то они распадаются, главным образом, с испусканием электронов и антинейтрино. Используя интенсивные нейтронные пучки, создаваемые реакторами, можно получить α -радиоактивные ядра. Типичными значениями энергии электронов или α -частиц, возникающих при распаде, являются значения порядка нескольких МэВ.

Можно создать надежные и долгодействующие источники энергии [41, 42] на основе поглощения испущенных заряженных частиц и превращения полученного таким образом тепла в электричество. Схема одного такого устройства изображена на фиг. 17.13. Топливо, которым служит радиоизотоп, помещено в центре, так что все заряженные частицы поглощаются конвертером. Термоэлементы, например термопары Ge — Si, вделаны в изолирующий кожух, причем их спаи находятся при температуре конвертера T_h . Внешние концы имеют более низкую температуру T_c . Тогда максимальный коэффициент полезного действия (Карно) определяется формулой

$$\epsilon = \frac{T_h - T_c}{T_c}.$$

Практически можно достичь к. п. д., равного примерно 5 %. Если использовать небольшую паровую машину (турбогенератор), то можно достичь к. п. д. около 25 %.

Свойства двух наиболее широко применяемых радиоизотопов указаны в табл. 17.1. Генераторы энергии, основанные на применении этих двух изотопов, успешно используются на спутниках, светящихся бакенах, метеостанциях, подводных акустических маяках [42], а также в приборах для



Фиг. 17.13. Поперечный разрез цилиндрического радиоизотопного генератора энергии.

стимуляции сердечной деятельности и даже в ядерном сердечном насосе, располагаемом в мышце пациента [43]. Может быть в конце концов удастся создать имплантируемое искусственное сердце [44].

Таблица 17.1

Радиоизотопы, используемые в качестве источников энергии [42]

| Радиоизотопы | Время полураспада, годы | Тип излучения | Плотность мощности, Вт/см ³ | |
|-------------------|-------------------------|---------------|--|-------------------|
| | | | теоретическая | экспериментальная |
| ⁹⁰ Sr | 27,7 | β | 1,1—1,7 | 0,85—1,5 |
| ²³⁸ Pu | 87,5 | α | 4,8 | 3,6 |

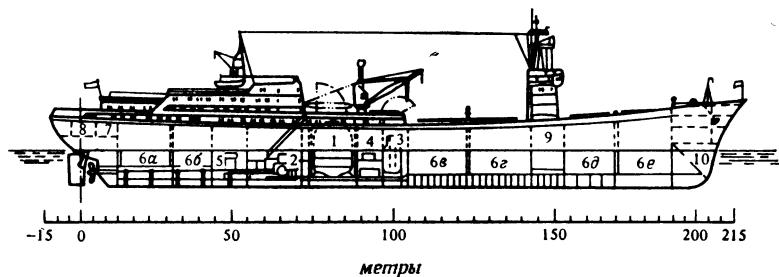
§ 6. ЯДЕРНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Хотя человек и смог побывать на Луне и вернуться обратно, широкие просторы внешнего пространства, космоса, все еще ждут своих исследователей, а быть может, и «колонистов». В то же время нам предстоит более обстоятельно изучить *внутреннее пространство* на Земле, глубины океанов, и вполне вероятно, что они также будут «*колонизованы*» в поисках свободных мест. Вполне возможно, что ядерные двигатели будут решающими в этих исследованиях. Они уже являются важными элементами современных подводных лодок. Ядерная подводная лодка «Наутилус» была спущена на воду в январе 1955 г., и ее подводные исследования — это современная реализация мечты и пророчества Жюля Верна. Ледокол «Ленин» был первым невоенным кораблем, работающим на ядерной энергии. Корабль «Саванна» [45] служил в качестве грузового судна в течение многих лет. По всей видимости, после переходного периода будет построено гораздо больше кораблей на ядерном горючем, потому что они обладают целым рядом преимуществ перед обычными судами. Период между заправками топлива значительно больше: ядерный корабль может плавать 2—5 лет, не заправляясь свежим топливом. Цены топлива ниже. Можно достичь больших скоростей и водоизмещений [46]. В настоящее время, однако, обычные суда (учитывая капитальные затраты, простоту эксплуатации, расходы топлива) в целом все еще экономически выгоднее ядерных. Здесь следует заметить, что обычные суда — продукт долгой эволюции, и их нельзя уже значительно улучшить; ядерные же суда все еще пребывают в периоде младенчества. Для больших коммерческих кораблей (80 000 л. с. и больше) прогнозы предсказывают, что ядерная энергия будет экономически конкурентоспособной уже к 1980 г. [47].

На фиг. 17.14 показано продольное сечение западногерманского ядерного судна «Ото Ган» [48], которое, подобно «Саванне», является экспериментальным. Основные черты корабельных реакторов не отличаются от используемых на сухе. Различие имеется лишь в системе защиты. Защита должна быть оптимальной, гарантирующей безопасность команды, но она не должна перегружать судно. Особые меры нужно принять также против возможных несчастных случаев при столкновении кораблей в море или при каких-либо повреждениях. Здесь мы не будем обсуждать эти проблемы, а обратимся к ракетам.

Ядерные ракеты по сравнению с химическими позволяют более эффективно использовать энергию, совершать более длительные путешествия и брать больший полезный груз [49—51]. Чтобы понять причину этих преимуществ, рассмотрим вкратце принцип действия ракетного двигателя. Тяга ракеты с постоянной скоростью истечения v дается законом Ньютона:

$$F = \frac{dp}{dt} = v \frac{dM}{dt}. \quad (17.22)$$



Фиг. 17.14. Западногерманский ядерный корабль «Ото Ган» [48]. 1 — ядерная установка; 2 — машинное отделение; 3 — служебное помещение; 4 — вспомогательные службы; 5 — вспомогательный котел; 6 α — 6 ε — трюмы; 7 — снабжение питьевой водой; 8 — сервопривод; 9 — аварийная машина; 10 — носовое помещение.

Здесь dM/dt — масса ракетного топлива, выбрасываемого двигателем в единицу времени. Если ракетное топливо состоит из молекул массы m и выбрасывается при температуре T , то энергия каждой его молекулы будет равна

$$E = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{3}{2} kT,$$

так что

$$v = \left(\frac{3kT}{m} \right)^{1/2}$$

и

$$F = \frac{dM}{dt} \left(\frac{3kT}{m} \right)^{1/2}. \quad (17.23)$$

В ракете полная масса ракетного топлива $M = \int dM$ задана, так же как и температура T , для которой система спроектирована. Таким образом, единственным свободным параметром в формуле (17.23) является масса молекулы m . Именно здесь ядерный ракетный двигатель имеет преимущество. В химическом двигателе конструктор вынужден использовать в качестве топлива конечный продукт сгорания, обладающий определенной энергией. При горении водорода и кислорода образуется вода, которая и выбрасывается из ракеты. В ядерных ракетах энергию обеспечивает ядерная установка и ракетное топливо можно выбрать каким угодно. Если в качестве такого использовать водород, то получим

$$\frac{v_{ядр}}{v_{хим}} = \left(\frac{m_{H_2}}{m_{H_2O}} \right)^{1/2} \approx 3.$$

Таким образом, скорость истечения ракетного топлива в ядерных ракетах будет в 3 раза большей, чем в химических. В ядерных ракетах водород должен пропускаться через горячую активную зону реактора; при этом он нагревается и затем выбрасывается наружу, приводя ракету в движение¹⁾.

§ 7. ЛИТЕРАТУРА

Литература по производству ядерной энергии вообще указана в двух замечательных библиографических статьях [53, 54].

Реакции деления. Основные статьи и сообщения, посвященные открытию деления ядер, собраны в книге Гретцера и Андерсона [55].

Эксперименты по делению ядер описаны в книге Хайда [56].

Более подробное описание реакций деления с изложением соответствующих теорий можно найти в работах [8—10, 13], причем работу [9] очень легко читать. Она элементарно написана, и в ней практически не содержится никакой формальной теории.

Ядерные реакторы. Одним из первоисточников по физике реакторов является книга Вейнберга и Вигнера [15], в которой даны также необходимые сведения из ядерной физики.

Инженерные вопросы, связанные с реакторами, рассматриваются в целом ряде книг, указанных в библиографии к статье [53]. Кроме того, огромное количество информации содержится в двух периодических изданиях [58, 59].

Современная теория реакторов изложена в книге Белла и Глэстона [60].

Реакция слияния и производство энергии. Объем литературы по реакции слияния и физике плазмы быстро возрастает. Вполне доступное первое введение в этот круг вопросов дано в книгах Бишопа [61] и Хульма [62].

Более глубоко и подробно реакции слияния рассматриваются в книге Ардимовича [63] и в статье Поста [64]. Чтение периодического издания под редакцией Фрида [57] позволяет получать всю необходимую свежую информацию и избавляется от необходимости рыться в оригинальной литературе.

Более обстоятельные обзорные статьи публикуются в журнале «Nuclear Fusion», издаваемом поквартально в Вене.

Цитированная литература²⁾

1. Fermi E., Nature, 133, 757 (1934).
2. Hahn O., Strassmann F., Naturwiss., 27, 89 (1939).
3. Meitner L., Frisch O. R., Nature, 143, 471 (1939).
4. Bohr N., Wheeler J. A., Phys. Rev., 56, 426 (1939).

¹⁾ Интересное описание принципов работы ядерного ракетного двигателя см. в статье Дайсона [52].

²⁾ Литература, отмеченная звездочкой, добавлена переведчиком.—Прим. ред.

5. Fermi L., Atoms in the Family, University of Chicago Press, Chicago, 1954. (Имеется перевод: Л. Ферми, Атомы у нас дома, ИЛ, 1959.)
6. Moore R., Bohr N., Knopf, New York, 1966.
7. Frisch O. R., Wheeler J. A., Phys. Today, 20, 43 (November 1967).
8. Halpern I., Ann. Rev. Nucl. Sci., 9, 245 (1959).
9. Fraser J. S., Milton J. C. D., Ann. Rev. Nucl. Sci., 16, 379 (1966).
10. Wilets L., Theories of Nuclear Fission, Clarendon Press, Inc. Oxford, 1964.
11. Swiatecki W. J., Bjornholm S., Phys. Rep., 4C, 326 (1972).
12. Флеров Г. Н., Петржак К. А., Phys. Rev., 58, 89 (1940).
13. Vandenberg R., Huizenga J. R., Nuclear Fission, Acad. Press, New York, 1973.
14. Fermi E., Science, 105, 27 (January 10, 1947); перепечатано в книге: E. Fermi, Nuclear Physics, лекционные записки J. Orear, A. H. Rosenfeld, R. A. Schluter, University of Chicago Press, Chicago, 1949, р. 208. (Имеется перевод: Э. Ферми, Ядерная физика, ИЛ, 1961.)
15. Weinberg A. M., Wigner E. P., The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, University of Chicago Press, Chicago, 1958.
16. Sci. Amer., 224 (September 1971).
17. Seaborg G. T., Bloom J. L., Sci. Amer., 223, 13 (November 1970).
18. Häfele W., Faude D., Fischer E. A., Laue H. J., Ann. Rev. Nucl. Sci., 20, 393 (1970).
19. Perry A. M., Weinberg A. M., Ann. Rev. Nucl. Sci., 22, 317 (1972).
20. Culler F. L., Harms W. O., Phys. Today, 25, 28 (May 1972).
21. Seaborg G. T., Corliss W. R., Man and Atom: Building a New World Through Nuclear Technology, Dutton and Co., Inc., New York, 1971.
22. Metz W. D., Science, 178, 968 (1972).
23. Lessing L., Fortune, 138 (November 1972).
24. Gregory D. P., Sci. Amer., 228, 13 (January 1973).
25. Starr C., Hammond R. P., Science, 177, 744 (1972).
26. Lawson J. D., Proc. Phys. Soc., B70, 6 (1957).
27. Rose D. J., Science, 172, 797 (1971).
28. Gough W. C., Eastlund B. J., Sci. Amer., 224, 50 (February 1971).
29. Coppi B., Rem J., Sci. Amer., 227, 65 (July 1972).
30. Lubin M. J., Fraas A. P., Sci. Amer., 224, 21 (June 1971).
31. Metz W. D., Science, 177, 1180 (1972).
32. Nuckolls J., Emmett J., Wood L., Phys. Today, 26, 46 (August 1973).
33. The Effects of Nuclear Weapons, ed. S. Glasstone, Government Printing Office, Washington, D.C., 1964.
34. York H. F., Sci. Amer., 227, 15 (November 1972).
35. Brode H. L., Ann. Rev. Nucl. Sci., 18, 153 (1968).
36. Smyth H. D., Atomic Energy for Military Purposes, Princeton University Press, Princeton, N.J., 1945. (Имеется перевод: Г. Д. Смит, Атомная энергия для военных целей, Трансжелдориздат М., 1946.)
37. Sandmeier H. A., Dupree S. A., Hansen G. E., Nucl. Sci. Eng., 48, 343 (1972).
38. Diven B. C., Ann. Rev. Nucl. Sci., 20, 79 (1970).
39. Rodean H. C., Nuclear-Explosion Seismology, AEC Critical Review Series, Nat. Techn. Inf. Service, Springfield, Va., 1971.
40. Proceedings, Engineering with Nuclear Explosives, Clearinghouse for Federal Scientific and Technical Information, Springfield, Va., 1970, 2 vols.
41. Corliss W. R., Harvey D. G., Radioisotope Power Generation, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1964.
42. Handbook of Radioactive Nuclides, ed. Y. Wang, Chemical Rubber Co., Cleveland, 1969, p. 559—568.
43. The New York Times 37 (March 21, 1972).
44. Fowler E. E., Isotopes Radiation Technol., 9, 253 (1972).
45. National Geographic Magazine, 122, 28 (August 1962).

46. Kramer A. W., Nuclear Propulsion for Merchant Ships, Government Printing Office, Washington, D.C., 1962.
47. The Wall Street Journal, 13 (October 20, 1972).
48. Büinemann D., Kolb M., Henssen H., Müller E., Rossbach W., Adv. Nucl. Sci. Technol., 6, 2 (1972).
49. Bussard R. W., DeLauer R. D., Fundamentals of Nuclear Flight, McGraw-Hill, New York, 1965.
50. Cooper R. S., Ann. Rev. Nucl. Sci., 18, 203 (1968).
51. Nuclear Engineering for Satellites and Rockets, ed. H. Löb, K. Thiemig, Munich, 1970.
52. Dyson F. J., в книге: Adventures in Experimental Physics, Beta, ed. B. Maglich, World Science Communications, Princeton, N.J., 1972.
53. Michael P., Schermer R. I., Amer. Journ. Phys., 36, 1 (1968).
54. Romer R. H., Amer. Journ. Phys., 40, 805 (1972).
55. Graetzer H. G., Anderson D. L., The Discovery of Nuclear Fission: A Documentary History, Van Nostrand Reinhold, New York, 1971.
56. Hyde E. K., Nuclear Properties of the Heavy Elements, III: Fission Phenomena, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1964.
57. Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion, ed. B.D. Fried, Gordon and Breach, New York.
58. Advances in Nuclear Science and Technology, eds. E. J. Henley, J. Lewins, Acad. Press, New York.
59. International Series of Monographs on Nuclear Energy, Pergamon, Elmsford, New York.
60. Bell G. I., Glasstone S., Nuclear Reactor Theory, Van Nostrand Reinhold, New York, 1971.
61. Bishop A. S., Project Sherwood — The U.S. Program in Controlled Fusion, Doubleday, Garden City, New York, 1960. (Имеется перевод: А. С. Бишоп, Программа США по управляемому термоядерному синтезу (проект Шервуд), Атомиздат, М., 1960.)
62. Hulme E. R., Nuclear Fusion, Wykeham Publications, London, 1969.
63. Арицмович Л. А., Controlled Thermonuclear Reactions, Van Nostrand Rinehold, New York, 1960.
64. Post R. F., Ann. Rev. Nucl. Sci., 20, 509 (1970).
- 65.*Brueckner K., Jorna S., Rev. Mod. Phys., 46, 2, 325 (1974).
- 66.*Nuckolls J. H., в книге Plasma Interaction, vol. 3, Plenum Press, New York, 1974.
- 67.*Белоночко В. А., Ильинский Ю. А., Ходлов Р. В., Письма в ЖЭТФ, 24, 569 (1976).
- 68.*Капица П. Л., УФН, 22, вып. 2, 327 (1977).

18

ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА

Тесный союз между физикой элементарных частиц и астрофизикой возник сравнительно недавно. Что появится от этого союза, трудно предугадать, но, очевидно, результат будет ярким, интересным и, по-видимому, даже красивым.

РУДЕРМАН, ФАУЛЕР [1]

В течение тысячелетий звезды, Солнце и Луна очаровывали человека; их свойства были объектом многих размышлений. Однако до недавнего времени небесные тела можно было наблюдать лишь через очень малое «оптическое окно», т. е. использовать сравнительно узкую полосу оптических длин волн от 400 до 800 нм, а областью физики, наиболее близко связанной с астрономией, была механика. В нашем столетии положение резко изменилось: физика и астрономия переплелись значительно теснее. В данной главе мы кратко расскажем читателю о ряде областей, где сталкиваются субатомная физика и астрофизика.

§ 1. КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

Солнечная система является гигантской лабораторией, в которой природа в течение миллиардов лет «выполняет» широкий круг экспериментов по физике высоких энергий.

КИРСТЕН, ШАФФЕР [2]

Нас постоянно бомбардируют прилетающие из космоса частицы с большими энергиями: примерно 1 частица в 1 с попадает на каждый 1 см^2 земной поверхности. Эти «лучи» были открыты Гессом в 1912 г., наблюдавшим иониза-

цию в электрометре, установленном на воздушном шаре. На высоте, большей 1000 м, интенсивность начала возрастать и удвоилась на высоте 4000 м [3]. С тех пор космические лучи широко исследовались: был изучен их состав, энергетический спектр, пространственные и временные вариации и многое другое; предлагался также целый ряд теорий, касающихся их происхождения. Космические лучи являются одной из главных компонент Галактики. Это утверждение основано на том факте, что плотность энергии космических лучей в нашей Галактике, равная примерно $1 \text{ эВ}/\text{см}^3$, имеет тот же порядок величины, что и плотности энергии магнитного поля Галактики и энергии теплового движения межзвездного газа.

Космические лучи наблюдались на различных высотах: в глубоких пещерах, в горных лабораториях, с помощью воздушных шаров на высотах вплоть до 40 км, с помощью ракет и спутников. Большая часть дальнейших исследований космических лучей будет проводиться на внеземных обсерваториях, на спутниках и, возможно, на Луне.

Попадающее в земную атмосферу излучение состоит из ядер, электронов и позитронов, фотонов и нейтрино. Космическими лучами принято называть только заряженные частицы. (Рентгеновская астрономия [4, 5] в последнее время привела к впечатляющим открытиям [6], однако здесь мы их не будем рассматривать.) Проследим сначала за судьбой протона, который содержится в космических лучах, обладает большой энергией и попадает в верхние слои земной атмосферы. Он будет взаимодействовать с ядрами кислорода или азота и вызовет каскадный процесс. Упрощенная схема такого процесса показана на фиг. 18.1. Как мы рассказывали в § 7 гл. 12 и в § 9 гл. 6, в результате взаимодействия протона с ядрами кислорода и азота возникает большое количество адронов: в основном это пионы, однако появляются также и антинукалоны, каоны и гипероны. Эти адроны вновь могут взаимодействовать с ядрами кислорода или азота; нестабильные адроны могут распасться в результате слабых взаимодействий. При распаде получатся электроны, мюоны, нейтрино и фотоны (гл. 11). Фотоны могут породить пары; мюоны могут распасться, но вследствие эффекта замедления времени (1.9) многие из них проникнут в земную кору прежде, чем распадутся. Таким образом, протон с высокой энергией может привести к появлению большого количества фотонов и лептонов (фиг. 3.10). Такой ливень космических лучей может покрыть довольно большую площадь поверхности Земли (много квадратных километров) [7]. Мы не будем ниже обсуждать явления в атмосфере, а обратимся к «первичному» излучению.

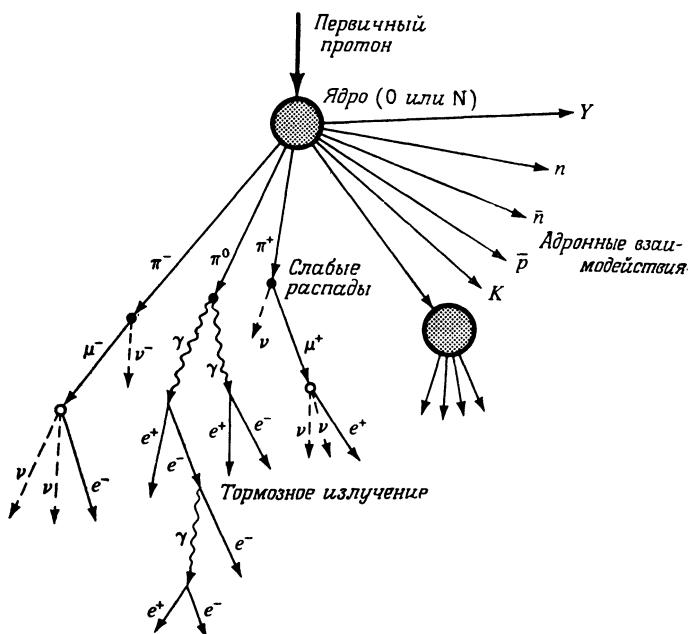
Состав ядерной компоненты первичных космических лучей показан на фиг. 18.2 [8, 9]. Для сравнения приведена также кривая распространенности ядер во Вселенной, полученная по данным для солнечной атмосферы и метеоритов. Из сравнения данных для космических лучей с данными по распространенности ядер во Вселенной обнаруживается несколько замечательных фактов.

1. Космические лучи содержат ядер элементов Li, Be и B примерно в 10^5 раз больше, чем их содержится во Вселенной.

2. В космических лучах отношение $^3\text{He}/^4\text{He}$ примерно в 300 раз выше.

3. В космических лучах содержится значительно больше тяжелых ядер.

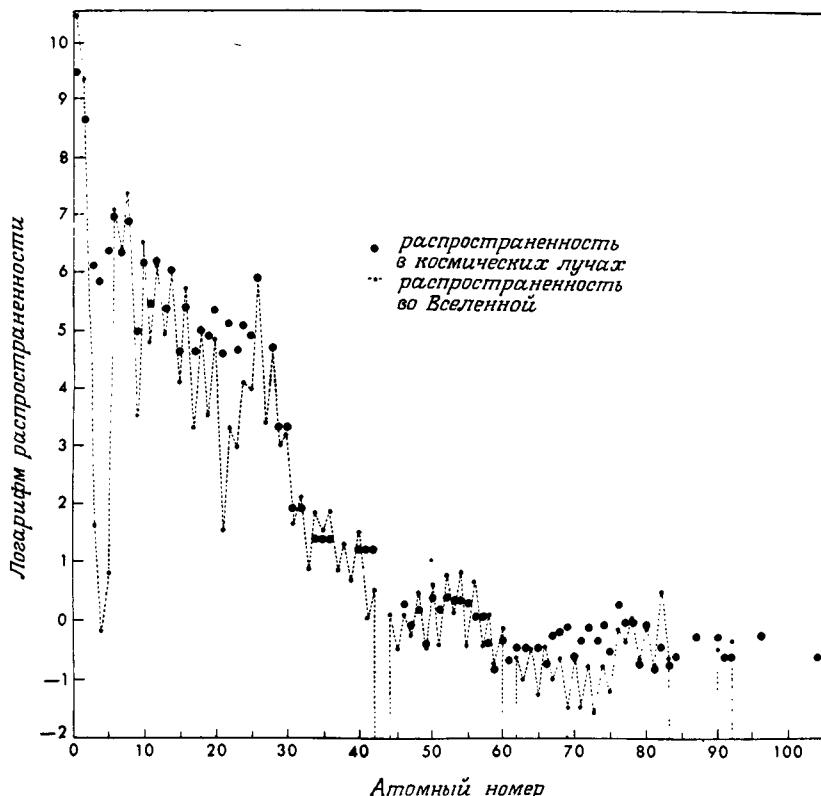
Первые два факта можно объяснить, если предположить, что космические лучи на пути от их источника до верхних слоев земной атмосферы встречают



Фиг. 18.1. Попадающий в верхние слои атмосферы протон с высокой энергией создает каскадный ливень.

несколько граммов вещества на 1 см² их поперечного сечения. При таком количестве вещества в результате протекания ядерных реакций может возникнуть наблюдаемое распределение. Так как плотность межзвездного вещества равна примерно 10^{-25} г/см³, космические лучи должны путешествовать в течение 10^7 — 10^8 лет. Были установлены еще два факта, которые могут оказаться важными для теории происхождения космических лучей:

4. В первичных космических лучах до сих пор не было обнаружено анти-адронов [10].



Фиг. 18.2. Состав ядерной компоненты первичных космических лучей. Для сравнения показана также кривая распространённости ядер во Вселенной. Распространённость нормирована так, что соблюдается условие $\text{Si} \equiv 10^6$. (Фигура представлена авторами П. Б. Прайсом [9].)

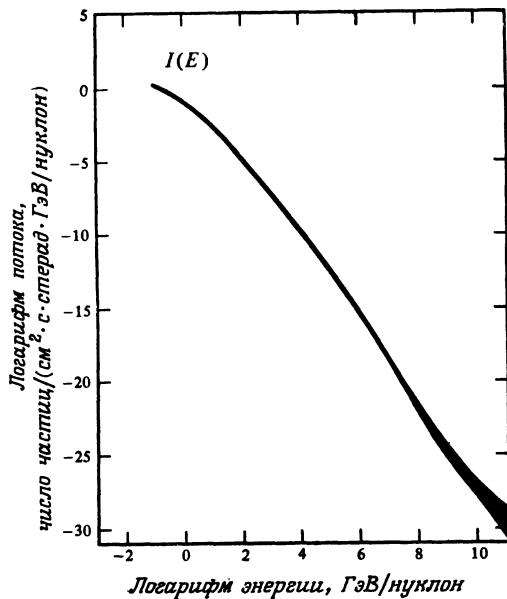
5. Содержание электронов составляет около 1% от содержания ядер; в одном и том же интервале энергий количество позитронов составляет около 10% от количества электронов.

Энергетический спектр, т. е. число первичных частиц как функция энергии, был измерен в огромном интервале энергий. Для ядерной компоненты он изображен на фиг. 18.3. Измерения охватывают 14 порядков по энергии и 32 порядка по интенсивности. Наибольшей наблюдаемой энергией является $4 \cdot 10^{21}$ эВ, т. е. около 60 Дж [11]. Как видно из фиг. 18.3, спектр космических лучей обладает формой, вовсе не характерной для теплового равновесия: он не является экспоненциальным, а спадает гораздо медленнее. Хорошо

описывает экспериментальные данные, за исключением области самых низких энергий, выражение

$$I(E) \sim E^{-2,6}, \quad (18.1)$$

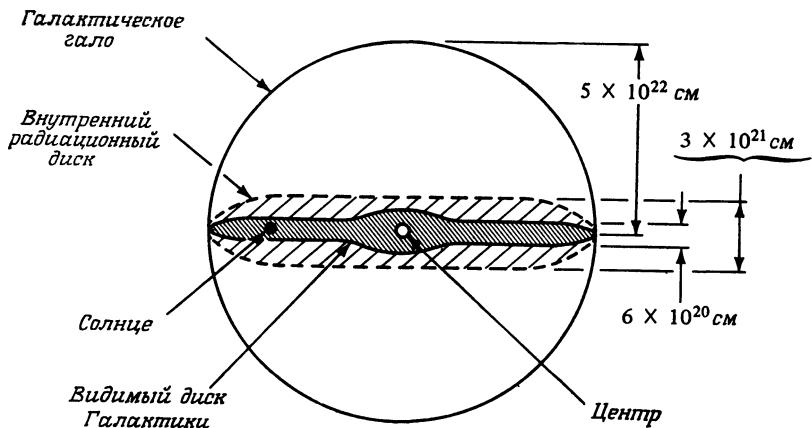
где $I(E)$ — интенсивность ядерной компоненты с энергией E . Электронный спектр для энергий выше 1 ГэВ, аналогичен приведенному на фиг. 18.3, но для меньших энергий он несколько более пологий. Для обсуждения происхождения космических лучей важными являются еще два факта, связанные



Фиг. 18.3. Энергетический спектр ядерной компоненты первичных космических лучей.

с энергетическим спектром. Первый факт — изотропия распределения космических лучей. Второй факт — постоянство их интенсивности в течение долгого периода времени. В результате измерений в открытом космосе было обнаружено, что поток космических лучей по существу изотропен; правда, поток, исходящий из центра нашей Галактики, может быть, примерно на 1% больше среднего, однако этот факт еще нуждается в проверке. Временная зависимость интенсивности на больших интервалах времен изучалась путем анализа содержания ядер в образцах лунной породы и метеоритах. При этом оказалось, что интенсивность космических лучей остается постоянной в течение периода времени, равного примерно 10^9 лет.

Экспериментальные факты, рассмотренные выше, означают, что источник космических лучей должен обладать следующими свойствами [12—13]. Он должен испускать космические лучи с энергиями вплоть до 10^{22} эВ и с энергетическим спектром, описываемым (18.1). Кроме того, полная энергия, испускаемая источником космических лучей, должна быть порядка 10^{40} эрг/год,



Фиг. 18.4. Поперечное сечение нашей Галактики.

если считать, что он находится в пределах нашей Галактики. Распределение космических лучей должно быть изотропным, а их интенсивность постоянной в течение по крайней мере 10^9 лет. Первичный спектр должен включать тяжелые элементы вплоть до $Z = 100$, но должен содержать менее 1% антиадронов.

До сих пор еще не было предложено модели, которая объяснила бы все приведенные данные удовлетворительным образом с единой точки зрения. Все еще ожидают ответа по крайней мере три из наиболее важных вопросов: 1) Откуда приходят космические лучи? 2) Как они создаются? 3) Как они ускоряются? Сделаем несколько замечаний по поводу каждой из этих проблем.

1. Первый вопрос можно сформулировать более конкретно, если нарисовать поперечное сечение нашей Галактики (фиг. 18.4). Космические лучи могут создаваться во внутреннем радиационном диске и в галактическом гало, либо они могут попадать в Галактику извне [14]. До сих пор еще не известно, где образуется основная масса космических лучей, однако большинство специалистов склоняется к выводу в пользу Галактики.

2. В настоящее время считается, что сверхновые и нейтронные звезды могут давать космические лучи с нужными свойствами [15]. В нашей Галак-

тике сверхновая появляется примерно каждые 30 лет, и, по оценкам, при эволюции одной сверхновой выделяется энергия, примерно равная 10^{51} — 10^{52} ,⁵ эрг. Сверхновые, следовательно, могут обеспечить требуемую интенсивность космических лучей (10^{49} эрг/год).

3. Вполне возможно, что источники излучают космические лучи с энергетическим спектром, описываемым формулой (18.1). Однако возможно также, что в процессе распространения космических лучей природа «использует» ту же самую идею, которая применяется в современных ускорителях — ускорение по стадиям (см. § 5 гл. 2). Такой механизм ускорения в межзвездном пространстве — прохождение частиц через переменные магнитные поля — был, например, предложен Ферми [16].

§ 2. ЭНЕРГИЯ ЗВЕЗД

И сказал Бог: да будет свет. И стал свет,

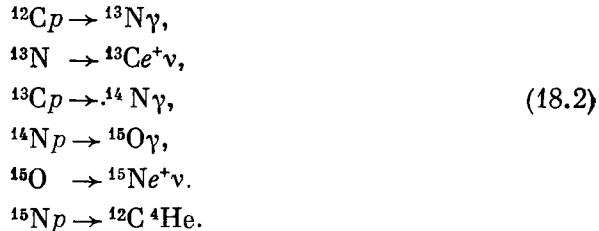
КНИГА БЫТИЯ

В предыдущем параграфе мы рассказали читателю о том, что источник падающего на Землю излучения с очень высокой энергией — источник космических лучей — все еще окутан тайной. Однако другой важный источник излучения идентифицирован — это наше Солнце.

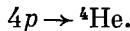
Механизм выделения энергии на Солнце, как считается, выяснен, и мы обсудим его в качестве примера источников энергии в звездах. В § 3 гл. 17 мы говорили о том, что в земных условиях очень трудно построить управляемый термоядерный реактор. Основная трудность — удержание плазмы: плазма с температурой около 10^8 К должна удерживаться внутри конечного объема. Никакие твердые стенки не могут выдержать такую температуру, и для этой цели используются магнитные ловушки. Объем, заполненный магнитным полем, должен быть сравнительно малым (несколько м^3), в противном случае реактор становится неэкономичным из-за больших затрат энергии и стоимости строительства. Если можно так выразиться, «Конструктор» (а может быть, «конструкторы») Солнца выбрал хотя и не слишком элегантное, однако вполне разумное решение: он сделал контейнер очень большим, с радиусом около $7 \cdot 10^{10}$ см, с внешней температурой около 6000 К и с температурой в центре примерно $1,4 \cdot 10^7$ К. При этом реакция слияния ядер происходит в недрах Солнца со скоростью, много меньшей той, которая необходима для реакторов на Земле. Тем не менее полный выход энергии оказывается достаточно большим из-за огромного объема.

До открытия ядерных реакций механизм выделения энергии на Солнце никак не удавалось объяснить: ни один из известных тогда источников не мог дать достаточного количества энергии, особенно если учесть, что из геофизических исследований было ясно, что Солнце должно иметь одну

и ту же температуру в течение по крайней мере 10^9 лет. Среди первых, кто понял природу процесса выделения энергии на Солнце, был Эддингтон [17]¹⁾; он показал, что при слиянии четырех ядер атома водорода H в одно ядро атома He выделяется энергия около 7 МэВ на нуклон, т. е. в 10^6 раз больше, чем в обычной химической реакции. Однако оставалась нерешенной следующая проблема: согласно представлениям классической физики, такая реакция слияния не может идти, так как даже при температурах внутри звезд протоны не обладают достаточной кинетической энергией, чтобы преодолеть взаимное отталкивание. Проблему эту удалось решить на основе квантовой механики: благодаря эффекту квантовомеханического туннелирования реакции могут протекать при значительно более низких температурах [18]. Были указаны конкретные реакции, ответственные за выделение энергии в звездах [19–21]. Первой предложенной цепью реакций был углеродный, или CNO-цикл, в котором ядро ^{12}C и четыре протона p преобразовывались в ядро ^{12}C и α -частицу. Запишем последовательные реакции этого цикла:



В цепи реакций (18.2) ядра ^{12}C выступают в роли катализаторов. Они подвергаются превращениям, хотя и не расходуются и не входят в уравнение суммарной реакции. Таким образом, суммарная реакция имеет вид



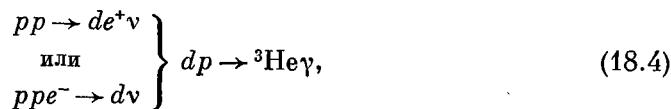
Полный выход энергии в этой реакции можно легко найти, пользуясь значениями масс, приведенными в табл. П.6 в приложении:

$$Q(4p \rightarrow ^4\text{He}) = 26,7 \text{ МэВ}. \tag{18.3}$$

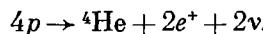
Примерно 25 МэВ из этой энергии идет на нагревание звезды, а остальная энергия уносится нейтрино. CNO-цикл является основным в горячих звездах. В холодных звездах, в частности на Солнце, более важным оказывается

¹⁾ В своем выступлении [17] Эддингтон сказал: «Если действительно в звездах именно субатомная энергия поддерживает их существование, то это означает, что мы уже немножко приблизились к претворению в жизнь нашей заветной мечты: управлять этим скрытым источником энергии, но неизвестно ради чего: на благо человечества или для его самоубийства».

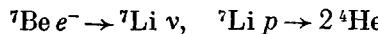
pp-цикл. Основными реакциями *pp*-цикла будут следующие:



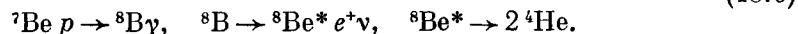
Если реакция (18.5) идет по первому пути, то имеем суммарную реакцию



Если реакция (18.5) идет по второму пути, то образуются ядра ${}^7\text{Be}$, которые в свою очередь превращаются в ядра ${}^4\text{He}$ в результате следующих реакций:



или



При *pp*-цикле выделяется такая же энергия (18.3), как и при СНО-цикле. Для вычисления скоростей реакций требуется знать два типа совершенно различных исходных данных.

Во-первых, нужно знать распределение температуры внутри Солнца. Первой посвященной этому вопросу работой была работа Эддингтона [22]; с тех пор было предложено несколько улучшенных вариантов его теории [23, 24], которые считаются вполне надежными; теперь астрофизики готовы биться об заклад, что температура в центре Солнца равна примерно $14 \cdot 10^6$ К.

Во-вторых, требуется знать эффективные сечения всех перечисленных выше реакций вплоть до энергии $14 \cdot 10^6$ К. Эта температура отвечает кинетической энергии лишь в несколько кэВ, и соответствующие эффективные сечения чрезвычайно малы. Бросив даже беглый взгляд на (18.4) — (18.6), мы видим, что нужно рассмотреть реакции двух типов, ответственными за которые являются адронные и слабые взаимодействия. Все реакции, в которых участвует нейтрино, происходят в результате слабых взаимодействий. Среднее время распада ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* e^+ \nu$ было измерено экспериментально. Однако две реакции (18.4), идущие в результате слабого взаимодействия, так медленны, что их нельзя исследовать в лабораторных условиях; эффективные сечения для них можно, однако, рассчитать, используя гамильтониан слабого взаимодействия, о котором мы рассказывали в гл. 11 [25, 26]. Для отыскания эффективных сечений адронных реакций производилась экстраполяция значений, измеренных при больших энергиях, в область энергий в несколько кэВ. Большинство соответствующих очень тщательных экспериментов было выполнено в Калифорнийском технологическом институте под руководством Фаулера [27—29]. Экспериментаторы и теоретики, работающие

в области ядерной физики, уверены в том, что их данные являются достаточно надежными и не могут существенно измениться. Таким образом, представляется, что как структура звезд, так и источники энергии на Солнце нашли свое объяснение. Мы, однако, вернемся к этому вопросу в следующем параграфе.

§ 3. НЕЙТРИННАЯ АСТРОНОМИЯ

Классическая астрономия основана на наблюдениях в узкой полосе длин волн видимого света от 400 до 800 нм. В последние несколько десятилетий радиоастрономия, с одной стороны, а с другой — рентгеновская астрономия и астрономия γ -лучей значительно расширили эту полосу. Заряженные космические лучи приводят к дальнейшему расширению области наблюдения. Однако все эти наблюдения имеют один общий недостаток: их нельзя выполнить для внутренней части звезды, поскольку обычное излучение поглощается в сравнительно малых количествах вещества (гл. 3). К счастью, существует одна частица, которая, по всей видимости, может выйти даже из глубин очень плотных звезд, — это *нейтрино*. Нейтринная астрономия [30, 31] хотя и является технически чрезвычайно сложной, обещает стать незаменимым средством в астрофизических исследованиях. О свойствах, делающих нейтрино столь уникальным, мы уже рассказывали читателю в § 4 гл. 7 и в § 10 гл. 11. Напомним их здесь.

1. Поглощение нейтрино и антинейтрино в веществе очень мало. Эффективное сечение поглощения дается формулой (11.76):

$$\sigma (\text{см}^2) = 2,3 \cdot 10^{-44} \frac{p_e}{m_e c} \frac{E_e}{m_e c^2}, \quad (18.7)$$

где p_e и E_e — импульс и энергия электрона, возникающего в реакции $vN \rightarrow eN'$. Из формул (6.8) и (6.9) можно найти, что среднее значение длины свободного пробега нейтрино с энергией 1 МэВ в воде равно примерно 10^{21} см. Это намного превосходит линейные размеры звезд, которые достигают 10^{13} см (см. фиг. 1.1).

2. Нейтрино можно отличить от антинейтрино по их реакциям в веществе.

Вместо того чтобы обсуждать общие возможности нейтринной астрономии, мы рассмотрим здесь случай *солнечных нейтрино*, поскольку с ними связана весьма таинственная история, конец которой все еще не известен. Отдельные реакции *pp*-цикла даются формулами (18.4) — (18.6). При этом нейтрино рождаются лишь в четырех реакциях. Эти реакции перечислены в табл. 18.1, где указаны также энергии нейтрино и их вычисленные относительные интенсивности [32]. В 1964 г. Бакол и Дэвис [33—35] обратили внимание на то, что существует возможность непосредственно проверить, имеют ли место реакции слияния *pp*-цикла на Солнце, путем детектирования на

Таблица 18.1
Реакции *pp*-цикла, в которых образуются нейтрино

| Реакция | Относительная интенсивность | Энергия нейтрино |
|--|-----------------------------|---|
| $pp \rightarrow de^+ \nu_e$ | 0,9975 | Спектр, $E_{\max} = 0,42$ МэВ |
| $ppe^- \rightarrow d\nu_e$ | 0,0025 | Моноэнергетические нейтрино, $E = 1,44$ МэВ |
| $^7\text{Be } e^- \rightarrow ^7\text{Li} \nu_e$ | 0,86 | Моноэнергетические нейтрино, $E = 0,86$ МэВ |
| $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}^* e^+ \nu_e$ | 0,002 | Спектр, $E_{\max} = 14,1$ МэВ |

Земле солнечных нейтрино, участвующих в реакции (7.31):



Ядро ${}^{37}\text{Cl}$ может захватить электронное нейтрино (но не антинейтрино) с энергией, большей 0,814 МэВ, распасться затем на ядро ${}^{37}\text{Ar}$ и электрон. Согласно формуле (18.7), эффективное сечение этой реакции крайне мало. Однако все же оказывается возможным наблюдать ее на Земле по следующим четырем причинам:

1. Нейтринный поток от Солнца на поверхности Земли должен был бы быть чрезвычайно большим, порядка 10^{11} нейтрино/(см 2 ·с). Из табл. 18.1 тогда следует, что поток нейтрино с требуемой энергией составляет около $2 \cdot 10^8$ нейтрино/(см 2 ·с).

2. Имеется возможность построить очень большие детекторы нейтрино.

3. Ядра ${}^{37}\text{Ar}$ можно регистрировать в очень малых количествах, потому что они радиоактивны. Они распадаются в результате захвата электрона



причем период полураспада равен 35 дням. Обычно электрон захватывается с *K*-оболочки, оставляя там дырку. Избыточная энергия, которая возникает при переходе электрона из внешних оболочек в эту дырку, либо выделяется в виде рентгеновского излучения, либо расходуется на отрыв другого электрона из внешней оболочки путем эффекта Оже. Оже-электрон обладает вполне определенной энергией, в данном случае равной 2,8 кэВ, и, таким образом, может быть достаточно надежно детектирован.

4. Аргон является благородным газом. Следовательно, его легко отделить от хлора и сконцентрировать.

Эксперимент Дэвиса и его сотрудников основан на перечисленных выше четырех положениях [36]. Резервуар, содержащий 390 000 л C_2Cl_4 (четыреххлористого этилена, т. е. обычного моющего средства), был установлен в каменной пещере в заброшенной шахте Хоумстейк для добычи золота в Лиде, Южная Дакота (США), на уровне 1,5 км под землей, чтобы уменьшить фон, создаваемый космическими лучами. Содержание нужного для реакции изотопа ^{37}Cl в естественном хлоре составляет 25 %. В результате реакции с нейтрино образовался ^{37}Ar . Радиоактивный аргон накапливался в течение нескольких месяцев, а затем удалялся из резервуара путем пропускания через него струи гелия. Аргон от гелия отделялся путем адсорбции на охлажденной ловушке с активированным углем, и затем его количество определялось с помощью счетчика объемом 0,5 см³. Результат выражался в единицах солнечных нейтрино, ECH, где $1 \text{ ECH} = 10^{-36}$ событий/(с·атом мишени). Предсказываемые теоретически скорости счета нейтрино приведены в табл. 18.2 [37].

Таблица 18.2

Теоретические предсказания значений скоростей счета нейтрино

$$1 \text{ ECH} = 10^{-36} \text{ нейтринных захватов/(с·атом мишени)}$$

| Предположение | Ожидаемая скорость счета, ECH |
|---|-------------------------------|
| СНО-цикл как источник солнечной энергии | 35 |
| «Лучшая» из имеющихся теорий pp -цикла | 6 ± 3 |
| Нижнее предельное значение, согласующееся с теорией | $1,7 \pm 0,3$ |

Дэвис [37, 38] получил следующий результат:

Экспериментальная скорость счета $< 1 \text{ ECH}$.

Таким образом, имеется серьезное расхождение между экспериментом и теоретическим предсказанием. Солнечных нейтрино почему-то нет, и никто не знает, в чем здесь дело. Либо что-то неладно с экспериментом, либо следует изменить отдельные положения теории Солнца, либо нужно радикальным образом изменить некоторые исходные данные, принятые в ядерной физике, либо же мы сталкиваемся здесь с какими-то неожиданными аспектами физики элементарных частиц (например, с процессами распада нейтрино).

§ 4. СИНТЕЗ ЯДЕР

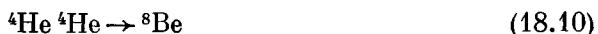
Вначале сотворил Бог небо и землю.

КНИГА БЫТИЯ

Согласно Гамову [39, 40]¹⁾, Вселенная сначала была чрезвычайно горячим и очень плотным нейтронным шаром, пронизанным излучением. Из-за своей огромной внутренней энергии этот исходный огненный шар, или «илем»²⁾, начал расширяться. При этом нейтроны распадались и превращались в протоны. Вследствие расширения, температура илема упала ниже примерно 10⁹ К, и тогда в реакции захвата нейtronов стали образовываться стабильные дейtronы:



При дальнейшем захвате нейtronов дейtronами появлялись ядра ³H. При β-распаде ядер ³H возникали ядра ³He, которые захватывали еще по одному нейtronу и превращались в ядра ⁴He. (Ядра ⁴He могут образовываться также и другим способом в результате реакции *pp*-цикла, рассмотренного в § 2 настоящей главы.) Реакциями захвата нейtronов не удается объяснить образование ядер более тяжелых элементов, чем ⁴He, так как реакция *n* + ⁴He приводит к ядру ⁵He, которое нестабильно и при распаде дает ядро ⁴He. Кроме того, реакция захвата α-частицы α-частицей



тоже приводит к образованию очень неустойчивого ядра ⁸Be, которое немедленно распадается на две α-частицы. Таким образом, в течение некоторого интервала времени после «большого взрыва» в расширяющемся огненном шаре существовали только элементы H и He, поскольку образование более тяжелых элементов не могло происходить путем захвата нейtronов.

Хотя некоторые физики, в частности Гамов [39, 40], полагали, что образование всех химических элементов можно было бы объяснить другими реакциями, протекающими в расширяющемся огненном шаре, тем не менее эта точка зрения разделялась немногими. Из-за скучных сведений о температуре илема очень трудно было принять или отбросить ту или иную гипотезу. Однако в 1965 г. Пензиас и Вильсон [41] (см. также работы [42, 43]) открыли микроволновое «фоновое» излучение, спектр которого можно было

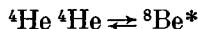
¹⁾ Следует ясно отдавать себе отчет в том, что процесс синтеза ядер в том виде, как он описан здесь, является не более чем гипотезой. Она удовлетворительно объясняет многие факты, однако вполне возможно, что в будущем появится другая теория, которая заменит существующую.

²⁾ Гамов использовал слово «илем» (*ylem*), которое в староанглийском языке является существительным, означающим «первичную субстанцию, из которой были образованы элементы». В настоящее время начало образования Вселенной называют «большим взрывом».

аппроксимировать спектром излучения абсолютно черного тела с температурой около 2,7 К. Это излучение они интерпретировали как излучение, некогда испущенное горячей Вселенной на ранних стадиях ее эволюции. Таким образом, появилась информация об условиях в илеме. Она позволила пересмотреть процессы синтеза ядер в «большом взрыве», и один вывод был твердо установлен: при нынешней температуре 2,7 К и плотности вещества во Вселенной $\lesssim 10^{-28}$ г/см³ наблюдаемую распространенность ядер тяжелых элементов нельзя объяснить их синтезом непосредственно в результате «большого взрыва» [44]. Очевидно, более тяжелые элементы были образованы позже, уже после того как образовались звезды. Таким образом, процессы синтеза ядер и объяснение распространенности ядер химических элементов оказываются тесно связанными с проблемой строения звезд и их эволюции.

В звезде гравитационные силы стремятся уменьшить ее объем, в то время как давление газа внутри звезды стремится противодействовать этому уменьшению. Давление и температура внутри звезд огромны. Например, давление в центре Солнца достигает около $2 \cdot 10^{10}$ атм, а температура $14 \cdot 10^6$ К. При таких условиях атомы будут полностью ионизованы и газ внутри звезды будет состоять из свободных электронов и голых ядер. Внутреннее давление поддерживается за счет ядерных реакций, которые дают энергию излучения звезды. До тех пор пока протекают эти реакции, гравитационное и внутреннее давления сбалансированы и звезда находится в равновесии. Что, однако, случится, если топливо израсходуется? Например, что случится с нашим Солнцем, когда израсходуется весь водород и закончится *pp*-цикль? На этой стадии звезда будет продолжать сжиматься под действием гравитационных сил, а температура и давление в центре будут расти. При некоторых достаточно высоких температурах начнутся новые реакции, будет достигнуто новое равновесие и будут образовываться новые элементы. Таким образом, стадии ядерного горения и сжатия чередуются. Горение может протекать спокойно, как на Солнце, или сопровождаться взрывом, как в сверхновых, но в обоих случаях оно связано с синтезом ядер более тяжелых элементов.

После образования ядер ${}^4\text{He}$ следующим важным шагом является рождение ядер ${}^{12}\text{C}$. Ядра ${}^8\text{Be}$, образующиеся в реакции (18.10), неустойчивы. Однако, если плотность ядер ${}^4\text{He}$ очень велика, а равновесном состоянии



присутствуют заметные количества ядер ${}^8\text{Be}^*$. При этом может произойти захват α -частицы:

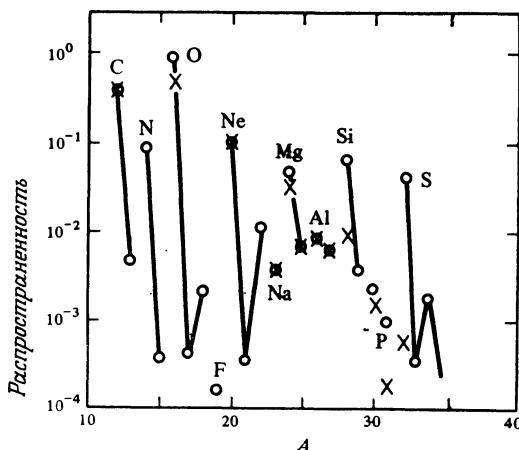


Для протекания этой реакции имеются благоприятные условия, поскольку ядро ${}^{12}\text{C}$ образуется главным образом путем резонансного захвата с возникновением возбужденного состояния ядра ${}^{12}\text{C}^*$.

Образование ядер ^{16}O может происходить в реакциях (18.2) СНО-цикла, однако основной реакцией является реакция гелиевого горения:



Последовательные захваты α -частиц могут повторяться и далее, приводя к α -подобным ядрам, а в реакциях нейтронного и протонного захвата могут образовываться элементы, лежащие между этими «альфаподобными» ядрами.



Фиг. 18.5. Продукты углеродного горения во взрывающейся звезде. Кружками представлены распространенности элементов в Солнечной системе; крестиками — вычисленные распространенности. Сплошные линии соединяют все стабильные изотопы данного элемента. Предполагаемая максимальная температура равна $2 \cdot 10^9$ К, плотность 10^6 г/см 3 [47].

Однако есть основания считать, что реакции слияния ядер, иногда называемые углеродным горением, позволяют объяснить распространенности элементов с $20 \leq A \leq 32$. Для протекания реакций



требуются температуры, большие примерно 10^9 К. Такие температуры достигаются только в некоторых очень массивных звездах, и поэтому считают, что углеродное горение происходит главным образом во взрывающихся звездах. Если предположить, что температура взрывающейся звезды равна примерно $2 \cdot 10^9$ К, то рассчитанная распространенность возникающих элементов будет довольно хорошо согласовываться с наблюдаемой, как это показа-

но на фиг. 18.5. Аналогичным образом распространенности элементов с $32 \leq A \leq 42$ можно объяснить *кислородным горением*:



Для кислородного горения, однако, требуются температуры порядка $3,6 \times 10^9$ К. *Кремневое горение* позволяет объяснить образование элементов вплоть до Ni.

Новая ситуация возникает тогда, когда происходит процесс образования элементов группы железа. Как видно из фиг. 14.1, энергия связи, приходящаяся на один нуклон, достигает максимума у элементов группы железа. Вне этой группы энергия связи в расчете на один нуклон убывает. Следовательно, элементы группы железа не могут выступать в качестве топлива, и горение должно прекратиться, как только образуется железо. Этим объясняется тот факт, что элементы, сосредоточенные около Fe, являются наиболее распространенными в природе.

Большая часть элементов, более тяжелых чем элементы группы железа, вероятно, образуется вследствие реакций захвата нейтронов и протонов. Эти процессы продолжаются до тех пор, пока в результате горения в звезде или взрыва рождаются нейтроны и протоны. Как только прекратятся реакции, в которых выделяется энергия, прекратится также и дальнейшее образование тяжелых элементов.

При описанном здесь процессе синтеза ядер элементов в стороне остались такие элементы, как Li, Be, B. Распространенности этих элементов, показанные на фиг. 18.2, можно объяснить следующим образом: космические лучи взаимодействуют с тяжелыми ядрами в межзвездной пыли, в результате чего эти ядра разбиваются на неравные части, одна из которых много легче других. Последние экспериментальные наблюдения показали, однако, что распространенности элементов Be и Li на самом деле примерно в 300 раз больше, чем это указано на фиг. 18.2. Можно предположить, что реакции во взрывающихся звездах ответственны за образование также и этих элементов.

Мы кратко изложили здесь простейшие идеи, объясняющие образование тяжелых ядер. О правильности этих представлений можно судить лишь после проведения подробных вычислений, основанных на закономерностях ядерной физики и на теории эволюции звезд. Такие исследования привели к обнадеживающим результатам: большинство основных особенностей кривой распространенности элементов может быть по крайней мере качественно объяснено. Однако потребуется еще много дальнейших исследований, прежде чем мы добьемся здесь полного понимания [45—48].

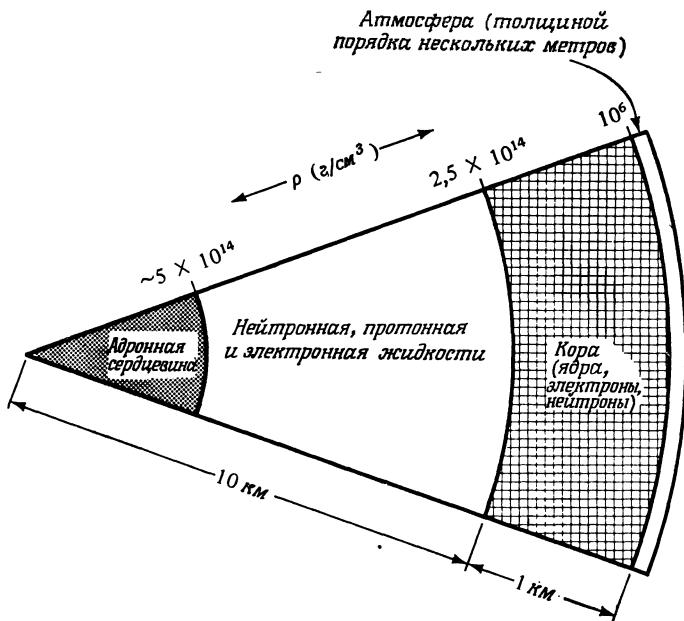
§ 5. НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

*Мерцай, мерцай, маленькая звездочка.
Как я хотел бы знать, какая ты,
Парящая над миром столь высоко,
Сверкающая в небе, как алмаз.*

В предыдущем параграфе мы рассказали читателю о различных процессах горения, протекающих в звездах. Происходящие при этом реакции слияния ядер приводят к созданию ядер новых элементов; в то же время они истощают запасы ядерного топлива. Что же произойдет, когда оно кончится? Согласно современным представлениям, звезда может стать *черной дырой*, *белым карликом*, *нейтронной звездой* или полностью распасться. Какая будет конечная стадия, зависит от начальной массы звезды. Если эта масса меньше четырех солнечных масс, то звезда теряет массу до тех пор, пока не станет белым карликом. Если исходная масса больше примерно четырех солнечных масс, то она, по-видимому, станет сверхновой, а затем либо нейтронной звездой, либо черной дырой или полностью распадется. Черные дыры бесконечно долго сжимаются, приближаясь, но никогда не достигая радиуса, равного примерно 3 км, и плотности, превосходящей 10^{16} г/см³. Нейтронные звезды обладают радиусом около 10 км и плотностью в центре, превосходящей плотность ядерного вещества (выше 10^{14} г/см³). Здесь мы ограничимся рассмотрением только нейтронных звезд [49].

Поперечное сечение типичной нейтронной звезды, согласно существующей теории, изображено на фиг. 18.6 [50]. Каким образом достигает звезда такой конечной стадии и почему она не коллапсирует окончательно? Для ответов на эти вопросы требуется привлечь теорию относительности, квантовую теорию, ядерную физику, физику элементарных частиц и физику твердого тела. Здесь мы остановимся только на той части проблемы, которая представляет интерес для субатомной физики.

Рассмотрим сначала *плотность и состав* звезды. При заданной массе звезды можно вычислить ее радиус и распределение плотности [51]. Для звезды радиусом 10 км плотность в центре оказывается порядка 10^{14} — 10^{15} г/см³. Таким образом, плотность возрастает от нуля (на внешнем крае атмосферы звезды) до значений, больших плотности ядерного вещества (в ее центре). Зная плотность в центре звезды, можно сделать заключение о составе звезды на заданной глубине. На ранних стадиях эволюции звезды, когда температура высока, доминируют адронные процессы. Они являются быстрыми по сравнению с характерными временами эволюции звезды, и эволюционирующая звезда будет все время оставаться в ядерном равновесии. В более поздние моменты, когда важными становятся процессы, связанные со слабыми взаимодействиями, равновесие нарушается, однако звезда все еще будет пытаться достичь энергетически наиболее выгодного состояния.



Фиг. 18.6. Поперечное сечение типичной нейтронной звезды.

Каждый раз при реакции β -распада протон может превратиться в нейтрон, или, наоборот, при этом будет испущено нейтрино, которое покинет звезду и унесет с собой энергию.

Чтобы определить абсолютное основное состояние вещества при данном давлении, следует обратиться к субатомной и атомной физике. При нулевом давлении ответ известен [см. фиг. 14.1 или табл. П.6 в приложении и формулу (14.3)]: наиболее устойчивыми при нулевом давлении являются атомы ^{56}Fe . Чтобы достичь состояния с самой низкой энергией, атомы железа должны образовать кристаллическую решетку. Таким образом, следует ожидать, что самый внешний слой нейтронной звезды состоит главным образом из атомов ^{56}Fe . С углублением внутрь звезды давление возрастает. При плотностях порядка 10^4 г/см³ атомные остовы начинают касаться друг друга, атомы полностью ионизуются, а электроны отрываются от них. Поведение таких электронов является важным для эволюции звезды, и его можно объяснить, используя модель ферми-газа, рассмотренную в § 2 гл. 14. Предположим, что электроны образуют ультрарелятивистский газ свободных фермионов, заключенный в объеме V . Все возможные одночастичные состояния в нем вплоть до состояний с энергией Ферми E_F заполнены. Этот вырожденный электронный газ создает давление, которое уравновешивает гравитационное

притяжение. Для вычисления давления найдем сначала полную энергию газа, состоящего из n ультрарелятивистских электронов, заключенных в объеме V , используя формулы (14.13) — (14.18), но подставляя в них ультрарелятивистское соотношение для энергии $E = pc$. Тогда для полной энергии газа получим формулу

$$E = \left(\frac{\pi^2}{4} \right)^{1/3} \hbar c \frac{n^{4/3}}{V^{1/3}}. \quad (18.15)$$

Давление, создаваемое таким ферми-газом, определяется выражением

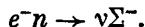
$$p = -\frac{\partial E}{\partial V} = \frac{1}{3} \left(\frac{\pi^2}{4} \right)^{1/3} \hbar c \left(\frac{n}{V} \right)^{4/3}; \quad (18.16)$$

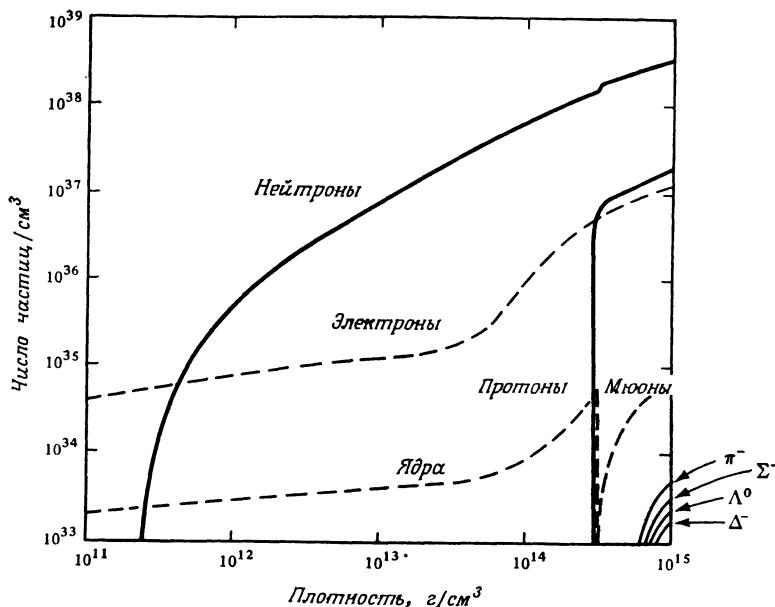
это давление уравновешивает гравитационное притяжение в каждой точке нейтронной звезды.

При плотностях выше 10^7 г/см³ ядра ^{56}Fe более не находятся в нижнем энергетическом состоянии. Электроны приобретают достаточно энергии для превращения ядер ^{56}Fe в результате многоступенчатого процесса электронного захвата в ядра ^{62}Ni . Как отмечалось ранее, нейтрино, испускаемые в этих процессах электронного захвата, уносят энергию и уменьшают тем самым полную энергию звезды. С ростом давления продолжаются процессы захвата электронов и при плотности около $4 \cdot 10^{11}$ г/см³ наиболее устойчивым оказывается ядро с 82 нейtronами, например ядро ^{118}Kr [52]. Обычно криптон в земных условиях имеет $A = 84$. Таким образом, наиболее стабильные ядра при высоких давлениях обладают избыточным количеством нейtronов. При обычных условиях у этих ядер произошли бы электронные распады. Однако при рассматриваемых давлениях все доступные уровни энергии уже заняты электронами и принцип запрета Паули не разрешает электронных распадов.

Последний нейtron в ядре ^{118}Kr едва связан. С ростом плотности выше $4 \cdot 10^{11}$ г/см³ нейtrоны начинают как бы «вытекать» из таких ядер, образуя вырожденную нейтронную жидкость. При дальнейшем возрастании плотности ядра, которые растут в «режиме нейтронной утечки», становятся все более и более богатыми нейtronами и увеличиваются в размерах. При плотности около $2,5 \cdot 10^{14}$ г/см³ они коснутся друг друга, сольются воедино и образуют непрерывную жидкость, состоящую из нейtronов, протонов и электронов [53]. При этом основной компонентой являются нейtrоны, в то время как протоны составляют лишь около 4% жидкости. Нейtrоны не могут распасться с образованием протонов, поскольку возникающие при этом электроны имели бы энергию, ниже электронной энергии Ферми, и такой распад, следовательно, не был бы разрешен принципом запрета Паули.

При еще больших плотностях энергетически возможным становится рождение более массивных элементарных частиц путем электронного захвата:





Фиг. 18.7. Зависимость концентрации различных компонент вещества от плотности. Режим нейтронной утечки, когда нейтроны могут покидать ядра, начинается при плотности $4 \cdot 10^{11}$ г/см³. При плотностях порядка $2,5 \cdot 10^{14}$ г/см³ ядра начинают сливатся. При еще больших плотностях появляются мюоны и странные частицы. (График предоставлен авторам М. А. Рудерманом.)

Эти частицы могут оказаться стабильными благодаря принципу запрета Паули [54]. Зависимость концентрации различных компонент вещества от плотности изображена на фиг. 18.7. Конечно, следует отдавать себе отчет в том, что эти кривые являются результатом вычислений и могут оказаться неправильными.

Теперь мы опять вернемся к внутреннему давлению в нейтронной звезде. Мы видели выше, что вырожденный электронный газ создает давление, предотвращающее коллапс. При более высоких давлениях коллапс не происходит из-за следующих двух факторов: наличия отталкивательной сердцевины в нуклон-нуклонном взаимодействии (фиг. 12.15) и существования энергии вырождения ферми-газа нейтронов. Как указано на фиг. 18.7, нейтроны являются главной компонентой при самых высоких давлениях. Они образуют вырожденный ферми-газ, и для него можно использовать нерелятивистские формулы, подобные (18.15) и (18.16). Согласно формуле (18.16), давление вырожденного газа возрастает с уменьшением объема

до тех пор, пока оно совместно с силами отталкивания твердой сердцевины не уравновесит гравитационное притяжение.

Существование нейтронных звезд было предсказано давно [55, 56], однако мало было надежд на то, что их удастся наблюдать, и в течение долгого времени они оставались мифическими объектами. Их открытие было довольно неожиданным: в 1967 г. в Кембриджском университете обнаружили новый класс неопознанных небесных объектов [57—59]. Объекты были точечными, определенно находились вне Солнечной системы и излучали периодические радиосигналы. Их называли *пульсарами*, и, несмотря на тот факт, что эти объекты врачаются, а не пульсируют, это название привилось. Теперь известно более 100 пульсаров, причем каждый из них имеет свой собственный период. Периоды пульсаров лежат в интервале от 33 мс до 3,75 с, и с течением времени они постоянно очень регулярно увеличиваются. Пульсар с самым коротким периодом (33 мс) находится в Крабовидной туманности в созвездии Тельца, где в 1054 г. китайцы и корейцы наблюдали вспышку сверхновой. В силу этого можно предположить, что пульсар с самым коротким периодом связан с молодой сверхновой.

По гипотезе Голда [60], пульсар является нейтронной звездой. Период пульсара есть период вращения нейтронной звезды, а удлинение периода вызывается потерей энергии вращения. Отметим, что потеря энергии вращения пульсара в Крабовидной туманности — величина того же порядка, что и полная энергия, излучаемая этой туманностью. Таким образом, нейтронная звезда является источником всей энергии огромной Крабовидной туманности.

Пульсары наблюдались не только как радиозвезды. В одном случае было зафиксировано периодическое излучение света. Периоды, скорости замедления, а также внезапные изменения периода внимательно исследуются. По мере их изучения пульсары все больше обнаруживают свойства нейтронных звезд. Таким образом, хотя и не непосредственно, астрофизики и физики-ядерщики получили доступ в лабораторию, где осуществимы состояния вещества с плотностьюющей 10^{15} г/см³. Это позволяет направить усилия ученых, работающих в разных областях, на изучение свойств ядерного вещества.

§ 6. ЛИТЕРАТУРА

Развитие ядерной астрофизики происходит столь быстро, что ни один учебник не может отразить всех ее последних достижений. Мы рекомендуем читателю после ознакомления с предметом по одной из монографий или по одному из обзоров, указанных ниже, обратиться за самыми последними сведениями к периодическим изданиям [61—63].

Состояние ядерной астрофизики вплоть до 1966 г. изложено в ясно написанной и легко читаемой книге Фаулера [64].

Космические лучи. Библиография литературы по космическим лучам вплоть до 1966 г. собрана в книге [65]. Эта библиография вместе с рядом других важных статей перепечатана в сборнике [66].

Энергия звезд. Легко читаемое объяснение процессов выделения энергии в звездах дано в книге Эймса [67]. Чуть устаревшее, но достойное внимания обсуждение этих процессов содержится в книге Гамова и Критчфилда [68]. Современное состояние проблемы представлено в книге Клейтона [23]. Мастерски написана популярная книга Гамова [70].

Нейтринная астрономия. В дополнение к обзорам, указанным в § 3 настоящей главы, мы рекомендовали бы еще библиографию [71], а также обзоры [72, 73].

Образование ядер. Библиография приведена в статье [74]. Эта статья вместе с избранными оригинальными работами перепечатана в книгах [75, 76].

Нейтронные звезды. Нейтронным звездам и пульсарам посвящены обзоры [69, 77—80].

Цитированная литература

1. Ruderman M. A., Fowler W. A., *Science, Technology and Society*, ed. L.C.L. Yuan, Acad. Press, New York, 1971, p. 72.
2. Kirsten T. A., Schaeffer O. A., *Science, Technology and Society*, ed. L.C.L. Yuan, Acad. Press, New York, 1971, p. 76.
3. Hess V. F., *Phys. Zs.*, 13, 1084 (1912).
4. Friedman H., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 17, 317 (1967).
5. Clark G. W., *Ann. Rev. Astronomy Astrophys.*, в печати.
6. Special Issue on the X-ray Star Cygnus X-3, *Nature*, 239, No. 95 (1972).
7. Cocconi G., в книге: *Encyclopedia of Physics*, Vol. 46.1, Springer, Berlin, 1961.
8. Shapiro M. M., Silberberg R., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 20, 323 (1970).
9. Price P. B., Fleischer R. L., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 21, 295 (1971).
10. Buffington A., Smith L. H., Smoot G. F., Alvarez L. W., Wahlig M. A., *Nature*, 236, 335 (1972).
11. Suga K., Sakuyama H., Kawaguchi S., Hara T., *Phys. Rev. Lett.*, 27, 1604 (1971).
12. Гинзбург В. Л., *Sci. Amer.*, 220, 50 (February 1969).
13. Cowsik R., Price P. B., *Phys. Today*, 24, 30 (October 1971).
14. Гинзбург В. Л., *Soviet Phys. Uspe.*, 14, 21 (1971).
15. Kulsrud R. M., Ostriker J. P., Gunn J. E., *Phys. Lett.*, 28, 636 (1972).
16. Fermi E., *Phys. Rev.*, 75, 12 (1949).
17. Eddington A. S., *Brit. Assoc. Adv. Sci. Rep.*, Cardiff, 1920.
18. Atkinson R., Houtermans F., *Zs. Phys.*, 54, 656 (1928).
19. Bethe H. A., *Phys. Rev.*, 55, 434 (1939).
20. Weizsäcker C. F., *Phys. Zs.*, 39, 633 (1938).
21. Bethe H. A., Critchfield C. L., *Phys. Rev.*, 54, 248 (1938).
22. Eddington A. S., *Internal Constitution of Stars*, Cambridge University Press, Cambridge, 1926.

23. Clayton D. D., Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, McGraw-Hill, New York, 1968.
24. Schwarzschild M., Structure and Evolution of the Stars, Princeton University Press, Princeton, N.J., 1958.
25. Bahcall J. N., May R. M., *Astrophys. Journ.*, **155**, 501 (1969).
26. Bahcall J. N., Moeller C. P., *Astrophys. Journ.*, **155**, 511 (1969).
27. Tombrello T. A., в книге: Nuclear Research with Low Energy Accelerators, eds. J. B. Marion, D. M. Van Patter, Acad. Press, New York, 1967, p. 195.
28. New Uses for Low Energy Accelerators, National Acad. Sciences, Washington, D.C., 1968.
29. Barnes C. A., в книге: Advances in Nuclear Physics, Vol. 4, eds. M. Baranger, E. Vogt, Plenum Press, New York, 1971.
30. Morrison P., *Sci. Amer.*, **207**, 90 (August 1962).
31. Chiu H. Y., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **16**, 591 (1966).
32. Bahcall J. N., Ulrich R. K., *Astrophys. Journ.*, **170**, 479 (1971).
33. Bahcall J. N., *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 300 (1964).
34. Davis R. Jr., *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 303 (1964).
35. Bahcall J. N., *Sci. Amer.*, **221**, 28 (July 1969).
36. Davis R., Jr., Harmer D. S., Hoffman K. C., *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 1205 (1968).
37. Bahcall J. N., *Comments Nuclear Particle Phys.*, **5**, 59 (1972).
38. *Phys. Today*, **25**, 17 (August 1972).
39. Gamow G., *Phys. Rev.*, **70**, 572 (1946).
40. Gamow G., *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 367 (1949).
41. Penzias A. A., Wilson R. W., *Astrophys. Journ.*, **142**, 419 (1965).
42. Fields G. B., в книге: *Rivista del Nuovo Cim.*, **1**, 87 (1969).
43. Peebles P. J. E., Wilkinson D. T., *Sci. Amer.*, **216**, 28 (June 1967).
44. Wagoner R. V., Fowler W. A., Hoyle F., *Astrophys. Journ.*, **148**, 3 (1967).
45. Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F., *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 548 (1957).
46. Truran J. W., в книге: Symposium on Cosmochemistry, Cambridge, Mass., 1972.
47. Arnett W. D., Clayton D. D., *Nature*, **227**, 780 (1970).
48. Clayton D. D., *Comments Astrophys. Space Phys.*, **3**, 13 (1971).
49. Ruderman M. A., *Sci. Amer.*, **224**, 24 (February 1971).
50. Baym G., Computational Solid State Physics, eds. F. Herman, N. W. Dalton, T. R. Koehler, Plenum, New York, 1972.
51. Baym G. A., Neutron Stars, Nordita, Copenhagen, 1970.
52. Baym G., Pethick C., Sutherland P., *Astrophys. Journ.*, **170**, 299 (1971).
53. Baym G., Bethe H. A., Pethick C. J., *Nucl. Phys.*, **A175**, 225 (1971).
54. Pandharipande V. R., *Nucl. Phys.*, **A178**, 123 (1971).
55. Baade W., Zwicky F., *Proc. Nat. Acad. Sci. Amer.*, **20**, 259 (1934).
56. Ландай Л. Д., *Phys. Zs. Soviet*, **1**, 285 (1932).
57. Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. S., Scott P. F., Collins R. A., *Nature*, **217**, 709 (1968).
58. Hewish A., *Sci. Amer.*, **219**, 25 (October 1968).
59. Ostriker J. P., *Sci. Amer.*, **224**, 48 (January 1971).
60. Gold T., *Nature*, **218**, 731 (1968).
61. Comments on Astrophysics and Space Physics.
62. Annual Review of Nuclear Science.
63. Annual Review of Astronomy and Astrophysics.
64. Fowler W. A., Nuclear Astrophysics, American Philosophical Society, Philadelphia, 1967.
65. Winckler J. R., Hofmann D. J., Resource Letter CR-1 on Cosmic Rays, Amer. Journ. Phys., **35**, 1 (1967).
66. Cosmic Rays, Selected Reprints, American Institute of Physics, New York.
67. Ames O., The Physics Teacher (April and May 1972).

68. *Gamow G., Critchfield C. L.*, Theory of the Atomic Nucleus and Nuclear Energy Sources, Clarendon Press, Oxford, 1949.
69. *Ruderman M.*, Pulsars, Ann. Rev. Astronomy Astrophys., 10, 427 (1972).
70. *Gamow G.*, The Birth and Death of the Sun, Viking, New York, 1953.
71. *Lederman L. M.*, Resource Letter Neu-1, History of the Neutrino, Amer. Journ. Phys., 38, 129 (1970).
72. *Bahcall J., Sears R. L.*, Solar Neutrinos, Ann. Rev. Astronomy and Astrophys., 10, 25 (1972).
73. *Ruderman M. A.*, Astrophysical Neutrinos, Rep. Progr. Phys., 28, 411 (1965).
74. *Fowler W. A., Stephens W. E.*, Resource Letter OE-1, Origin of the Elements, Amer. Journ. Phys., 36, 289 (1958).
75. Origin of the Elements, American Institute of Physics, New York.
76. Synthesis and Abundances of the Elements, American Institute of Physics, New York.
77. *Cameron A. G. W.*, Neutron Stars, Ann. Rev. Astronomy Astrophys., 8, 179 (1970).
78. *Гунзбург В. Я.*, Pulsars, Soviet Phys. Usp., 14, 83 (1971).
79. *Smith F. G.*, Pulsars, Rep. Progr. Phys., 35, 399 (1972).
80. *Ter Haar D.*, Physics Reports, 3C, 57 (1972).

19

ЯДЕРНАЯ ХИМИЯ

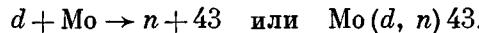
Субатомная физика и химия тесно связаны друг с другом: свойства атомных ядер и элементарных частиц можно изучать химическими методами, а при химических исследованиях можно применять методы субатомной физики. Мы коснемся здесь лишь второго аспекта указанной связи, поскольку наша цель — показать, как субатомная физика влияет на другие науки.

§ 1. ПОЛУЧЕНИЕ НОВЫХ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

До создания ускорителей элементарных частиц и ядерных реакторов изучалось лишь небольшое число химических элементов. Если какой-либо элемент отсутствовал в природе, его свойства оставались в значительной мере гипотетическими. С появлением ускорителей и реакторов открылся доступ к получению новых элементов. Мы остановимся здесь на трех важных достижениях ядерной физики, которые обогатили химию, а именно на получении элементов, отсутствующих в периодической таблице до урана, на создании трансурановых элементов, а также на образовании таких экзотических атомов, как позитроний и мюоний. Возможно, что к этому списку мы сможем скоро добавить и сверхтяжелые элементы с $Z \approx 111$.

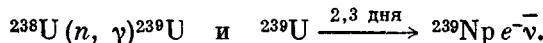
Отсутствующие элементы. До 1937 г. оставались неизвестными четыре элемента до урана; их зарядовые числа были 43, 61, 85, 87. Несмотря на многочисленные сообщения об открытии этих элементов и изобилие предложенных названий, никаких твердых доказательств их существования представлено не было. В 1935 г. Перье и Сегре из Италии получили изотоп молибдена и подвергли его бомбардировке дейtronами на циклотроне в Беркли, США. Они твердо установили, что радиоактивное вещество, содержавшееся в исследованном образце, было не чем иным, как элементом 43 [1]. Новый элемент

был получен в реакции



Он был назван *технецием* (Tc). Для определения свойств этого элемента облученный молибден был растворен в царской водке. Первые и Сегре проверили затем, будет ли радиоактивный элемент осаждаться вместе с цирконием ($Z = 40$), ниобием ($Z = 41$), молибденом ($Z = 42$) или с марганцем и рением. Они обнаружили, что исследуемое вещество не осаждалось вместе с первыми тремя, а осаждалось с двумя последними. Рений и марганец оказались гомологами элемента 43, причем в периодической таблице один из них стоит выше элемента 43, а другой ниже. Таким образом, была установлена химическая природа Tc. К настоящему времени известно 16 изотопов технеция с числом нуклонов A , изменяющимся от 92 до 107. Элемент 87 обнаружен в 1939 г. в продуктах распада природного радиоактивного ядра ^{227}Ac и назван *францием* (Fr). Элемент 85, *астатий* (At), получен в 1940 г. в реакции $\text{Bi}(\alpha, 2n)\text{At}$. Последний, упорно не сдававшийся исследователям элемент 61 был обнаружен в продуктах реакции деления в 1945 г. Его нарекли *прометий* (Pm), потому что, подобно мифическому Прометею, принесшему огонь с небес и подарившему его людям, реакция ядерного деления открыла путь к использованию ядерной энергии.

Трансуранные элементы. В § 1 гл. 17 мы упомянули о том, что Ферми еще в 1934 г. проводил эксперименты по бомбардировке тяжелых ядер нейтронами. Он надеялся получить трансуранные элементы, и ему даже казалось, что желаемые результаты достигнуты. На самом деле в этих экспериментах происходили реакции индуцированного деления ядер. Первый, действительно, трансуранный элемент *нептуний* ($Z = 93$) открыли в 1940 г. Макмиллан и Абелсон [2] в двух одновременно идущих реакциях:



Еще один элемент, *плутоний*, был найден вскоре после нептуния. К его образованию приводят две одновременно идущие реакции:



Плутоний до сих пор является самым важным трансуранным элементом из-за его почти неограниченных возможностей использования в качестве ядерного топлива (см. § 2 гл. 17).

При изучении химических свойств новых трансуранных элементов обнаружилось одно непредвиденное обстоятельство. Вообще предсказывалось, что новые элементы будут гомологами элементов V периода, поскольку Ac, Th, Ra и U походили по свойствам на Y, Hf, Ta и W соответственно. Таким образом, нептуний должен был бы быть химическим гомологом рения. Однако на самом деле он вел себя почти так же, как редкоземельный

элемент. Эта аналогия между редкоземельными элементами (лантанидами) и трансурановыми элементами имеет место и для других, открытых позднее, трансурановых элементов. При переходе от одного элемента к другому заполняются внутренние электронные оболочки, поэтому в периодической таблице они занимают одно и то же место — место актиния — и называются *актинидами*. С течением времени были получены актиниды вплоть до $Z = 105$ ¹⁾. Трудности получения и идентификации новых элементов быстро возрастают с ростом Z . С одной стороны, вещество мишени, при бомбардировке которой получаются эти элементы, само по себе радиоактивно и поэтому существует лишь в малых количествах. С другой стороны, времена жизни новых ядер становятся все короче и их идентификация должна основываться только на анализе продуктов распада. В табл. 19.1 приведены актиниды вплоть до $Z = 103$ вместе с соответствующими лантанидами. Американская и советская группы исследователей заявили об открытии элементов 104 и 105, однако эти элементы не получили еще своих официальных названий.

Экзотические (новые) атомы. Ядра обычных атомов состоят из протонов и нейтронов, а их оболочки из отрицательных электронов. Экзотические атомы получаются тогда, когда одна или несколько из этих стабильных частиц заменяются на другие элементарные частицы. Первый такой экзотический атом, *позитроний*, открыл Дейч [4, 5]. К настоящему времени известно уже достаточно много новых атомов, и все они представляют определенный интерес для различных областей физики²⁾. Мы перечислим здесь лишь те из них, которые используются в качестве инструментов исследования в химии [11], а именно позитроний (e^+e^-), мюоний ($\mu^+\mu^-$), мюонный и пионный мезоатомы. В мезоатомах отрицательный мюон или пион играет роль электрона в обычных атомах. Все экзотические атомы нестабильны, однако как раз этим свойством и вызван интерес химиков, поскольку время жизни и другие характеристики распада подвергаются влиянию химического окружения и тем самым могут служить источником информации о нем.

Сверхтяжелые элементы [12—15]. Как видно из фиг. 17.3, периоды полу-распада при спонтанном делении ядер убывают с ростом отношения Z^2/A . Из этого, казалось бы, можно сделать вывод, что ядра с Z больше 105 будут распадаться столь быстро, что фактически их даже нельзя будет наблюдать. Однако следует учитывать эффект заполнения ядерных оболочек. Как мы говорили в гл. 15, при $N = 126$ завершается заполнение нейтронной оболочки. Поэтому в течение многих лет предполагалось, что $Z = 126$ будет магическим числом также и для протонов. Так как ядро с $Z = 126$ отстоит далеко от последнего стабильного ядра, токазалось, его никогда нельзя будет

¹⁾ История элемента 101 описана Гиорсо, участвовавшим в его открытии; см. [3].

²⁾ См., например, обзоры: [6] — по мюонию, [7] — по пионным атомам, [8] — по позитронию, [9] — по мюонным атомам, [10] — по мезоатомам.

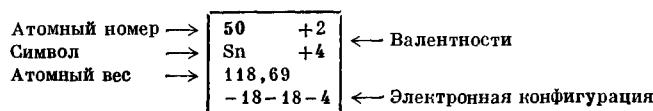
Таблица 19.1

Лантаниды и актиниды

Все лантаниды, входящие в периодическую таблицу элементов, обладают химическими свойствами, аналогичными свойствам La ($Z = 57$). Все актиниды подобны актинию Ac ($Z = 89$). Смысъ чисел в каждой клетке пояснен ниже.

| | | | | | | | |
|-----------|-------------------------------------|------------------------------------|--|---|---|---|---|
| | 58 +3 Ce +4 140,12 -20-8-2 | 59 +3 Pr 140,9077 -21-8-2 | 60 +3 Nd 144,24 -22-8-2 | 61 +3 Pm (145) -23-8-2 | 62 +2 Sm 150,4 -24-8-2 | 63 +2 Eu 151,96 -25-8-2 | 64 +3 Gd 157,25 -25-9-2 |
| Лантаниды | 65 +3 Tb 158,9254 -27-8-2 | 66 +3 Dy 162,50 -28-8-2 | 67 +3 Ho 164,9303 -29-8-2 | 68 +3 Er 167,26 -30-8-2 | 69 +3 Tm 168,9342 -31-8-2 | 70 +2 Yb 173,04 -32-8-2 | 71 +3 Lu 174,97 -32-9-2 |
| | 90 +4 Th 232,0381 -18-10-2 | 91 +5 Pa 231,0359 -20-9-2 | 92 +3 U +4 +5 +6 238,029 -21-9-2 | 93 +3 Np. +4 +5 +6 237,0482 -22-9-2 | 94 +3 Pu +4 +5 +6 (244) -24-8-2 | 95 +3 Am +4 +5 +6 (243) -25-8-2 | 96 +3 Cm +5 +6 (247) -25-9-2 |
| Актиниды | 97 +3 Bk (247) -27-8-2 | 98 +3 Cf (251) -28-8-2 | 99 Es (254) -29-8-2 | 100 Fm (257) -30-8-2 | 101 Md (256) 31-8-2 | 102 No (254) -32-8-2 | 103 Lr -32-9-2 |

Число, заключенное в скобки, указывает значение массового числа для наиболее стабильного изотопа данного элемента.



создать. Однако в 1959 г. Моттельсон и Нилссон обратили внимание на то, что протонная замкнутая оболочка должна уже заполниться при $Z = 114$, а в 1966 г. был сделан вывод: ядро с $Z = 114$ и $N = 184$, по-видимому, является дважды магическим [16—19]. Предсказание о том, что магическим числом должно быть скорее $Z = 114$, а не $Z = 126$, можно отчасти понять, обратившись к фиг. 15.10. Ядро с $Z \approx 120$ должно было бы иметь число нуклонов A около 300, в то время как ядро с $N \approx 120$ должно иметь $A \approx 200$.

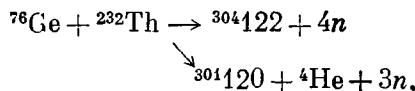


Фиг. 19.1. Схематическая иллюстрация стабильных ядер. На ней изображен «полуостров» известных элементов и предсказываемый магический «остров» стабильности в «море нестабильности», состоящий из ядер в окрестности ядра с $Z = 114$ и $N = 184$. На линиях, образующих сетку, указаны магические числа протонов и нейтронов, комбинации которых приводят к особенно устойчивым ядрам. Магические области на самом «полуострове» называются «горами» и «хребтами» [12].

Ядро с $Z \approx 120$, следовательно, обладает гораздо большим радиусом, чем ядро с $N \approx 120$. При этом в потенциале с большим радиусом энергетические состояния с высшими моментами количества движения сдвигаются вниз, т. е. уровни $1h_{9/2}$, $2f_{7/2}$ и $1i_{13/2}$ понижаются и отделяются от уровня $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$ и $3p_{1/2}$, а потому заполнение оболочки происходит при $Z = 114$. (Следует помнить, однако, что это предсказание все еще не подтверждено экспериментом!)

Начиная с 1966 г. был выполнен целый ряд расчетов энергетических барьеров, препятствующих делению ядер в окрестности дважды магического ядра $Z = 114$, $N = 184$, причем такие расчеты постоянно совершенствовались [20—23]. Один из результатов представлен на фиг. 19.1. «Полуостров» стабильных ядер, который изображен также на фиг. 5.20, отделен узким «проливом» от магического «острова» сверхтяжелых элементов. Предсказывают, что некоторые сверхтяжелые ядра будут обладать временами жизни от 10^3 до 10^{15} лет. До последнего времени ведется весьма активный поиск таких элементов. Однако до сих пор их не удалось обнаружить ни в природе (как

остатки от «большого взрыва» или от взрыва сверхновых), ни в реакциях на ускорителях. Тем не менее есть надежда, что новые ускорители тяжелых ионов, на которых можно будет осуществить такие реакции, как



позволят перебраться через упомянутый выше «пролив». Одним из способов убедиться в том, что получаются действительно сверхтяжелые элементы, может служить определение числа нейтронов, испускаемых в результате единичного акта деления. Как видно из фиг. 17.6, энергия возбуждения фрагментов быстро возрастает с ростом Z . Поэтому можно ожидать, что сверхтяжелые ядра будут испускать до 10 нейтронов на одно деление.

Получение ядер, принадлежащих магическому «острову», было бы впечатляющим событием не только для физиков-ядерщиков, но также и для специалистов в атомной физике и химии. При этом в атомных оболочках должны играть большую роль релятивистские эффекты, и спин-орбитальное расщепление атомных уровней должно стать доминирующей особенностью спектров. Некоторые из этих новых элементов могут проявить радикально новые химические свойства. Например, элемент 115 должен быть гомологом мышьяка, сурьмы и висмута. Однако, в то время как указанные элементы могут обладать валентностями +3, +5 и -3, есть основание считать, что элемент 115 будет моновалентным [24].

§ 2. ХИМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

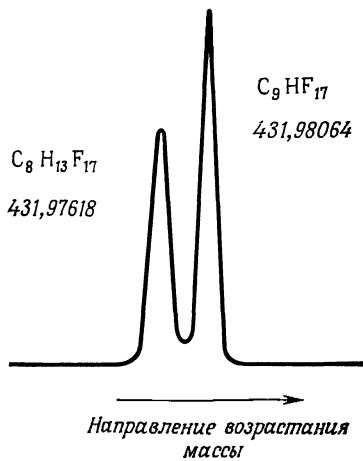
*Шерлок Холмс был хорошим сыщиком.
Однако смог бы он обнаружить наперсток
яда в десяти цистернах воды? Смог бы он
поймать подозреваемого по невидимым следам
сурьмы на его руках?*

ИЗ РЕКЛАМЫ КОМПАНИИ, ПРОВОДЯЩЕЙ
АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ

Экспериментальные приборы и методы, применяемые в субатомной физике, стали совершенно необходимыми при анализе химических веществ. Здесь мы вкратце опишем два мощных метода: метод масс-спектрометрии и метод активационного анализа.

О методе *масс-спектрометрии* мы уже рассказывали выше в § 3 гл. 5, где на фиг. 5.7 была приведена схема устройства масс-спектрометра Астона. Современные масс-спектрометры работают, по существу, по тому же самому принципу, хотя, конечно, стали гораздо более сложными и обладают несравненно большим разрешением (см., например, [25, 26]). Эти приборы были

доведены до такой степени совершенства и простоты в обращении, что теперь могут использоваться как обычное оборудование при проведении химических анализов; считают, что в настоящее время в различных лабораториях работает более 10 000 таких приборов. Высокая разрешающая способность масс-спектрометров позволяет различить два соединения, обладающие одинаковыми значениями массового числа, но отличающиеся действительными массами. Один такой пример приведен на фиг. 19.2. Он демонстрирует возможность



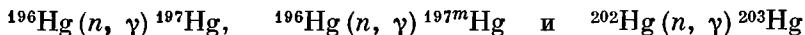
Фиг. 19.2. Дублет для полностью фторированного керосина с массовым числом 432; четко видны два углеводорода, различающиеся по массе на четыре единицы в шестой цифре. (Фигура предоставлена авторам В. Н. Говальдом из масс-спектрометрической лаборатории Вашингтонского университета.)

различить два углеводорода с массовым числом 432 и почти одинаковым химическим составом. Простоте и эффективности использования масс-спектрометрии помогает ряд обстоятельств. Соединение масс-спектрометра с электронной вычислительной машиной, непосредственная связь с газовым хроматографом и существование центра масс-спектрометрических данных — это только некоторые из факторов, которые сделали масс-спектрометрию универсальным методом в химических лабораториях [27].

Метод *активационного анализа* позволяет определить, какие элементы присутствуют в данном образце. Этот метод весьма прост [28]. Образец облучается подходящими частицами (обычно тепловыми нейтронами или нейтронами с высокой энергией, но иногда фотонами или заряженными частицами). В результате ядерных реакций образуются радиоактивные ядра, которые идентифицируются по их излучениям. К достоинствам активационного анализа следует отнести селективность, возможность проведения его на расстоянии, а также то, что он не портит исследуемый образец. Методами активационного анализа можно обнаружить более 70 элементов. При этом количество исследуемого вещества может быть чрезвычайно мало, например 10^{-12} г, а стандартная точность измерения составляет 2—5%.

Методом активационного анализа исследовался широкий круг образцов, от лунных пород и турбобуров до археологических находок [29—31]. Активационный анализ применяется в биохимии, медицине, криминалистике, а также при контроле веществ высокой чистоты. Одной из важных областей, где нейтронный активационный анализ уже играет значительную роль, является контроль за уровнем загрязнения окружающей среды.

Три токсичных элемента: ртуть, мышьяк и селен — представляют собой вещества, следить за содержанием которых в окружающей среде нужно постоянно. С этой целью пробы воды, почвы, растений, рыбы, угля, нефти и отфильтрованной из воздуха пыли запечатываются в пластиковые пакеты или кварцевые пробирки и помещаются в ядерный реактор. При этом, например, ртуть вступает в реакции:



Три возникающих изотопа радиоактивны и имеют следующие характерные времена полураспада и энергию γ -излучения:

$$^{197}\text{Hg}: \quad T_{1/2} = 2,7 \text{ дня}, \quad E_\gamma = 0,07734 \text{ МэВ},$$

$$^{197m}\text{Hg}: \quad = 24 \text{ часа}, \quad = 0,1340; 0,1653 \text{ МэВ},$$

$$^{203}\text{Hg}: \quad = 47 \text{ дней}, \quad = 0,27918 \text{ МэВ}.$$

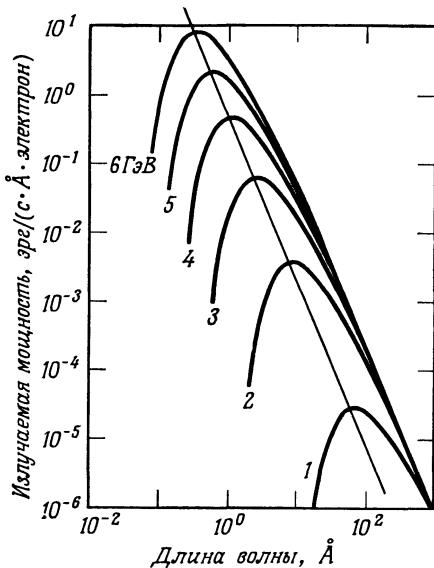
Гамма-излучение и, если это требуется, времена полураспада можно установить с помощью полупроводниковых счетчиков. Рассматривая фиг. 4.8, легко понять, что благодаря высокому разрешению таких счетчиков имеется возможность разделить друг от друга различные γ -лучи, испускаемые ядрами ртути. Таким образом, ртуть обладает своим уникальным «почерком», по которому можно обнаружить ее присутствие в очень малых количествах.

§ 3. СТРУКТУРА ХИМИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ

Задача химика-исследователя считается незаконченной, если он узнал лишь количественный состав молекулы. Он должен далее определить ее структуру, т. е. пространственное расположение атомов в молекуле. Здесь методы субатомной физики также оказывают огромную помощь. Мы обсудим три различных направления исследования структуры химических молекул, так или иначе связанных с методами субатомной физики. Речь идет о синхротронном излучении, сверхтонких взаимодействиях и спектроскопии внутренних оболочек.

Синхротронное излучение. Наиболее плодотворным методом определения трехмерной структуры молекул является дифракция рентгеновских лучей. Основная идея этого метода — та же, о которой мы говорили в § 9 гл. 6, когда рассматривали дифракционное рассеяние частиц на ядрах: рентгеновские лучи, обладающие длиной волны, сравнимой или меньшей, чем подле-

жащие исследованию характерные размеры объекта, дифрагируют на изучаемом образце, в результате чего возникает соответствующая дифракционная картина. После обработки этой картины, которая весьма трудоемка и поглощает много времени вычислительной машины, восстанавливается строение рассеивателя. Сами рентгеновские лучи образуются при бомбардировке металлической мишени интенсивным электронным пучком; в дальнейшем используется либо *характеристическое* рентгеновское излучение, либо



Фиг. 19.3. Интенсивность синхротронного излучения, создаваемого электронным синхротроном с радиусом 31,7 м при различных энергиях [33]. (Синхротрон DESY в Гамбурге.)

тормозное излучение. Возможности применения метода дифракции рентгеновских лучей ограничены двумя следующими обстоятельствами: во-первых, интенсивность рентгеновского пучка лимитирована диссипацией мощности в веществе мишени; во-вторых, практически применимыми оказывается лишь несколько линий спектра рентгеновских лучей. *Синхротронное излучение*, по-видимому, в состоянии преодолеть оба эти ограничения. Как мы говорили в конце § 5 гл. 2, электронные синхротроны теряют значительную часть затрачиваемой энергии на излучение. Излучение из любой заданной точки происходит в очень малый телесный угол в направлении, касательном к орбите электронного пучка. При заданной энергии пучка и заданном радиусе кривизны хорошо известны формулы для интенсивности спектра и поляризации синхротронного излучения¹⁾. В качестве примера на фиг. 19.3

¹⁾ См. *Фейнмановские лекции*, т. I, гл. 34, § 3, книгу Джексона, гл. 14, и книгу А. А. Соколова и И. М. Тернова [32]. См. также работы [33, 34].

мы приводим кривые зависимости интенсивности излучения от длины волны при разных энергиях ускорения электронов. Эти кривые получены на электронном синхротроне DESY в Гамбурге. Сравнение полученного спектра со спектрами других источников света в той же области (между 0,1 и 10^3 Å, где $1 \text{ Å} = 0,1 \text{ нм} = 10^{-10} \text{ м}$) приводит к следующим выводам:

1. Синхротронное излучение в области между 1000 и 500 Å значительно сильнее, чем создаваемое любым другим конкурирующим источником света.

2. В области между 500 и 200 Å это единственный интенсивный источник.

3. Ниже 200 Å синхротронное излучение гораздо интенсивнее, чем излучение любого другого источника. Даже в той области, где существуют мощные источники рентгеновского излучения, т. е. вблизи 1 Å, синхротронное излучение все же оказывается на несколько порядков интенсивнее [35].

4. Синхротронное излучение линейно-поляризовано.

Эти важные преимущества синхротронного излучения частично уменьшаются из-за того, что синхротрон все же сравнительно труднодоступен. Однако можно надеяться, что будут построены накопительные кольца более дешевые, чем синхротрон, и такого рода устройство, по-видимому, будет служить отличным источником коротковолнового излучения.

В то время как дифракция рентгеновских лучей является методом исследования общей структуры молекулы, атомные ядра можно использовать в качестве чувствительных зондов для изучения отдельных ее элементов. Ядра обладают тремя свойствами, благодаря которым они являются хорошими зондами: конечная протяженность их зарядового распределения (конечный радиус), наличие магнитного дипольного момента и электрического квадрупольного момента. «Химическое» окружение создает электромагнитные поля в месте расположения ядер, и взаимодействие этих полей с ядрами приводит к сдвигу и расщеплению ядерных уровней, что позволяет получить информацию об окружении ядер. Мы обсудим сначала основные теоретические вопросы, связанные с таким *сверхтонким* взаимодействием, а затем рассмотрим ряд соответствующих экспериментальных методов.

Сверхтонкое взаимодействие. Энергией сверхтонкого взаимодействия называется энергия взаимодействия между ядром и электрическим и магнитным полями, создаваемыми окружающими атомными и молекулярными электронами. Математическое выражение для этой энергии, получаемое путем мультипольного разложения, хорошо известно¹⁾. Доминируют три типа сверхтонких взаимодействий: магнитное дипольное, электрическое монопольное и электрическое квадрупольное. О *магнитном дипольном взаимодействии* мы уже говорили в гл. 5. Если ядро с магнитным моментом μ поместить в магнитное поле \mathbf{B} , то его уровни подвергнутся зеемановскому расщеплению, как показано на фиг. 5.5. Измеряя разность энергий между

¹⁾ См. Джексон, гл. 4.

любыми двумя зеемановскими уровнями, можно определить значение магнитного поля \mathbf{B} в месте нахождения ядра, если только известен магнитный момент ядра.

Чтобы определить, каково электростатическое взаимодействие, возьмем формулу (10.87) и для гамильтонiana взаимодействия между ядром с плотностью заряда $Z\varrho(\mathbf{x})$ и скалярным потенциалом A_0 , запишем выражение

$$H_{em} = Ze \int d^3x \varrho(\mathbf{x}) A_0(\mathbf{x}), \quad (19.1)$$

где интегрирование ведется по объему ядра. Разлагая $A_0(\mathbf{x}) = A_0(x_1, x_2, x_3)$ в степенной ряд возле точки, в которой находится центр ядра, с учетом условия $\int d^3x \varrho(\mathbf{x}) = 1$ [см. (6.26)], получаем

$$\begin{aligned} H_{em} &= H_{em}^{(0)} + H_{em}^{(1)} + H_{em}^{(2)}, \\ H_{em}^{(0)} &= Ze A_0(0), \\ H_{em}^{(1)} &= Ze \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial A_0}{\partial x_i} \right)_0 \int d^3x \varrho(\mathbf{x}) x_i, \\ H_{em}^{(2)} &= \frac{Ze}{2} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial^2 A_0}{\partial x_i^2} \right)_0 \int d^3x \varrho(\mathbf{x}) x_i^2. \end{aligned} \quad (19.2)$$

Координатная система выбрана таким образом, чтобы перекрестные члены вида $(\partial^2 A_0 / \partial x_i \partial x_j) x_i x_j$ обращались в нуль. Слагаемое $H_{em}^{(0)}$ описывает взаимодействие между точечным ядром с зарядом Ze и потенциалом A_0 . Слагаемое $H_{em}^{(1)}$ исчезает, поскольку ядра имеют вполне определенную четность. Таким образом, интерес представляет лишь третье слагаемое $H_{em}^{(2)}$. Вторая производная, $\partial^2 A_0 / \partial x_i^2$, есть градиент электрического поля вдоль оси x_i , рассматриваемый в точке $\mathbf{x} = 0$. Если использовать принятые обозначения

$$\left(\frac{\partial^2 A_0}{\partial x_i^2} \right)_0 \equiv V_{ii}; \quad V_{33} \equiv V_{zz}; \quad r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2$$

и разбить третье слагаемое на сумму двух, то получим

$$\begin{aligned} H_{em}^{(2)} &= H_M + H_Q, \\ H_M &= \frac{Ze}{6} \sum_i V_{ii} \int d^3x \varrho(\mathbf{x}) r^2, \\ H_Q &= \frac{Ze}{6} \sum_i V_{ii} \int d^3x \varrho(\mathbf{x}) (3x_i^2 - r^2). \end{aligned} \quad (19.3)$$

Первое слагаемое H_M в (19.3) называется *электрическим монопольным взаимодействием*. Используем для этого слагаемого уравнение Пуассона¹⁾

$$\nabla^2 V = \sum_i V_{ii} = -4\pi q\rho_e. \quad (19.4)$$

Плотность заряда $q\rho_e$ в месте нахождения ядра создается атомными и молекулярными электронами и дается формулой

$$q\rho_e(0) = -e |\psi(0)|^2, \quad (19.5)$$

где $|\psi(0)|^2$ — плотность вероятности найти электрон на ядре. Интеграл в H_M есть просто квадрат среднеквадратичного радиуса ядра (6.29), так что электрическое монопольное взаимодействие равно

$$H_M = \frac{2\pi}{3} Ze^2 \langle r^2 \rangle |\psi(0)|^2. \quad (19.6)$$

Взаимодействие H_M сдвигает уровень энергии ядра по сравнению со случаем точечного ядра, для которого $\langle r^2 \rangle = 0$. Сдвиг пропорционален среднему значению квадрата радиуса и плотности вероятности найти электрон на ядре. Ниже, когда мы будем рассказывать об эффекте Мессбауэра, мы покажем, что монопольное взаимодействие оказывается важным в химических приложениях.

Электрическое квадрупольное взаимодействие H_Q описывает взаимодействие между градиентом электрического поля и квадрупольным моментом ядра. Для сферических ядер

$$\int d^3x \rho(\mathbf{x}) 3x_i^2 = \int d^3x \rho(\mathbf{x}) r^2,$$

и поэтому H_Q исчезает. Чтобы найти выражение для H_Q в случае несферических ядер, рассмотрим сначала сферически-симметричное распределение электронов, например s -электронов. Для таких электронов $V_{11} = V_{22} = V_{33} \equiv V_{zz}$ и гамильтониан

$$H_Q = \frac{1}{6} ZeV_{zz} \int d^3x \rho(\mathbf{x}) \sum_{i=1}^3 (3x_i^2 - r^2)$$

опять обращается в нуль, поскольку

$$\sum_{i=1}^3 (3x_i^2 - r^2) = 0.$$

Таким образом, единственный неисчезающий вклад в H_Q дают только электроны с несферическим распределением заряда. Для таких электронов $\psi(0) = 0$, и уравнение Пуассона переходит в более простое уравнение

¹⁾ См. Джексон, § 1.7.

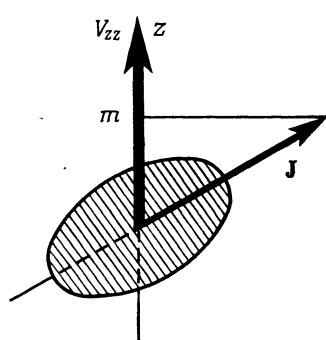
Лапласа:

$$V_{xx} + V_{yy} + V_{zz} = 0. \quad (19.7)$$

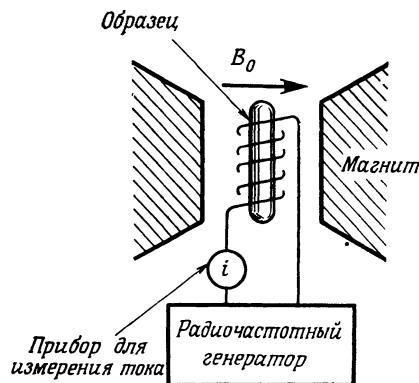
Для аксиально-симметричного градиента поля, т. е. при $V_{xx} = V_{yy}$, квадрупольное взаимодействие принимает вид

$$H_Q = \frac{1}{4} eV_{zz} \int Z d^3x \rho(x) (3z^2 - r^2). \quad (19.8)$$

Сравнивая формулы (19.8) и (12.30), а также обращаясь к фиг. 12.10, находим, что интеграл в (19.8) есть просто выражение для ядерного квадрупольного момента *при условии*, что ядерный спин направлен по оси квантовав-



Фиг. 19.4. В электрическом поле, обладающем градиентом V_{zz} , энергия ядра с квадрупольным моментом Q зависит от ориентации спина J относительно направления градиента поля V_{zz} .



Фиг. 19.5. Простейший спектрометр ЯМР.

ния z . Однако в общем случае ядерный спин J будет направлен в каком-либо другом направлении, характеризуемом магнитным квантовым числом m , как показано на фиг. 19.4. Проделав несложные вычисления, можно показать, что интеграл в (19.8) выражается через ядерный квадрупольный момент Q , определяемый (12.30), и через J и m , т. е. мы можем написать формулу

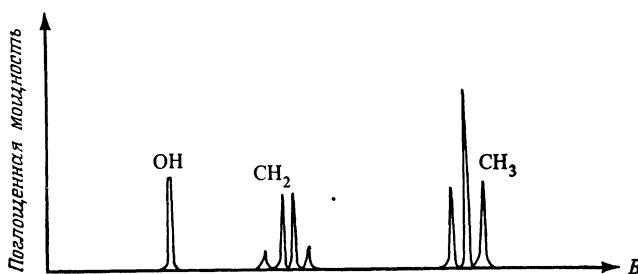
$$H_Q = \frac{1}{4} eV_{zz}Q \frac{3m^2 - J(J+1)}{J(2J-1)}. \quad (19.9)$$

Электрическое квадрупольное взаимодействие приводит, таким образом, к расщеплению уровней энергии ядра со спином $J \geq 1$. Расщепление про-

порционально величине ядерного электрического квадрупольного момента Q и значению градиента электрического поля V_{zz} . Состояния с $+m$ и $-m$ обладают одинаковой энергией.

Формулы (5.21), (19.6) и (19.9) являются основными формулами, позволяющими использовать сверхтонкое взаимодействие при изучении структуры химических молекул. Ниже мы вкратце остановимся на некоторых приложениях, полезных не только в химии, но также и во многих других областях.

Ядерный магнитный резонанс (ЯМР) [36, 37]. Принципиальная схема спектрометра ядерного магнитного резонанса (ЯМР) показана на фиг. 19.5. Образец, находящийся в соленоиде, создающем слабое осциллирующее



Фиг. 19.6. Схематический вид протонного спектра ЯМР для этилового спирта $\text{CH}_3 - \text{CH}_2 - \text{OH}$.

магнитное поле с частотой $\omega = 2\pi f$, помещают в магнитное поле B_0 . Рассмотрим для простоты какой-нибудь один протон в образце. Он обладает спином $1/2$ и магнитным моментом $\mu = 2,79278\mu_N$. Приложенное магнитное поле B_0 расщепляет два уровня с $m = \pm \frac{1}{2}$ на величину $2\mu B_0$. Нижний уровень будет более заселен, согласно (9.31). Если радиочастота внешнего переменного поля удовлетворяет условию резонанса

$$2\mu B_0 = \hbar\omega,$$

то образец будет поглощать энергию до тех пор, пока оба уровня не станут одинаково заселенными, и это поглощение можно зарегистрировать по изменению тока i (см. фиг. 19.5). На практике проще, однако, поддерживать радиочастоту постоянной (например, при $f = 100$ МГц), а менять величину магнитного поля B_0 . Чтобы понять, что можно узнать даже из простого спектра ЯМР, рассмотрим спектр этилового спирта $\text{CH}_3 - \text{CH}_2 - \text{OH}$, показанный на фиг. 19.6. Сразу видны три характерные особенности:

1. Площади, ограниченные тремя группами пиков, относятся, как $1 : 2 : 3$. Это отношение совпадает с отношением числа протонов в каждой группе.

2. Протоны во всех трех группах не эквивалентны, и их энергии слегка различаются. Причиной этого является так называемый «химический сдвиг ЯМР». Внешнее магнитное поле индуцирует электрические токи в молекуле, которые в свою очередь создают дополнительное магнитное поле, действующее на протоны. Вообще говоря, индуцированное поле будет направлено против внешнего поля, в результате чего величина суммарного поля в месте нахождения протона будет меньше, чем значение прилагаемого поля. Качественное измерение этого эффекта позволяет сделать заключение относительно электронного окружения протона.

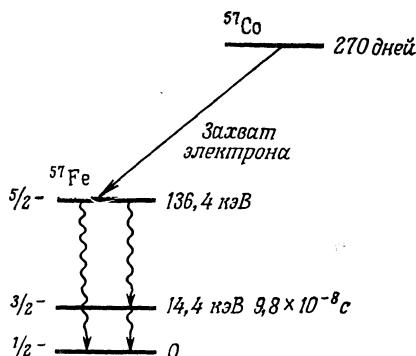
3. Если в одной и той же функциональной группе находится два или три протона, линия ЯМР расщепляется. Это расщепление вызвано спин-спиновым взаимодействием между протонами, принадлежащими той же самой группе. Магнитное поле, создаваемое одним протоном в месте нахождения другого, может либо складываться с внешним полем, либо вычитаться из него. Для спектра, представленного на фиг. 19.6, магнитное дипольное взаимодействие происходит не непосредственно между протонами, а осуществляется посредством электронов атомов углерода, лежащих между водородными атомами.

Расщепление различных линий в спектре, изображенном на фиг. 19.6, происходит в результате магнитного взаимодействия и, следовательно, описывается формулой (5.21). Однако во многих других молекулах главной причиной расщепления является наличие градиентов электрического поля: p -электроны могут создать в месте расположения ядер очень большие градиенты электрического поля. Протонный резонанс не чувствителен к таким градиентам поля, поскольку протон не обладает электрическим квадрупольным моментом. Однако основные состояния таких ядер, как ^{35}Cl , ^{79}Br или ^{127}I , которые обладают электрическими квадрупольными моментами, подвергаются расщеплению при наличии градиентов электрического поля, создаваемых атомными и молекулярными электронами. Спектр квадрупольного расщепления можно исследовать, по существу, таким же способом, как и спектр магнитного расщепления. Из полученной таким образом информации, согласно формуле (19.9), можно найти значение произведения $V_{zz}Q$ и, если известен квадрупольный момент, определить и V_{zz} . Зная V_{zz} , можно, в свою очередь, сделать заключение о величине химической связи и симметрии поля в данном месте.

До сих пор мы рассматривали лишь расщепление линий ЯМР. Релаксационные явления [36, 37] являются не менее важными для применения метода ЯМР в химии. Согласно данному выше описанию явления протонного магнитного резонанса, поглощение энергии образцом прекратится тогда, когда сравняется заселенность обоих магнитных подуровней. Как следует из

(9.31), эта ситуация соответствует бесконечно высокой «спиновой температуре». Если бы протоны были изолированы от своего окружения, они пребывали бы в таком состоянии в течение долгого времени. Однако температура окружения (решетки) конечна, и, следовательно, протоны будут пытаться восстановить тепловое равновесие путем взаимодействия с окружением. Иными словами, в результате взаимодействия между протонами и решеткой понизится бесконечная спиновая температура и слегка повысится температура решетки. Характерные времена этой спин-решеточной релаксации можно измерить различными способами, например, путем определения времени, которое требуется для прихода подсистемы из протонных спинов в тепловое равновесие после выключения внешнего радиочастотного поля. Время спин-решеточной релаксации зависит, в частности, и от химической связи, и по этой причине релаксационные методы нашли широкое применение в химии.

Эффект Мессбауэра [38]. О ядерных γ -переходах мы уже говорили в § 5 гл. 10. Мы вновь возвращаемся здесь к этим переходам, чтобы рассмотреть эффект, вызвавший сенсацию после своего открытия, а именно испускание γ -квантов, происходящее без отдачи. Рассмотрим конкретный пример



Фиг. 19.7. Принципиальная схема распада $^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}$.

γ -кванта с энергией 14,4 кэВ; его испускает первое возбужденное состояние ядра ^{57}Fe . Принципиальная схема распада показана на фиг. 19.7. Было найдено, что период полураспада рассматриваемого первого возбужденного состояния равен $9,8 \cdot 10^{-8}$ с. Как мы объясняли читателю в § 7 гл. 5, излучение, испускаемое уровнем с конечным периодом полураспада, не является моноэнергетическим, т. е. спектральная линия имеет естественную ширину (фиг. 5.17). Ширина линии Г дается формулой (5.45), и для уровня $(^3/2)^-$

ядра ^{57}Fe она равна

$$\Gamma \left[\left(\frac{3}{2} \right)^- \right] = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{\hbar \ln 2}{t_{1/2}} = 4,67 \cdot 10^{-9} \text{ эВ.} \quad (19.10)$$

В данном случае отношение энергии уровня к его ширине оказывается невероятно большим:

$$\frac{E}{\Gamma} = 3,2 \cdot 10^{12}$$

В связи с этим возникают два важных вопроса. Действительно ли γ -лучи обладают такой узкой естественной шириной линии? Каким образом можно их наблюдать? Конечно, те детекторы, которые рассматривались в гл. 4, слишком грубы для изучения линии такой малой ширины, и, таким образом, фактически нельзя ответить на первый вопрос, если изучать γ -кванты с помощью обычных детекторов. Однако частичный ответ на первый вопрос дает теория: в большинстве случаев ядерные γ -кванты испускаются ядрами, образующими часть какой-либо атомной системы. Из-за теплового движения системы естественная ширина линии излученных γ -квантов увеличивается. Кроме того, при испускании γ -излучения ядро испытывает отдачу и энергия отдачи вычитается из полной энергии γ -кванта. Следовательно, линия испущенного γ -излучения должна претерпевать очень сильное уширение и сдвигаться вниз по энергии. Однако в 1957 г. Мессбауэр обнаружил γ -переходы, в которых γ -кванты обладали полной энергией перехода и естественной шириной линии [39, 40]. Чтобы понять, как могут случаться такие переходы без отдачи, вспомним то, что мы говорили об упругом рассеянии электронов в гл. 6¹⁾). При упругом рассеянии ядру не сообщается энергия на внутреннее возбуждение, так что начальное и конечное состояния ядра идентичны. По аналогии рассмотрим ядро, излучающее γ -кванты и находящееся в твердом теле. Твердое тело представляет собой квантовомеханическую систему, и переход без отдачи происходит тогда, когда начальное состояние является тем же самым, что и конечное. В таком случае твердое тело не будет поглощать энергию, идущую на возбуждение внутренних степеней свободы, и, следовательно, γ -излучению сообщается вся энергия перехода. При этом излучение должно обладать естественной шириной линии. Можно вычислить вероятность f излучения γ -кванта без потери энергии на отдачу; при низких температурах получаем формулу

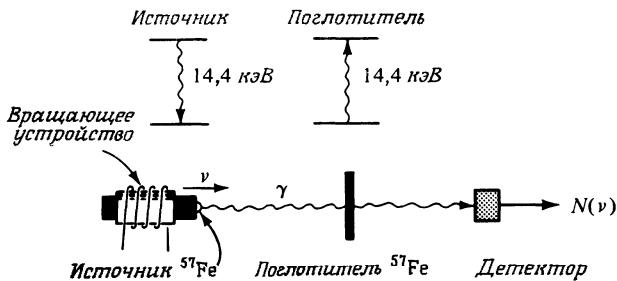
$$f = e^{-3R/2k\theta}. \quad (19.11)$$

Здесь θ — дебаевская температура твердого тела, $k = 8,62 \cdot 10^{-5}$ эВ/К — постоянная Больцмана, а R — энергия отдачи свободного ядра:

$$R = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}. \quad (19.12)$$

¹⁾ Очень простое изложение теории эффекта Мессбауэра приведено в книге [41].

Для перехода с энергией 14,4 кэВ в ядре ^{57}Fe энергия отдачи R мала и оказывается равной $1,9 \cdot 10^{-3}$ эВ. Дебаевская температура многих твердых тел порядка 200 К, т. е. $k\theta \approx 1,7 \cdot 10^{-2}$ эВ. При этом показатель экспоненты в формуле (19.11) мал, вероятность f близка к единице, и γ -излучение ядра ^{57}Fe с энергией 14,4 кэВ будет иметь естественную ширину линии, причем акт излучения не сопровождается потерями на энергию отдачи. Почему же этот процесс не наблюдался до 1957 г.? Частичный ответ на этот вопрос уже был дан выше: ни один из обычных детекторов не имел разрешение по



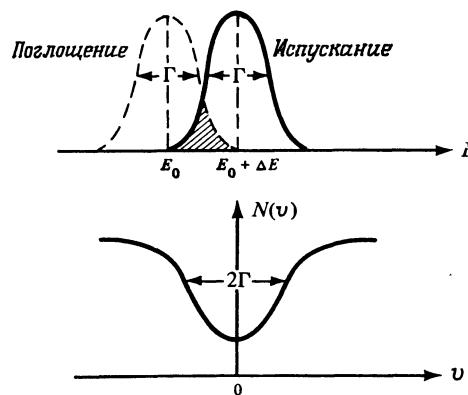
Фиг. 19.8. Принципиальная схема мессбауэровского спектрометра.

энергиям, сравнимое с естественной шириной линии. Мессбауэр преодолел эту трудность, применив остроумный подход. Он использовал метод *резонансного поглощения*. Как следует из формулы (12.7), сечение рассеяния при резонансе достигает максимальных значений. Аналогичным образом, если фотон с энергией E_0 падает на мишень, обладающую возбужденным состоянием как раз с той же энергией, и если при поглощении нет потерь, то эффективное сечение поглощения в таких условиях будет максимальным. Принципиальная схема мессбауэровского спектрометра показана на фиг. 19.8. Источник и поглотитель состоят из одних и тех же ядер, скажем ^{57}Fe . На время предположим, что химическое окружение обоих ядер одно и то же. Тогда энергетические уровни источника и поглотителя будут одинаковыми. Если испускание γ -квантов происходит без отдачи, то центр линии естественной ширины будет находиться при энергии E_0 [см. (5.44)]. Профиль линии поглощения без отдачи имеет точно такую же форму, и поэтому пучок γ -квантов, падающий на поглотитель, будет максимально ослабляться тогда, когда источник и поглотитель находятся в состоянии покоя ($v = 0$). Для изучения формы линии источник (или поглотитель) помещается на движущийся прибор (например, на диск электрического проигрывателя), который может передвигаться с постоянной скоростью v . Энергия γ -излучения

будет испытывать тогда доплеровское смещение на величину

$$\Delta E = \frac{v}{c} E_0, \quad (19.13)$$

и интенсивность прошедшего γ -излучения с энергией $E_0 + \Delta E$ можно будет измерить. Эту интенсивность можно наблюдать как функцию скорости v ; результат показан на фиг. 19.9: после перекрытия двух лоренцевых про-

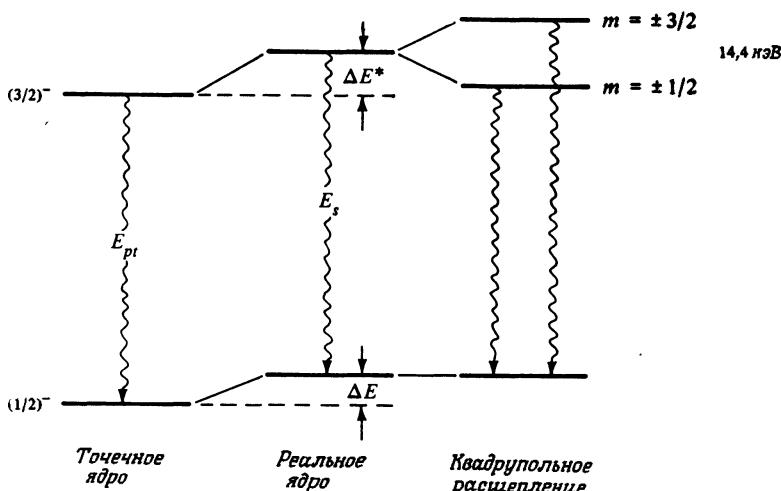


Фиг. 19.9. Перекрытие линий поглощения и испускания. Функция $N(v)$ характеризует зависимость интенсивности прошедшего излучения от скорости источника v .

филей с шириной Γ получается лоренцевый профиль с шириной 2Γ . Таким образом мессбауэровский спектрометр позволяет изучать форму линии поглотителя, если известна форма линии источника.

Чтобы понять, каким образом мессбауэровская спектроскопия используется в химических задачах, обратимся к примеру, приведенному на фиг. 19.10. Здесь изображены уровни ядра ^{57}Fe в трех различных ситуациях: для точечного ядра, для реального ядра, находящегося в окружении при отсутствии внешних электромагнитных полей, и такого же ядра, но в случае, когда имеется градиент электрического поля. Сдвиг уровней энергии при переходе от точечного ядра к реальному дается формулой (19.6), а расщепление уровней возбужденного состояния при наличии градиента электрического поля — формулой (19.9).

Рассмотрим сначала квадрупольное взаимодействие. Как показано на фиг. 19.10, градиент электрического поля расщепляет линию $\frac{3^-}{2} \rightarrow \frac{1^-}{2}$ в квадрупольный дублет. Этот квадрупольный дублет можно наблюдать, используя в качестве поглотителя ядра, способные подвергаться квадрупольному расщеплению, и измеряя интенсивность излучения, прошедшего



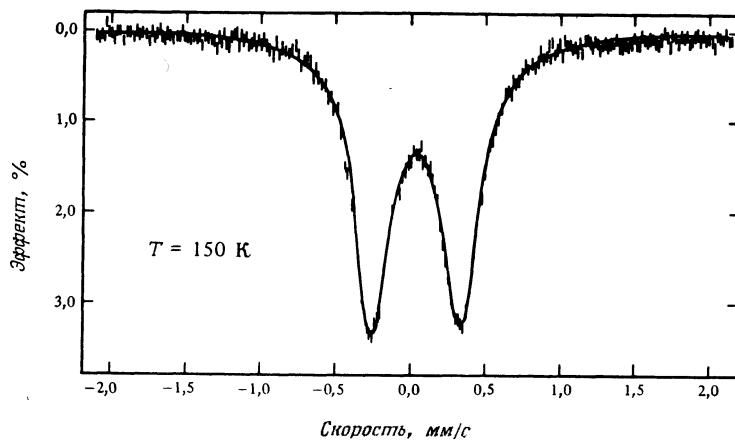
Фиг. 19.10. Энергетические уровни источника ^{57}Fe в приближении точечного ядра, ядра конечных размеров и ядра конечных размеров при наличии градиента внешнего электрического поля.

от источника, испускающего единственную линию. Разность энергий между двумя квадрупольно-расщепленными линиями, как следует из (19.9), равна

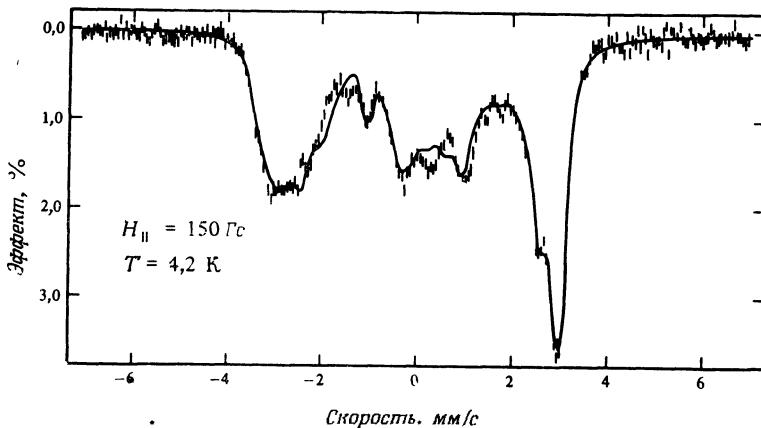
$$\Delta E_Q = \frac{1}{2} eV_{zz}Q, \quad (19.14)$$

где Q — электрический квадрупольный момент ядра ^{57}Fe в первом возбужденном состоянии. Этот квадрупольный момент был измерен в ряде мессбауэровских экспериментов и оказался равным $Q\left(\frac{3}{2}\right) \approx +0,28 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Из наблюдаемого расщепления ΔE_Q можно определить градиент поля V_{zz} и сделать заключение о структуре внешнего поля и электронной конфигурации, создающей V_{zz} .

Метод мессбауэровской спектроскопии нашел применение в физике твердого тела, металлургии и во многих областях химии. Здесь мы рассмотрим пример из биохимии, приведенный на фиг. 19.11 и 19.12, где изображены мессбауэровские спектры окисленной и восстановленной формы птицадаредоксина [42]. Обратим прежде всего внимание на единицу измерения «энергии»: для этой цели используются мм/с. Эта единица измерения принята в мессбауэровской спектроскопии, и ее происхождение легко понять, обратившись к формуле (19.13): сдвиг энергии пропорционален скорости v , с которой источник движется по отношению к поглотителю. Для перехода



Фиг. 19.11. Мессбауэровский спектр окисленной формы путидаредоксина [42].



Фиг. 19.12. Мессбауэровский спектр восстановленной формы путидаредоксина, снятый в магнитном поле напряженностью 150 Гц, направлением параллельно γ -лучам [42].

с энергией 14,4 кэВ в ядре ^{57}Fe перевод единиц следующий: 1 мм/с = $4,8 \cdot 10^{-8}$ эВ. Путидаредоксин представляет собой белок, содержащий железо и серу и действующий как фермент в процессах одноэлектронного переноса заряда. Каждая молекула с молекулярным весом порядка 12 500 дальтон содержит два атома железа. На мессбауэровском спектре окисленной формы отчетливо виден квадрупольный дублет. Так как в одной молекуле путидаредоксина содержится два атома железа, а наблюдается лишь один квадрупольный

польный дублет, то можно сделать вывод, что два атома железа находятся в эквивалентных положениях. После реакции восстановления (при этом добавляется один электрон на молекулу) спектр становится более сложным, как это показано на фиг. 19.12. Подробный анализ [42] приводит к следующему заключению: два атома железа перестают быть эквивалентными. Один атом (Fe^{2+}) обладает спином $S = 2$, а другой (Fe^{3+}) — спином $S = \frac{5}{2}$. Оба спина связаны как у антиферромагнетика и образуют основное электронное состояние с $S = \frac{1}{2}$. Таким образом, спектр восстановленной формы птицадедоксина состоит из двух наложенных спектров, по одному от каждого иона железа. В свою очередь каждый индивидуальный спектр обладает магнитной и электрической сверхтонкой структурой, и для описания полного спектра требуется 21 параметр. Значения этих параметров можно получить, комбинируя данные мессбауэровских экспериментов при разных значениях прикладываемого магнитного поля и температуры с результатами других экспериментов [42].

Теперь рассмотрим сдвиг энергии, связанный с конечным размером ядра. Для энергии излучаемого γ -кванта, как это следует из формулы (19.16) и фиг. 19.10, имеем выражение

$$E_s = E_{pt} + \Delta E^* - \Delta E = E_{pt} + \frac{2\pi}{3} Z e^2 |\psi(0)|_s^2 (\langle r^2 \rangle_e - \langle r^2 \rangle_g), \quad (19.15)$$

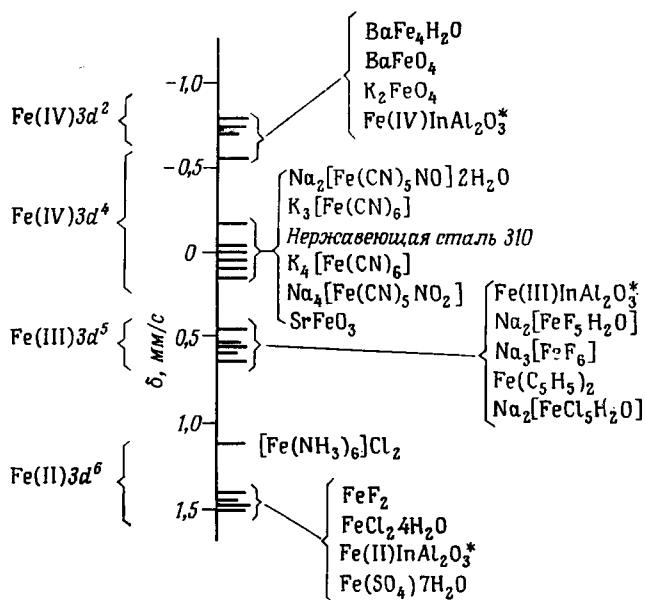
где индекс s соответствует источнику, а индексы e и g относятся соответственно к возбужденному и основному состояниям. Аналогичным выражением описывается и энергия поглощенного фотона:

$$E_a = E_{pt} + \frac{2\pi}{3} Z e^2 |\psi(0)|_a^2 (\langle r^2 \rangle_e - \langle r^2 \rangle_g). \quad (19.16)$$

При этом разность энергий источника и поглотителя дается соотношением

$$\delta = E_a - E_s = \frac{2\pi}{3} Z e^2 \{ \langle r^2 \rangle_e - \langle r^2 \rangle_g \} \{ |\psi(0)|_a^2 - |\psi(0)|_s^2 \}. \quad (19.17)$$

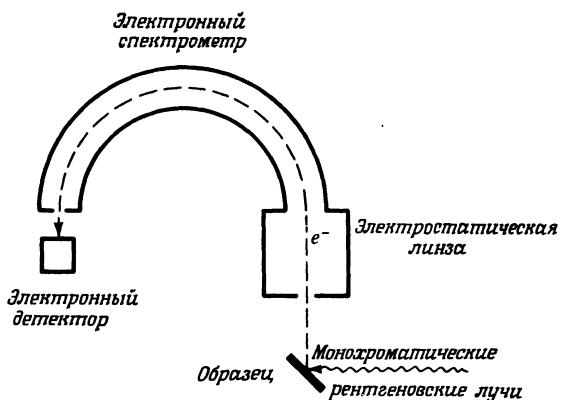
Величина δ называется *изомерным* или *химическим сдвигом* по отношению к данному источнику излучения. (Этот химический сдвиг отличается от химического сдвига в ЯМР; здесь сдвиг δ обязан электрическому эффекту, в то время как в ЯМР сдвиг δ магнитного происхождения.) Изомерный сдвиг оказывает ценную помощь при изучении химических соединений. Допустим, что мы, например, используем переход ${}^{57}\text{Co} \rightarrow {}^{57}\text{Fe}$ в источнике, погруженном в «стандартный» материал, и нам известна разность $\{\langle r^2 \rangle_e - \langle r^2 \rangle_g\}$. Тогда можно измерить δ для соединения, подлежащего исследованию, и по этим данным найти значение $|\psi(0)|_s^2$ для изучаемого соединения. Поскольку величина $|\psi(0)|_s^2$ определяется распределением s -электронов, то при этом извлекается информация о плотности распределения s -электронов в исследуемом соединении. В качестве стандартного источ-



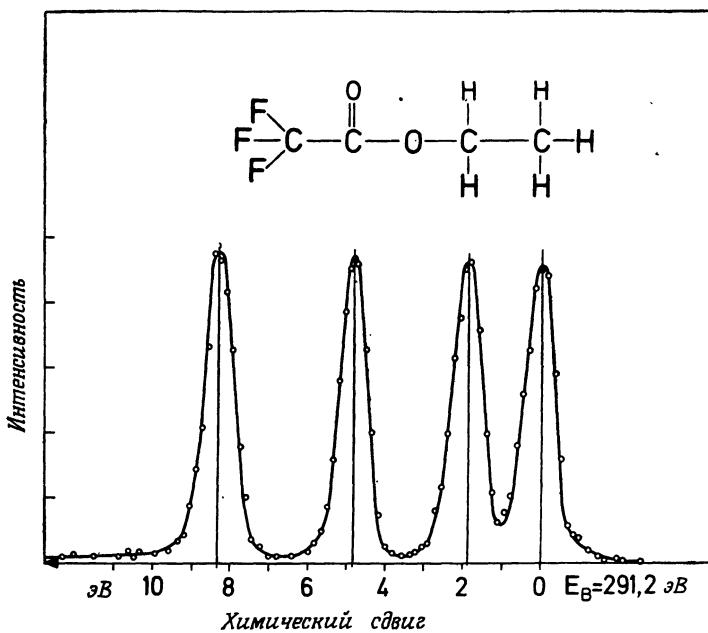
Фиг. 19.13. Изомерный сдвиг в соединениях, содержащих железо [43].

ника иногда берут ядра ⁵⁷Co в нержавеющей стали. Еще чаще в качестве стандартного поглотителя используют нитропруссид натрия. Данные, представленные на фиг. 19.13 [43], наглядно показывают, какого рода информацию можно извлечь из измерения изомерных сдвигов.

Спектроскопия внутренних оболочек [44]. Внутренние электроны атома лишь в малой степени подвержены влиянию валентных электронов и, следовательно, влиянию химической связи и различных структурных эффектов. Поэтому в течение многих лет они в значительной мере игнорировались химиками. Однако улучшенные спектроскопические приборы, позаимствованные из лабораторий ядерной физики [45], изменили положение дел, и спектроскопия внутренних оболочек быстро выросла в мощный метод химического исследования. Спектрометр внутренних оболочек, часто называемый ЭСХА-спектрометром (сокращение полного названия «электронная спектроскопия для химического анализа»), схематично изображен на фиг. 19.14 [46]. Монохроматические рентгеновские лучи падают на образец и выбивают из него электроны. Эти электроны фокусируются системой электростатических линз и попадают в электронный спектрометр. Электронный спектрометр — это то, что в данном случае дала ядерная физика. Он был



Фиг. 19.14. Спектрометр внутренних оболочек.



Фиг. 19.15. Часть электронного спектра, ответственными за которую являются атомы углерода в молекуле этилтрифторацетата. По спектру можно различить все четыре атома углерода в этой молекуле. Линии расположены слева направо в том же порядке, что и соответствующие углеродные атомы в структурной формуле, изображенной наверху фигуры [49].

создан и доведен почти до совершенства при разработке приборов, предназначенных для β -спектроскопии [47].

Энергия электрона, выбитого из внутренней оболочки, дается формулой

$$E_i = E_x - B,$$

где E_x — энергия падающих рентгеновских лучей, а B — энергия связи выбитого электрона. Энергия B зависит от химической связи: из-за экранировки ядра валентными электронами. Степень экранировки пропорциональна полной заселенности электронами валентной оболочки.

На фиг. 19.15 показано, какую информацию дает фотоэлектронная спектроскопия внутренних оболочек [48, 49]. На электронном спектре четко различимы максимумы, отвечающие четырем атомам углерода в молекуле этилтрифторацетата.

§ 4. МЕЧЕНЫЕ АТОМЫ

Излучение, испускаемое радиоактивными ядрами, делает их отличными «маяками». С их помощью можно следить за перипетиями химического элемента (имеющегося даже в самых незначительных количествах) путем детектирования его излучения. Меченные атомы впервые использовались Хевеши в 1911 г. Глэстон [50] рассказывает такую забавную историю: «Чтобы определить, действительно ли хозяйка Хевеши, несмотря на ее уверения в противном, смешивала остатки воскресного пирога с пищей, которую она подавала потом на неделе, Хевеши провел в 1911 г. эксперимент, который позже описал следующим образом: «В воскресенье, когда никто не видел, я бросил в свежевыпеченный пирог немногого радиоактивного тория и в следующую среду с помощью электроскопа продемонстрировал хозяйке наличие активного вещества в супфле». Эта короткая история содержит описание всех существенных моментов метода меченых атомов. С 1911 г. изменились только три вещи: 1) колоссально возросло число радиоактивных изотопов, и они стали общедоступными, 2) улучшилась чувствительность, скорость и селективность методов детектирования, 3) никто не может теперь проводить подобных экспериментов без медицинского разрешения и заполнения соответствующих анкет.

Метод меченых атомов имеет два преимущества перед другими методами: *чувствительность* и *избирательность*. Об очень высокой чувствительности метода говорит тот факт, что элемент 101 (Mv) был идентифицирован при наличии всего лишь 20 атомов [51]. Избирательность его объясняется тем, что имеется возможность однозначно установить вид радиоизотопа путем детектирования специфического излучения. Полупроводниковые детекторы в результате их высокого разрешения и точной калибровки по энергии (см. фиг. 4.8) позволяют надежно установить [характеристики большинства γ -квантов.

При использовании радиоизотопов неявно делаются два основных допущения. Первое: химические свойства радиоизотопа и соответствующего стабильного изотопа одинаковы. Второе: радиоактивный распад не влияет на исследуемые свойства. Первое допущение несправедливо лишь в том случае, когда специально интересуются *изотопическими* эффектами. Практически такие эффекты важны лишь при замене водорода дейтерием. Второе допущение верно до тех пор, пока концентрация меченых атомов остается очень малой.

В настоящее время доступен широкий круг радиоизотопов, и они уже нашли широкое применение во всех областях физики, в биологии, в медицине, а также во многих промышленных процессах [52]. Поскольку идеи, лежащие в основе исследований с мечеными атомами, очень просты, мы не будем более обсуждать их здесь.

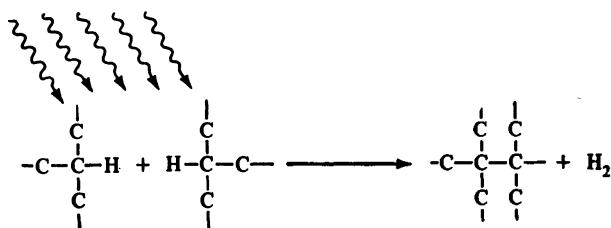
§ 5. РАДИАЦИОННАЯ ХИМИЯ

В исследованиях с меченными атомами присутствие и местоположение радиоизотопа обнаруживаются по его ядерному излучению. В радиационной химии радиация вызывает изменение химических свойств. Среди огромного числа изученных процессов мы выберем в качестве примера лишь два: *радиационно-индуцированные химические процессы* и *импульсный радиолиз*. Первый пример является типичным для «прикладной» радиационной химии, в то время как второй в определенном смысле является «фундаментальным».

При проведении радиационно-индуцированных химических процессов [53] используется ионизующее излучение для синтеза или модификации химических веществ. Этот метод широко применяется в целом ряде различных процессов, начиная от стерилизации γ -квантами повторно использующегося медицинского оборудования и кончая стерилизацией пищи [54]. В качестве примера мы кратко остановимся здесь на радиационном «сшивании» полимерных цепей в полиэтилене [55]. Полиэтилен C_nH_{2n} представляет собой полимер с линейными цепями, содержащими до 2000 атомов углерода С. Под действием облучения нейтронами, электронами или γ -квантами полимерные молекулы сгиваются и образуют новые С—С-связи за счет С—Н-связей. В результате получается полимер с более прочной решеткой. Вполне вероятно, что «поперечная» сшивка происходит следующим образом (фиг. 19.16). Излучение отрывает атом водорода от полимерной молекулы, после чего она превращается в полимерную молекулу-радикал. Освободившийся атом водорода затем отрывает другой атом водорода от близлежащей полимерной молекулы, так что в результате образуются газообразный водород и вторая полимерная молекула-радикал. Затем оба радикала реагируют и образуют С—С-связь. «Поперечносшитый» полиэтилен нашел целый ряд применений; его используют, например, для изоляции проводов и для кабель-

ного покрытия. Радиационное облучение применяют также в текстильной промышленности для получения изделий с улучшенными свойствами по отношению к усадке и водоотталкиванию.

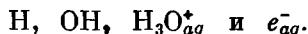
Возможно, этот метод найдет одно из наиболее важных применений в качестве эффективного способа утилизации отходов производства. Для этого заключения имеются следующие основания. При облучении смеси бетона с полимером получают материал, который намного превосходит обычный бетон по износостойчивости. Подобным образом можно обрабатывать смеси бетона с некоторыми промышленными отходами (ненужные битые бутыли,



Фиг. 19.16. «Спивание» полимерных цепей под действием излучения.

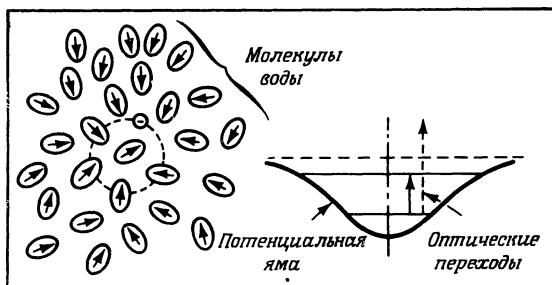
твердые отбросы и т. п.). Это позволит снизить уровень загрязнения окружающей среды и в то же время даст превосходный строительный материал. Лучшими источниками облучения во всех технологических процессах, связанных с облучением радиацией, являются мощные электронные ускорители. Интересно отметить, что здесь мы имеем еще одну область, в которой смыкаются фундаментальные и прикладные исследования. Создание большого линейного протонного ускорителя в Лос-Аламосе позволило значительно усовершенствовать низкоэнергетические электронные линейные ускорители, которые все шире применяются в медицине и промышленности.

Импульсный радиолиз [56] является одним из сравнительно новых методов, позволяющих проводить весьма тонкие исследования кинетики и механизмов реакций в химии и биохимии. Короткий (от нс до мкс) и очень мощный импульс ионизующего излучения, обычно электронов, направляется на исследуемый образец. Возникающие при этом процессы весьма сложны, однако основные особенности их поняты достаточно хорошо. Например, в воде примерно через 10^{-11} с основными продуктами радиолиза являются



Все эти частицы могут вступать в дальнейшие реакции, однако особый интерес представляет гидратированный электрон e_{aq}^- [57, 58], потому что он — простейший отрицательно заряженный ион, присутствующий в воде и обла-

дающий высокой реакционной способностью. Он имеет стандартный потенциал 2,7 В и, таким образом, является агентом с самой высокой реакционной способностью, которая только известна. Однако что представляет собой гидратированный электрон? Его строение мы объясним с помощью фиг. 19. 17. Свободный электрон, движущийся гораздо быстрее, чем более тяжелые молекулы воды, поляризует их, как бы «выкапывая» себе тем самым потенциальную яму. Затем он движется с этой ямой, увлекая за собой молекулы воды. Его боровский радиус равен примерно 3 Å, а спектр поглощения обладает максимумом при 700 нм. Поскольку гидратированный электрон e_{aq}^-



Фиг. 19.17. Гидратированный электрон поляризует молекулы воды и движется вместе со своей ямой. Справа показаны энергетические уровни гидратированного электрона.

обладает столь высокой реакционной способностью, его можно использовать для инициирования большого числа различных химических реакций. Можно сделать вывод, что применение гидратированных электронов, полученных в результате импульсного радиолиза, позволит проводить исследования химической кинетики на временных интервалах порядка нс. Таким образом, установка, использовавшаяся прежде лишь в ядерной физике, а именно импульсный электронный ускоритель, позволяет изучать быстрые химические реакции с помощью замечательного агента — гидратированного электрона.

§ 6. ЛИТЕРАТУРА

Библиография книг и обзоров по ядерной химии с их краткой характеристикой, в которой особое внимание уделяется вопросам радиационной химии, приведена в статье [59]. В книгах [60—61] изложено много материала, касающегося ядерной химии и радиационной химии. В дополнение к ссылкам, приведенным в тексте, дальнейшие сведения читатель может получить по следующим книгам и обзорам.

Получение новых элементов. Мы рекомендуем читателю познакомиться с замечательными работами Сиборга [62—63].

Структуры химических молекул. Сверхтонким взаимодействиям посвящена книга под редакцией Фримана и Франкля [64]. По ЯМР появляется более 500 публикаций в месяц, и, кроме того, каждый год выходит новая книга. С современным состоянием этой области можно познакомиться по периодическим изданиям: *Advances in Magnetic Resonance*, *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, *Annual Review of NMR Spectroscopy*. Библиография работ до 1962 г. по эффекту Мессбауэра дана в статье [65]. Эта библиография с рядом оригинальных статей перепечатана в книге [66]. Быстро войти в круг вопросов, связанных с эффектом Мессбауэра, читателю помогут небольшая книга Вертгейна [67] и книга под редакцией Мэя [68]. Исчерпывающий обзор приложений эффекта Мессбауэра, в частности к химии, дан в книге под редакцией Гольданского и Гербера [69] и в книге Гринвуда и Гибба [70]. Много интересных статей появляется в периодическом издании [71]. Ежегодные обзоры литературы по эффекту Мессбауэра публикуются в [72].

Цитированная литература

1. Perrier C., Segrè E., Journ. Chem. Phys., 5, 715 (1937).
2. McMillan E. M., Abelson P. H., Phys. Rev., 57, 1185 (1940).
3. Ghiorso A., в книге: *Adventures in Experimental Physics*, Beta, 1972, ch. 11.
4. Deutsch M., Phys. Rev., 82, 455 (1951).
5. Deutsch M., Phys. Rev., 83, 866 (1951).
6. Hughes V. W., Ann. Rev. Nucl. Sci., 16, 445 (1966).
7. Backenstoss G., Ann. Rev. Nucl. Sci., 20, 467 (1970).
8. Гольданский Б. И., At. Energy Rev., 6, 3 (1968).
9. Wu C. S., Wilets L., Ann. Rev. Nucl. Sci., 19, 527 (1969).
10. Burhop E. H. S., High Energy Phys., 3 (1969).
11. Гольданский Б. И., Фурсов В. Г., Ann. Rev. Phys. Chem., 22, 209 (1971).
12. Thompson S. G., Tsang C. F., Science, 178, 1047 (1972).
13. Nix J. R., Phys. Today, 25, 30 (April 1972).
14. Nix J. R., Ann. Rev. Nucl. Sci., 22, 65 (1972).
15. Флеров Г. Н., Дручин В. А., Плещеев А. А., Soviet Phys. Ups., 13, 24 (1970).
16. Mottelson B. R., Nilsson S. G., Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd., 1, No. 8 (1959).
17. Myers W. D., Swiatecki W. J., Nucl. Phys., 81, 1 (1966).
18. Собижевский А., Гареев Ф. А., Калинкин Б. Н., Phys. Lett., 22, 500 (1966).
19. Nilsson S. G. et al., Nucl. Phys., A131, 1 (1969).
20. Струтинский В. М., Sov. Journ. Nucl. Phys., 3, 449 (1966).
21. Струтинский В. М., Nucl. Phys., A95, 420 (1967).
22. Струтинский В. М., Nucl. Phys., A122, 1 (1968).
23. Brack M. et al., Rev Mod. Phys., 44, 320 (1972).
24. Fricke B., Waber J. T., Actinides Rev., 1, 433 (1971).
25. Mass Spectrometry, Techniques and Applications, ed. G.W.A. Milne, Wiley-Interscience, New York, 1971.

26. *Nier A. O. C.*, Amer. Sci., **54**, 59 (1966).
27. Advances in Mass Spectrometry, ed. A. Quayle, Elsevier, Amsterdam, 1971.
28. *Sayre E. V.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., **13**, 145 (1963).
29. *Kruger P.*, Principles of Activation Analysis, Wiley, New York, 1971.
30. *Rakovic M.*, Neutron Activation Analysis, CRC, Cleveland, 1970.
31. Advances in Activation Analysis, eds. J. M. A. Lenihan, S. J. Thomson, V. P. Quinn, Acad. Press, New York, 1972.
32. *Соколов А. А.*, *Тернов И. М.*, Synchrotron Radiation, Akademie, Berlin, 1968.
33. *Godwin R. P.*, Springer Tracts Mod. Phys., **51**, 1 (1969).
34. *Codling R.*, Rep. Progr. Phys., **36**, 541 (1973).
35. *Rosenbaum G.*, *Holmes K. C.*, *Witz J.*, Nature, **230**, 434 (1971).
36. *Slichter C. P.*, Principles of Magnetic Resonance, Harper and Row, New York, 1963.
37. *Carrington A.*, *McLachlan A. D.*, Introduction to Magnetic Resonance, Harper and Row, New York, 1967.
38. *Herber R. H.*, Sci. Amer., **225**, 86 (October 1971).
39. *Mössbauer R. L.*, Zs. Phys., **151**, 124 (1958).
40. *Mössbauer R. L.*, Naturwiss., **45**, 538 (1958).
41. *Debrunner P. G.*, *Frauenfelder H.*, An Introduction to Mössbauer Spectroscopy, ed. L. May, Plenum, New York, 1971.
42. *Münck E.*, *Debrunner P. G.*, *Tsibris J. C. M.*, *Gunsalus I. C.*, Biochem., **11**, 855 (1972).
43. *Danon J.*, Mössbauer Spectroscopy and Its Applications, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1972.
44. *Hollander J. M.*, *Shirley D. A.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., **20**, 435 (1970).
45. *Hägström S. B. M.*, *Nordling C.*, *Siegbahn K.*, Zs. Phys., **178**, 439 (1964).
46. *Siegbahn K.*, *Hammond D.*, *Fellner-Feldegg H.*, *Barnett E. F.*, Science, **176**, 245 (1972).
47. *Siegbahn K.*, в книге: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, ed. K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam, 1965.
48. *Siegbahn K.* et al., ESCA — Atomic, Molecular and Solid State Structure Studied by Means of Electron Spectroscopy, Nova Acta Regiae Societatis Scientiarum Upsaliensis Ser. IV, Vol. 20, Almqvist and Wiksell, Uppsala, 1967.
49. *Siegbahn K.*, Endeavour, **32**, No. 116, 51 (1973).
50. *Glassstone S.*, Sourcebook on Atomic Energy, Van Nostrand Rinehold, New York, 1967, p. 666.
51. *Ghiorso A.*, *Harvey B. G.*, *Choppin G. R.*, *Thompson S. G.*, *Seaborg G. T.*, Phys. Rev., **98**, 1518 (1955).
52. Handbook of Radioactive Nuclides, ed. Y. Wang, Chemical Rubber Co., Cleveland, 1969.
53. *Stannett V. T.*, *Stahel E. P.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., **21**, 397 (1971).
54. *Fowler F. E.*, Isotopes Radiation Technol., **9**, 253 (1972).
55. *Chapiro A.*, Radiation Chemistry of Polymeric Systems, Wiley-Interscience, New York, 1962.
56. *Matheson M. S.*, *Dorfman L. M.*, Pulse Radiolysis, MIT Press, Cambridge, Mass., 1969.
57. *Hart E. J.*, Accounts Chem. Res., **2**, 161 (1969).
58. *Hart E. J.*, *Anbar M.*, The Hydrated Electron, Wiley-Interscience, New York, 1970.
59. Source Material for Radiochemistry, Nuclear Science Series Report, Number 42, National Academy of Sciences, Washington, D.C., 1970.
60. *Friedlander G.*, *Kennedy J. W.*, *Miller J. M.*, Nuclear and Radiochemistry, 2nd ed., Wiley, New York, 1964.
61. *Haissinsky M.*, Nuclear Chemistry and its Applications, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1964.
62. *Seaborg G. T.*, Man-Made Transuranium Elements, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1963.
63. *Seaborg G. T.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., **18**, 53 (1968).
64. Hyperfine Interactions, eds. A. J. Freeman, R. B. Frankel, Acad. Press, New York, 1967.

65. Wertheim G. K., Resource Letter ME-1 on the Mössbauer Effect, Amer. Journ. Phys., 31, 1 (1963).
66. Mössbauer Effect, American Institute of Physics, New York.
67. Wertheim G. K., Mössbauer Effect, Principles and Applications, Acad. Press, New York, 1964.
68. An Introduction to the Mössbauer Effect, ed. L. May, Plenum, New York, 1971.
69. Chemical Applications of Mössbauer Spectroscopy, eds. В. И. Гольданский, R. H. Herber, Acad. Press, New York, 1968.
70. Greenwood N. N., Gibb T. C., Mössbauer Spectroscopy, Chapman and Hall, London, 1971.
71. Mössbauer Effect Methodology, ed. I. J. Gruverman, Plenum, New York.
72. Mössbauer Effect Data Index, eds. J. G. Stevens, V. E. Stevens, Plenum, New York, 1972.

ЧАСТЬ

VIII

ПРИЛОЖЕНИЯ

Таблица П.1. Наиболее часто используемые физические константы.

Таблица П.2. Более полный перечень констант.

Таблица П.3. Свойства стабильных частиц.

Таблица П.4. Стабильные и нестабильные мезоны.

Таблица П.5. Стабильные и нестабильные барионы.

Таблица П.6. Свойства ядер.

Таблица П.7. Сводный указатель компилятивных изданий по экспериментальным данным о ядерных уровнях для ядер с разными значениями A .

Таблица П.8. Сферические гармоники.

Таблица П.1

Наиболее часто используемые физические константы

Константы даются здесь с точностью до четырех знаков, достаточной для расчетов с помощью логарифмической линейки. Более точные значения см. в табл. П. 2.

| | | |
|-----------------------------|-----------------|-------------------------------------|
| Скорость света | c | $2,998 \cdot 10^{23}$ фм/с |
| Дираковское \hbar | \hbar | $6,58 \cdot 10^{-22}$ МэВ·с |
| | $\hbar c$ | 197,3 МэВ·фм |
| Постоянная Больцмана | k | $8,62 \cdot 10^{-11}$ МэВ/К |
| Постоянная тонкой структуры | $e^2/\hbar c$ | 1/137,0 |
| «Электронный радиус» | $e^2/m_e c^2$ | 2,818 фм |
| Комптоновская длина волны | | |
| электрона | $\hbar/m_e c$ | 386 фм |
| пиона | $\hbar/m_\pi c$ | $1,414$ фм ($\approx \sqrt{2}$ фм) |
| протона | $\hbar/m_p c$ | 0,210 фм |
| Ядерный магнетон | $e\hbar/2m_p c$ | $3,153 \cdot 10^{-18}$ МэВ/Гс |
| Масса | | |
| электрона | m_e | 0,511 МэВ/ c^2 |
| нейтрального пиона | m_π^0 | 135,0 МэВ/ c^2 |
| заряженного пиона | m_π^\pm | 139,6 МэВ/ c^2 |
| протона | m_p | 938,3 МэВ/ c^2 |

Таблица П.2¹⁾

Более полный перечень констант

Из обзора Review of Particle Properties [Rev. Mod. Phys., 48, № 2, part II (1976)].

ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ

| | |
|-------|---|
| N | $= 6,0220943 (63) \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$ (на основании $A_{C^{12}} = 12$) |
| c | $= 2,99792458 (1,2) \cdot 10^{10}$ см/с |
| e | $= 4,803242 (14) \cdot 10^{-10}$ СГСЕ $= 1,6021892 (46) \cdot 10^{-19}$ кулон |
| 1 МэВ | $= 1,6021892 (46) \cdot 10^{-6}$ эрг |

¹⁾ Таблица составлена С. Бродским на основе значений фундаментальных физических констант, рекомендуемых Коеном и Тейлором [Cohen E. R., Taylor B. N., Journ. Phys. Chem. Ref. Data, 2, 663 (1973)]. Использованы последние значения для N , a , μ яд, $\mu_{\text{Бор}}$, R_∞ [см. Taylor B. N., Cohen E. R., Proceedings of Fifth Inter. Conf. on Atom Masses und Fundamental Constants (AMCO — 5), Paris, 1975]. Числа в скобках соответствуют неопределенности в последних цифрах основного числа, равной стандартному отклонению. [В приводимую таблицу внесены исправления, опубликованные в журнале Phys. Lett., 68B, № 1 (april, 1977). — Прим. ред.]

Продолжение табл. П.2

| | |
|--------------------------------------|---|
| $\hbar = h/2\pi$ | $= 6,582173 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ}\cdot\text{с} = 1,0545887 \cdot 10^{-27} \text{ эрг. с}$ |
| $\hbar c$ | $= 1,9732858 \cdot 10^{-11} \text{ МэВ}\cdot\text{см} = 197,32858 \text{ (51) МэВ}\cdot\text{ферми}$ |
| α | $= 0,6240078 \cdot 10^{-2} \text{ ГэВ}\cdot\text{мб}^{1/2}$ |
| | $= e^2/\hbar c = 1/137,035982 \text{ (30)}$ |
| $k_{\text{Больцман}}$ | $= 1,380662 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К} = 8,61735 \cdot 10^{-11} \text{ МэВ/К} = 1 \text{ эВ}/11604,50 \text{ (36) К}$ |
| m_e | $= 0,5110034 \cdot 10^{-30} \text{ кг} = 9,109534 \cdot 10^{-31} \text{ МэВ}$ |
| m_p | $= 938,2796 \cdot 10^{-30} \text{ кг} = 1836,15152 \cdot 10^{-31} \text{ МэВ} \quad m_e = 6,72270 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \quad m_{\pi^\pm} = 1,007276470 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \quad (1 \text{ а.е.м.} = (1/12) m_{\text{Cl}} = 931,5016 \cdot 10^{-31} \text{ кг})$ |
| m_d | $= 1875,628 \cdot 10^{-31} \text{ кг} = 1875,628 \text{ (5) МэВ}$ |
| r_e | $= e^2/m_e c^2 = 2,8179380 \cdot 10^{-18} \text{ см} \quad (1 \text{ ферми} = 10^{-18} \text{ см})$ |
| λ_e | $= \hbar/m_e c = r_e \alpha^{-1} = 3,8615905 \cdot 10^{-11} \text{ см}$ |
| a_∞ Бор | $= \hbar^2/m_e e^2 = r_e \alpha^{-2} = 0,52917706 \cdot 10^{-8} \text{ см} \quad (1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ см})$ |
| $\sigma_{\text{Томсон}}$ | $= \left(\frac{8}{3}\right) \pi r_e^2 = 0,6652448 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 = 0,6652448 \text{ (33) барн}$ |
| $\mu_{\text{Бор}}$ | $= e\hbar/2m_e c = 0,57883785 \cdot 10^{-14} \text{ МэВ/Гс}$ |
| $\mu_{\text{ядерный}}$ | $= e\hbar/2m_p c = 3,1524515 \cdot 10^{-18} \text{ МэВ/Гс}$ |
| $\frac{1}{2}\omega_e^e$ циклотронная | $= e/2m_e c = 8,794023 \cdot 10^8 \text{ рад/(с·Гс)}$ |
| $\frac{1}{2}\omega_p^p$ циклотронная | $= e/2m_p c = 4,789378 \cdot 10^3 \text{ рад/(с·Гс)}$ |

Водородоподобный атом (нерелятивистский, μ — приведенная масса):

$$\left(\frac{v}{c}\right)_{\text{ср. кв.}} = \frac{Ze^2}{n\hbar c}; \quad E_n = \frac{\mu}{2} v^2 = \frac{\mu Z^2 e^4}{2(n\hbar)^2}; \quad a_n = \frac{n^2 \hbar^2}{\mu Z e^2}.$$

$$R_\infty = m_e e^4 / 2\hbar^2 = m_e c^2 \alpha^2 / 2 = 13,605804 \text{ (36) эВ (Ридберг)}$$

$pc = 0,3 \text{ Нр}$ (МэВ, кГс, см); 0,3 (что равно 10^{-11} с) возникает из-за того, что 300 вольт = 1 ставольту.

| | |
|-----------------------------|---|
| 1 год (сидерический) | $= 365,256 \text{ дней} = 3,1558 \cdot 10^7 \text{ с} (\approx \pi \cdot 10^7 \text{ с})$ |
| Плотность сухого воздуха | $= 1,205 \text{ мг см}^{-3}$ (при 20°C , 760 мм) |
| Ускорение силы тяжести | $= 980,62 \text{ см}\cdot\text{с}^{-2}$ (уровень моря, 45°) |
| Гравитационная постоянная | $= 6,6732 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$ |
| 1 калория (термохимическая) | $= 4,184 \text{ Дж}$ |
| 1 атм | $= 1033,2275 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ |
| 1 эВ на частицу | $= 11604,50 \text{ (36) К}$ (из $E = kT$) |

ЧИСЛОВЫЕ КОНСТАНТЫ

| | | |
|---------------------|---|--------------------------|
| $\pi = 3,1415927$ | $1 \text{ рад} = 57,2957795 \text{ град}$ | $\sqrt{\pi} = 1,7724539$ |
| $e = 2,7182818$ | $1/e = 0,3678794$ | $\sqrt{2} = 1,4142136$ |
| $\ln 2 = 0,6931472$ | $\ln 10 = 2,3025851$ | $\sqrt{3} = 1,7320508$ |
| $\lg 2 = 0,3010300$ | $\lg e = 0,4342945$ | $\sqrt{10} = 3,1622777$ |

Таблица П.3

Свойства стабильных частиц

Из обзора Review of Particle Properties [Rev. Mod. Phys., 48, № 2, part II (1976)].
 Курсивом набраны числа, изменившиеся с апреля 1974 г. более чем на одно (старое)
 стандартное отклонение. [В приводимую таблицу внесены исправления, опубликованные в журнале
 Phys. Lett., 68B, № 1 (April, 1977). — Прим. ред.]

| Частица | $I^G(J^P)Cn$ | Масса, МэВ | Время жизни, с ст, см | Моды распада | | |
|-----------|---|---|---|--|---|------------------------------------|
| | | | | Мода | Относительная вероятность ^a | p_{\max} , МэВ/с ^b |
| γ | $0,1(1^-)-0(<7 \cdot 10^{-22})$ | | Стабильная | Стабильная | | |
| ν | $J = \frac{1}{2}$ $v_e: 0 (< 0,00006)$ $v_\mu: 0 (< 0,65)$ | | Стабильная | Стабильная | | |
| e | $J = \frac{1}{2}$ $0,5110034$ $\pm 0,0000014$ | | Стабильная ($> 5 \cdot 10^{21}$ лет) | Стабильная | | |
| μ | $J = \frac{1}{2}$ $105,65948$ $\pm 0,00035$ $m^2 = 0,01116$ $m_\mu - m_{\pi^\pm} =$ $= -33,909$ $\pm 0,006$ | $2,197134 \cdot 10^{-6}$ $\pm 0,000077$ $c\tau = 6,5868 \cdot 10^4$ $3e$ $e\gamma$ $e^+ \bar{v}_e v_\mu$ | $e\bar{v}\bar{v}$ $e\gamma\gamma$ $e\tau$ $3e$ $e\gamma$ $e^+ \bar{v}_e v_\mu$ | 100% $(< 4) \cdot 10^{-6}$ $(< 6) \cdot 10^{-9}$ $(< 2,2) \cdot 10^{-8}$ $(< 25) \%$ | | 53 53 53 53 53 |
| π^\pm | $1^- (0^-)$ $139,5688$ $\pm 0,0064$ $m^2 = 0,0195$ $(\tau^+ - \tau^-)/\bar{\tau} =$ $(0,05 \pm 0,07) \%$ $(\text{проверка } CPT)$ | $2,6030 \cdot 10^{-8}$ $\pm 0,0023$ $c\tau = 780,4$ $\pi^0 e v$ $e v \gamma$ $e v e v$ $e v \gamma$ $e v e + e^-$ | $\mu\nu$ $e\nu$ $\mu\nu\gamma$ $\pi^0 e v$ $(1,02 \pm 0,07) \cdot 10^{-8}$ $B(3,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ $(< 3,4) \cdot 10^{-8}$ | 100 % $(1,267 \pm 0,023) \cdot 10^{-4}$ $B(1,24 \pm 0,25) \cdot 10^{-4}$ $(1,02 \pm 0,07) \cdot 10^{-8}$ $B(3,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ $(< 3,4) \cdot 10^{-8}$ | | 30 70 30 5 70 70 |
| π^0 | $1^- (0^-) +$ $134,9645$ $\pm 0,0074$ $m^2 = 0,0182$ $m_{\pi^\pm} - m_{\pi^0} =$ $= 4,6043$ $\pm 0,0037$ | $0,828 \cdot 10^{-6}$ $\pm 0,057 S = 1,8 *$ $c\tau = 2,5 \cdot 10^{-6}$ $e^+ e^- e^+ e^-$ $\gamma\gamma\gamma\gamma$ $e^+ e^-$ | $\gamma\gamma$ $\gamma e^+ e^-$ $\gamma\gamma\gamma$ $\gamma\gamma\gamma\gamma$ | $(98,85 \pm 0,05) \%$ $(1,15 \pm 0,05) \%$ $(< 5) \cdot 10^{-6}$ $B(3,32) \cdot 10^{-5}$ $(< 6) \cdot 10^{-5}$ $(< 2) \cdot 10^{-6}$ | | 67 67 67 67 67 67 |

Продолжение табл. П.3

| Частица | $I^G(J^P)C_n$ | Масса, МэВ Масса ² , (ГэВ) ² | Время жизни, с $c\tau$, см | Моды распада | | |
|---------|---------------------------|---|--|--|---|----------------------------|
| | | | | Мода | Относительная вероятность ^a | p_{\max}^b , МэВ/ c |
| K^\pm | $\frac{1}{2}(0^-)$ | 493,707 | $1,2371 \cdot 10^{-8}$ | $\mu\nu$ | $(63,61 \pm 0,16)\%$ | 236 |
| | | $\pm 0,037$ | $\pm 0,0026$ | $\pi\pi^0$ | $(21,05 \pm 0,14)\%$ | 205 |
| | $m^2 = 0,244$ | $c\tau = 370,9$ | $\pi\pi^-\pi^+$ | $(5,59 \pm 0,03)\%$ | $S = 1,1^*$ | 125 |
| | | $(\tau^+ - \tau^-)/\bar{\tau} =$ $(0,11 \pm 0,09)\%$ | $\pi\pi^0\pi^0$ | $(1,73 \pm 0,05)\%$ | $S = 1,4^*$ | 133 |
| | $(\text{проверка } CPT)$ | $\mu\pi^0\nu$ | $(3,20 \pm 0,09)\%$ | $S = 1,7^*$ | 245 | |
| | | $e\pi^0\nu$ | $(4,82 \pm 0,05)\%$ | $S = 1,1^*$ | 228 | |
| | $S = 1,2^*$ | $\mu\nu\gamma$ | ^b $(5,8 \pm 3,5) \cdot 10^{-3}$ | | 236 | |
| | | $e\pi^0\pi^0\nu$ | $(1,8^{+2,4}_{-0,6}) \cdot 10^{-5}$ | | 207 | |
| | $m_K^\pm - m_K^0 = -3,99$ | $\pi\pi^\mp e^\pm\nu$ | $(3,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}$ | | 203 | |
| | | $\pm 0,13$ | $\pi\pi^\pm e^\mp\nu$ | $(< 5) \cdot 10^{-7}$ | | 203 |
| | $S = 1,1^*$ | $\pi\pi^\mp\mu^\pm\nu$ | $(0,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$ | | 151 | |
| | | $\pi\pi^\pm\mu^\mp\nu$ | $(< 3,0) \cdot 10^{-6}$ | | 151 | |
| | $e\nu$ | | $(1,54 \pm 0,09) \cdot 10^{-5}$ | | 247 | |
| | | | $e\nu\gamma$ | ^b $(1,62 \pm 0,47) \cdot 10^{-5}$ | 247 | |
| | $\pi\pi^0\gamma$ | | $\pi\pi^0\gamma$ | ^b $(2,71 \pm 0,19) \cdot 10^{-4}$ | 205 | |
| | | | $\pi\pi^+\pi^-\gamma$ | ^b $(1,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$ | 125 | |
| | $\mu\pi^0\nu\nu$ | | $\mu\pi^0\nu\nu$ | ^b $(< 6) \cdot 10^{-5}$ | 215 | |
| | | | $e\pi^0\nu\nu$ | ^b $(3,7 \pm 1,4) \cdot 10^{-4}$ | 228 | |
| | $\pi e^+ e^-$ | | $\pi e^+ e^-$ | $(2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-7}$ | 227 | |
| | | | $\pi^\mp e^\pm e^\pm$ | $(< 1,5) \cdot 10^{-5}$ | 227 | |
| | $\pi\mu^+\mu^-$ | | $\pi\mu^+\mu^-$ | $(< 2,4) \cdot 10^{-6}$ | 172 | |
| | | | $\pi\gamma\gamma$ | ^b $(< 3,5) \cdot 10^{-5}$ | 227 | |
| | $\pi\gamma\gamma\gamma$ | | $\pi\gamma\gamma\gamma$ | ^b $(< 3,0) \cdot 10^{-4}$ | 227 | |
| | | | $\pi\nu\nu$ | $(< 0,6) \cdot 10^{-6}$ | 227 | |
| | $\pi\gamma$ | | $\pi\gamma$ | $(< 4) \cdot 10^{-6}$ | 227 | |
| | | | $e\pi^\mp\mu^\pm$ | $(< 2,8) \cdot 10^{-8}$ | 214 | |
| | $e\pi^\pm\mu^\mp$ | | $e\pi^\pm\mu^\mp$ | $(< 1,4) \cdot 10^{-8}$ | 214 | |
| | | | $\mu\nu\nu\nu$ | $(< 6) \cdot 10^{-6}$ | 236 | |
| K^0 | $\frac{1}{2}(0^-)$ | 497,70 | 50% K_S , 50% K_L | | | |
| | | $\pm 0,13$ | | | | |
| K_s^0 | $\frac{1}{2}(0^-)$ | $S = 1,1^*$ | | | | |
| | | $m^2 = 0,248$ | $0,8930 \cdot 10^{-10}$ к | $\pi^+\pi^-$ | $(68,67 \pm 0,25)\%$ | $S = 1,1^*$ |
| | | | $\pm 0,0023$ | $\pi^0\pi^0$ | $(31,33) \%$ | 209 |

Продолжение табл. П.3

| Частица | $I^G(J^P)Cn$ | Масса, МэВ Масса 2 , (ГэВ) 2 | Время жизни, с ст, см | Моды распада | | |
|---------|--|---|---|--------------------------|----------------------------------|---------------------------|
| | | | | Мода | Относительная вероятность a | p_{\max}^r МэВ/с c |
| K_L^0 | $\frac{1}{2}(0^-)$ | $5,181 \cdot 10^{-8}$ $\pm 0,040$ $c\tau = 1553$ $m_{K_L} - m_{K_S} = 0,5349 \cdot 10^{10} \hbar c^{-1}$ $\pm 0,0022$ | $\pi^0\pi^0\pi^0$ $\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi\mu\nu$ $\pi e\nu$ $\pi e\nu\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\pi^0\gamma\gamma$ $\gamma\gamma$ $e\mu$ $\mu^+\mu^-$ $\mu^+\mu^-\gamma$ $\mu^+\mu^-\pi^0$ e^+e^- $e^+e^-\gamma$ $\pi^+\pi^-e^+e^-$ $\pi^0\pi^{\pm}e^{\mp}\nu$ | $\mu^+\mu^-$ | $(< 3,2) \cdot 10^{-7}$ | 225 |
| | | | | e^+e^- | $(< 3,4) \cdot 10^{-4}$ | 249 |
| | | | | $\pi^+\pi^-\gamma$ | $b (2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$ | 206 |
| | | | | $\gamma\gamma$ | $(< 0,4) \cdot 10^{-3}$ | 249 |
| | | | | $\pi^0\pi^0\pi^0$ | $(21,4 \pm 0,7) \%$ | $S=1,2^*$ 139 |
| | | | | $\pi^+\pi^-\pi^0$ | $(12,25 \pm 0,18) \%$ | $S=1,1^*$ 133 |
| | | | | $\pi\mu\nu$ | $(27,4 \pm 0,5) \%$ | 216 |
| | | | | $\pi e\nu$ | $\pi (39,0 \pm 0,5) \%$ | $S=1,1^*$ 229 |
| | | | | $\pi e\nu\gamma$ | $\pi, b (1,3 \pm 0,8) \%$ | 229 |
| | | | | $\pi^+\pi^-\gamma$ | $\kappa (0,201 \pm 0,006) \%$ | 206 |
| η | $0^+(0^-) + 548,8 \pm 0,6$ $S = 1,4^*$ $m^2 = 0,301$ | $e_\Gamma = (0,85 \pm 0,12) \text{ КэВ}$ Распады на нейтральные частицы $(71,0 \pm 0,7) \%$ $S = 1,1^*$ Распады на заряженные частицы $(29,0 \pm 0,7) \%$ $S = 1,1^*$ | $\pi^+\pi^-\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ | $\pi^+\pi^-\gamma$ | $(38,0 \pm 1,0) \%$ | $S=1,2^*$ 274 |
| | | | | $\pi^0\gamma\gamma$ | $\pi (3,1 \pm 1,1) \%$ | $S=1,2^*$ 258 |
| | | | | $3\pi^0$ | $(29,9 \pm 1,1) \%$ | $S=1,1^*$ 180 |
| | | | | $\pi^+\pi^-\pi^0$ | $(23,6 \pm 0,6) \%$ | $S=1,1^*$ 175 |
| | | | | $\pi^+\pi^-\gamma$ | $(4,89 \pm 0,13) \%$ | $S=1,1^*$ 236 |
| | | | | $e^+e^-\gamma$ | $(0,50 \pm 0,12) \%$ | 274 |
| | | | | $\pi^0e^+e^-$ | $(< 0,04) \%$ | 258 |
| | | | | $\pi^+\pi^-$ | $(< 0,15) \%$ | 236 |
| | | | | $\pi^+\pi^-e^+e^-$ | $(0,1 \pm 0,1) \%$ | 236 |
| | | | | $\pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ | $(< 6) \cdot 10^{-4}$ | 175 |
| | | | | $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ | $(< 0,2) \%$ | 236 |
| | | | | $\mu^+\mu^-$ | $(2,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-5}$ | 253 |
| | | | | $\mu^+\mu^-\pi^0$ | $(< 5) \cdot 10^{-4}$ | 211 |

Продолжение табл. II.3

| Частица | $I^G(J^P)C_n$ | Масса, МэВ Масса ² , (ГэВ) ² | Время жизни, с ст, см | Моды распада | | |
|------------|--|--|---|--|--|---|
| | | | | Мода | Относительная вероятность ^a | p или p_{\max} ^b , МэВ/с |
| p | $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2}\right)$ | 938,2796 $\pm 0,0027$ $m^2 = 0,8804$ | Стабильная ($> 2 \cdot 10^{30}$ лет) | | | |
| n | $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2}\right)$ | 939,5731 $\pm 0,0027$ $m^2 = 0,8828$ | 918 ± 14 $c\tau = 2,75 \cdot 10^{13}$ | $pe^{-\nu}$ | 100% | 1 |
| | | $m_p - m_n = -1,29343$ $\pm 0,00004$ | | | | |
| Λ | $0 \left(\frac{1}{2}\right)$ | 1115,60 $\pm 0,05$ $S = 1,2^*$ $m^2 = 1,245$ | $2,578 \cdot 10^{-10}$ $\pm 0,021$ $S = 1,6^*$ $c\tau = 7,73$ | $p\pi^-$ $n\pi^0$ $pe^{-\nu}$ $p\mu^- \nu$ $p\pi^- \gamma$ | $(64,2 \pm 0,5) \%$ $(35, 8) \%$ $(8,13 \pm 0,29) \cdot 10^{-4}$ $(1,57 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}$ $B(0,85 \pm 0,14) \cdot 10^{-3}$ | 100 104 163 131 100 |
| Σ^+ | $1 \left(\frac{1}{2}\right)$ | 1189,37 $\pm 0,06$ $S = 1,8^*$ $m^2 = 1,415$ | $0,800 \cdot 10^{-10}$ $\pm 0,006$ $c\tau = 2,40$ | $p\pi^0$ $n\pi^+$ $p\gamma$ $n\pi^+ \gamma$ $\Lambda e^+ \nu$ | $(51,6 \pm 0,7) \%$ $(48,4) \%$ $(1,24 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$ $S = 1,4^*$ $B(0,93 \pm 0,10) \cdot 10^{-3}$ $(2,02 \pm 0,47) \cdot 10^{-5}$ | 189 185 225 185 71 |
| | | $m_{\Sigma^+} - m_{\Sigma^-} = -7,98$ $\pm 0,08$ $S = 1,2^*$ | $\frac{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow l^+ n\nu)}{\Gamma(\Sigma^- \rightarrow l^- n\nu)} < 0,043$ | $n\mu^+ \nu$ $ne^+ \nu$ $pe^+ e^-$ | $(< 3,0) \cdot 10^{-5}$ $(< 0,5) \cdot 10^{-5}$ $(< 7) \cdot 10^{-6}$ | 202 224 225 |
| Σ^0 | $1 \left(\frac{1}{2}\right)$ | 1192,47 $\pm 0,08$ $m^2 = 1,422$ | $< 1,0 \cdot 10^{-14}$ $c\tau < 3 \cdot 10^{-4}$ | $\Lambda \gamma$ $\Lambda e^+ e^-$ $\Lambda \gamma \gamma$ | 100% $(5,45) \cdot 10^{-3}$ (< 3) % | 74 74 74 |
| Σ^- | $1 \left(\frac{1}{2}\right)$ | 1197,35 $\pm 0,06$ $m^2 = 1,434$ | $1,482 \cdot 10^{-10}$ $\pm 0,017$ $S = 1,5^*$ $c\tau = 4,44$ | $n\pi^-$ $ne^- \nu$ $n\mu^- \nu$ $\Lambda e^- \nu$ $n\pi^- \gamma$ | 100% $(1,08 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}$ $(0,45 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}$ $(0,60 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$ $B(4,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$ | 193 230 210 79 193 |
| | | $m_{\Sigma^0} - m_{\Sigma^-} = -4,88$ $\pm 0,06$ | | | | |
| Ξ^0 | $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2}\right)^e$ | 1314,9 $\pm 0,6$ $m^2 = 1,729$ | $2,96 \cdot 10^{-10}$ $\pm 0,12$ $c\tau = 8,87$ | $\Lambda \pi^0$ $\Lambda \gamma$ $\Sigma^0 \gamma$ $p\pi^-$ $pe^- \nu$ $\Sigma^+ e^- \nu$ | 100% $(0,5 \pm 0,5) \%$ (< 7) % $(< 3,6) \cdot 10^{-5}$ $(< 1,3) \cdot 10^{-3}$ $(< 1,1) \cdot 10^{-3}$ | 135 184 117 299 323 120 |

Продолжение табл. П.3

| Частица | $I^G(J^P)C_n$ | Масса, МэВ Масса ² , (ГэВ) ² | Время жизни, с ст, см | Моды распада | | |
|------------|--|---|------------------------------------|----------------------|---|--|
| | | | | Мода | Относительная вероятность а | $p_{\text{МАКС}}^{\text{б}},$ МэВ/с |
| | | | | $\Sigma^- e^+ \nu$ | (< 0,9) · 10 ⁻³ | 112 |
| | | $m_{\Xi^0} - m_{\Xi^-} = -6,4$ | $\pm 0,6$ | $\Sigma^+ \mu^- \nu$ | (< 1,4) · 10 ⁻³ | 64 |
| | | | | $\Sigma^- \mu^+ \nu$ | (< 0,9) · 10 ⁻³ | 49 |
| | | | | $p \mu^- \nu$ | (< 1,3) · 10 ⁻³ | 309 |
| Ξ^- | $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2}^+ \right)^e$ | 1321,29 | $1,652 \cdot 10^{-10}$ | $\Lambda \pi^-$ | 100% | 139 |
| | | $\pm 0,14$ | $\pm 0,023$ | $\Lambda e^- \nu$ | $\approx (0,69 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$ | 190 |
| | | $m^2 = 1,746$ | $c\tau = 4,95$ | $\Sigma^0 e^- \nu$ | (< 0,5) · 10 ⁻³ | 123 |
| | | | | $\Delta \mu^- \nu$ | $(3,5 \pm 3,5) \cdot 10^{-4}$ | 163 |
| | | | | $\Sigma^0 \mu^- \nu$ | (< 0,8) · 10 ⁻³ | 70 |
| | | | | $p \pi^-$ | (< 1,1) · 10 ⁻³ | 303 |
| | | | | $p e^- \nu$ | (< 3,2) · 10 ⁻³ | 327 |
| | | | | $n \mu^- \nu$ | (< 1,5) % | 313 |
| | | | | $\Sigma^- \gamma$ | (< 1,2) · 10 ⁻³ | 118 |
| | | | | $p \pi^- \pi^-$ | (< 4) · 10 ⁻⁴ | 223 |
| | | | | $p \pi^- e^- \nu$ | (< 4) · 10 ⁻⁴ | 304 |
| | | | | $p \pi^- \mu^- \nu$ | (< 4) · 10 ⁻⁴ | 250 |
| | | | | $\Xi^0 e^- \nu$ | (< 2,3) · 10 ⁻⁴ | 6 |
| Ω^- | $0 \left(\frac{3}{2}^+ \right)^e$ | 1672,2 | $1,3^{+0,3}_{-0,2} \cdot 10^{-10}$ | $\Xi^0 \pi^-$ | Всего наблюдалось | 293 |
| | | $\pm 0,4$ | | $\Xi^- \pi^0$ | | 290 |
| | | $m^2 = 2,796$ | $c\tau = 4,0$ | ΔK^- | | 211 |

ПРИМЕЧАНИЯ К ТАБЛ. П.3

Знакомка (*) означает, что приведенная ошибка включает масштабный множитель $S = \sqrt{x^2/(N-1)}$, где N — число экспериментов. S должно быть ≈ 1 . В случае $S > 1$ мы увеличиваем среднюю ошибку δx путем замены $\delta x \rightarrow S \delta x$. Это условное определение ошибки все же не вполне удовлетворительно, так как если $S \gg 1$, то эксперимент, по-видимому, неверен, и фактическая ошибка, вероятно, больше $S \delta x$. См. сводку данных «Stable Particle Date Card Listing» (SPDCL), опубликованную в журнале Rev. Mod. Phys., 48, № 2, part II (april, 1976).

а. Приведенные верхние пределы отвечают 90% надежности.
б. В распадах на три и большее число частиц $p_{\text{МАКС}}$ — максимальный импульс, который может иметь любая из частиц в конечном состоянии.

в. См. сводку данных SPDCL, где указаны пределы энергии при этом измерении.

г. Теоретическое значение (см. также сводку данных SPDCL).

д. См. замечание в сводке данных SPDCL.

е. p для $\Xi^0 J^P$ для Ω^- еще не измерены. Значения предсказанны на основании SU (3)-симметрии.
ж. Предполагается, что вероятность распада $\Xi^- \rightarrow \Xi^0 e^- \nu$ мала по сравнению с вероятностью распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda e^- \nu$.

з. Это значение выше противоречивого результата Кларка и др. ($< 0,3 \cdot 10^{-6}$). См. также сводку данных SPDCL.

и. Относительная вероятность для прямого излучения равна $(1,56 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}$.

к. Средние $t(K_S^0)$ и $|t_{+-}|$ (соответственно относительная вероятность моды $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и средняя скорость) рассчитаны с помощью усреднения данных, полученных только после 1971 г. Средние по данным до 1971 г. были: $t(K_S^0) = (0,862 \pm 0,006) \cdot 10^{-10}$ с и $|t_{+-}| = (1,95 \pm 0,03) \cdot 10^{-8}$. См. замечания о расхождениях данных по $|t_{+-}|$ и $t(K_S^0)$ в SPDCL.

л. Относительная вероятность моды $K_L^0 \rightarrow \pi e\nu$ включает в себя относительную вероятность радиационной моды $K_L^0 \rightarrow \pi e\nu$.

Дополнение к табл. II.3

Из обзора Review of Particle Properties [Rev. Mod. Phys., 48, № 2, part II (1976)].
[В приводимую таблицу внесены исправления, опубликованные в Phys. Lett., 68B,
№ 1 (april, 1977). — Прим. ред.]

| | | |
|-------|--|--|
| e | $1,001\,159\,6567 \frac{e\hbar}{2m_ec}$ $\pm 0,000\,000\,0035$ | Параметры распада μ^m |
| μ | $1,001\,165\,897 \frac{e\hbar}{2m_\mu c}$ $\pm 0,000\,000\,027$ | $\rho = 0,752 \pm 0,003 \quad \eta = -0,12 \pm 0,21$ $\xi = 0,972 \pm 0,013 \quad \delta = 0,755 \pm 0,009 \quad h = 1,00 \pm 0,13$ $ g_A/g_V = 0,86^{+0,33}_{-0,11} \quad \phi = 180^\circ \pm 15^\circ$ |
| | | |

| $K \pm$ | Мода | Скорость распада, s^{-1} |
|-----------------|-------------------------------|----------------------------|
| $\mu\nu$ | $(51,42 \pm 0,17) \cdot 10^6$ | $S = 1,2^*$ |
| $\pi\pi^0$ | $(17,02 \pm 0,12) \cdot 10^6$ | $S = 1,1^*$ |
| $\pi\pi^+\pi^-$ | $(4,52 \pm 0,02) \cdot 10^6$ | $S = 1,1^*$ |
| $\pi\pi^0\pi^0$ | $(1,40 \pm 0,04) \cdot 10^6$ | $S = 1,4^*$ |
| $\mu\pi^0\nu$ | $(2,58 \pm 0,07) \cdot 10^6$ | $S = 1,7^*$ |
| $e\pi^0\nu$ | $(3,90 \pm 0,04) \cdot 10^6$ | $S = 1,1^*$ |

$$K_S^0 \quad \pi^+\pi^- \quad (0,7689 \pm 0,0035) \cdot 10^{10} \\ \pi^0\pi^0 \quad (0,3509 \pm 0,0030) \cdot 10^{10} \quad S = 1,1^*$$

| | | |
|---------|-----------------------|--|
| K_L^0 | $\pi^0\pi^0\pi^0$ | $(4,13 \pm 0,14) \cdot 10^6 \quad S = 1,2^*$ |
| | $\pi^+\pi^-\pi^0$ | $(2,36 \pm 0,04) \cdot 10^6 \quad S = 1,1^*$ |
| | $\pi\mu\nu$ | $(5,23 \pm 0,10) \cdot 10^6$ |
| | $\pi e\nu$ | $(7,52 \pm 0,11) \cdot 10^6$ |
| | $\pi^+\pi^- \kappa^0$ | $(3,88 \pm 0,11) \cdot 10^4$ |
| | $\pi^0\pi^0$ | $(1,81 \pm 0,37) \cdot 10^4 \quad S = 1,5^*$ |

| η | Мода | Лево-правая асимметрия | Секстантная асимметрия | Квадрантная асимметрия |
|--------|--------------------|------------------------|------------------------|---------------------------|
| | $\pi^+\pi^-\pi^0$ | $(0,12 \pm 0,17) \%$ | $(0,19 \pm 0,16) \%$ | $(-0,17 \pm 0,17) \%$ |
| | $\pi^+\pi^-\gamma$ | $(0,88 \pm 0,40) \%$ | | $\beta = 0,047 \pm 0,062$ |

| |
|---|
| Правило $\Delta I = \frac{1}{2}$ для $K \rightarrow 3\pi^{\pm}$ |
| $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^- \quad g = -0,214 \pm 0,005 \quad S = 1,7^*$ |
| $K^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+ \quad g = -0,214 \pm 0,007 \quad S = 2,7^*$ |
| $K^\pm \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^\pm \quad g = 0,550 \pm 0,020 \quad S = 1,6^*$ |
| $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad g = 0,646 \pm 0,014 \quad S = 2,5^*$ |

| |
|---|
| Формфакторы для K_{l_3} распадов (значения ξ , λ_+^μ и λ_0^μ см. в SPDCL) |
| $K_{e3}^+ \lambda_+^e = 0,029 \pm 0,004 \quad K_{e3}^0 \lambda_+^e = 0,0288 \pm 0,0028 \quad S = 1,4^*$ |

| |
|--|
| Параметры нарушения $CP^{\pi, 0, \kappa}$ |
| $ \eta_{+-} = (2,272 \pm 0,023) \cdot 10^{-3} \quad \phi_{+-} = (45,0 \pm 1,2)^\circ$ |
| $ \eta_{00} = (2,32 \pm 0,09) \cdot 10^{-3} \quad \phi_{00} = (48 \pm 13)^\circ$ |
| $S = 1,1^*$ |
| $ \eta_{+-} ^2 < 0,12 \quad \eta_{00} ^2 < 0,28$ |
| $\delta = (0,330 \pm 0,012) \cdot 10^{-2}$ |

| |
|---|
| $\Delta S = -\Delta Q$ |
| $Re x = 0,008 \pm 0,020 \quad S = 1,4^*$ |
| $Im x = -0,003 \pm 0,027 \quad S = 1,2^*$ |

Продолжение дополнения к табл. П.3

| Магнитный момент ($e\hbar/2m_pc$) | Параметры распада ρ | | | | | |
|--|--------------------------------|---|--|---------------------------------|--|---|
| | Измеренные | | Вычисленные | | g_A/g_V | g_V/g_A |
| | α | ϕ , град | γ | Δ , град | | |
| p | $2,7928456$ $\pm 0,0000011$ | | | | | |
| n | $-1,913148$ $\pm 0,0000066$ | $re^{-\nu}$ | | | $-1,250 \pm 0,009$ $\delta = (181,1 \pm 1,3)^\circ$ | |
| Λ | $-0,67$ $\pm 0,06$ | $p\pi^-$ $n\pi^0$ $pe^{-\nu}$ | $0,647 \pm 0,013$ $0,651 \pm 0,045$ | $(-6,5 \pm 3,5)$ | $0,76$ $(0,76 \begin{array}{l} +4,0 \\ -4,1 \end{array})$ | |
| | | | | | $-0,66 \pm 0,05$ | $S = 1,2^*$ |
| Σ^+ | $2,62$ $\pm 0,41$ | $p\pi^0$ $n\pi^+$ $p\gamma$ | $-0,979 \pm 0,016$ $0,066 \pm 0,016$ $-1,03 \begin{array}{l} +0,52 \\ -0,42 \end{array}$ | (36 ± 34) (167 ± 20) | $0,17$ $-0,97$ $S = 1,1^*$ | (187 ± 6) $(-73 \begin{array}{l} +136 \\ -10 \end{array})$ |
| Σ^- | $-1,48$ $\pm 0,37$ | $n\pi^-$ $ne^{-\nu}$ $\Lambda e^{-\nu}$ | $-0,069 \pm 0,008$ | (10 ± 15) | $0,98$ | $(249 \begin{array}{l} +12 \\ -115 \end{array})$ $\pm (0,435 \pm 0,035)$ $0,24 \pm 0,23$ $S = 1,3^*$ |
| Ξ^0 | | $\Lambda\pi^0$ | $-0,44 \pm 0,08$ | (21 ± 12) | $0,84$ | $(216 \begin{array}{l} +13 \\ -19 \end{array})$ |
| | | | | | | $S = 1,3^*$ |
| Ξ^- | $-1,85$ $\pm 0,75$ | $\Lambda\pi^-$ | $-0,392 \pm 0,021$ | (2 ± 6) $S = 1,1^*$ | $0,92$ | (185 ± 13) |
| Ω^- | | ΛK^- | $-0,66 \begin{array}{l} +0,36 \\ -0,30 \end{array}$ | | | |

ПРИМЕЧАНИЯ К ДОПОЛНЕНИЮ К ТАБЛ. П.3

Звездочка (*) означает, что приведенная ошибка включает масштабный множитель S . См. примечание к основной таблице приложения П. 3.
м. $|g_A/g_V|$ определяется формулами:

$$g_A^2 = |C_A|^2 + |C'_A|^2,$$

$$g_V^2 = |C_V|^2 + |C'_V|^2$$

и

$$\Sigma \bar{e} |\Gamma_i| \mu \bar{\nu} |\Gamma_i (C_i + C'_i \gamma_5) | \nu \rangle;$$

Продолжение примечаний к дополнению к табл. П.3

Угол ϕ определяется соотношением:

$$\cos \phi = -\operatorname{Re} (C_A^* C_V' + C_A' C_V^*) / g_A g_V$$

(дальнейшие подробности см. в сводке данных SPDCL, раздел VI A).

н. Параметр наклона диаграммы Далица определяется следующим образом:

$$|M|^2 = 1 + g \left(\frac{S_1 - S_0}{m_\pi^2} \right)$$

(подробности см. в сводке данных SPDCL, раздел VI B.1).

о. Скорости распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $K_L^0 \rightarrow \pi \pi$ (и относительные вероятности) получены из независимых подроночных процедур; в них не учтены результаты по интерференционным экспериментам $K_L^0 - K_S^0$. Значения для $|\eta_{+-}|$ и $|\eta_{00}|$, приведенные в дополнении к табл. П.3, получены из указанных в табл. П.3 скоростей с учетом результатов по $|\eta_{+-}|$ и $|\eta_{00}|$, полученных в интерференционных экспериментах.

п. Параметры, характеризующие нарушение СР-инвариантности, определяются соотношениями (см. сводку данных SPDCL, раздел VI B.3)

$$\eta_{+-} = |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)};$$

$$\eta_{00} = |\eta_{00}| e^{i\phi_{00}} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)};$$

$$\delta = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow l^+) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow l^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow l^+) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow l^-)};$$

$$|\eta_{+-0}|^2 = \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)};$$

$$|\eta_{000}|^2 = \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0)}.$$

р. Эти величины определяются следующим образом (см. сводку данных SPDCL, раздел VI B.2):

$$\alpha = \frac{2 |s| |p| \cos \Delta}{|s|^2 + |p|^2},$$

$$\beta = \frac{-2 |s| |p| \sin \Delta}{|s|^2 + |p|^2},$$

$$\beta = \sqrt{1 - \alpha^2} \sin \phi,$$

$$\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2} \cos \phi,$$

g_A/g_V определяется через

$$\langle B_f | \gamma_\lambda (g_V - g_A \gamma_5) | B_i \rangle;$$

δ определяется соотношением:

$$g_A/g_V = |g_A/g_V| e^{i\delta}.$$

Таблица П.4

Стабильные и нестабильные мезоны

Из обзора Review of Particle Properties [Rev. Mod. Phys., 48, № 2, part II (1976)].

[В приводимую таблицу внесены исправления, опубликованные в журнале Phys. Lett., 68B, № 1 (april, 1977). — Прим. ред.]

Продолжение табл. П.4

| Название | $I^G(J^P) C_n$ | | | Моды распада | | | | |
|---------------|--------------------------------|------------------|-----------------|--|------------------------------|--|------------------------------|--|
| | I | 0 | 1 | (подчеркнуты надежно установленные значения) | | Мода | Относительная вероятность, % | |
| G | ω/ϕ | π | | Масса M , МэВ | Полная ширина Γ , МэВ | $M^2 \pm \Gamma M/a$ (ГэВ) ² | | |
| - | | | | | | | | |
| + | η | ρ | | | | | | |
| $\delta(970)$ | <u>$1^-(0^+)$</u> + | 976 [•] | 50 [•] | 0,953 | $\eta\pi$ | Наблюдается | 315 | |
| | | ± 10 p | ± 20 p | $\pm 0,049$ | | | | |

Возможно, имеется связь с системой $I=1$ $K\bar{K}^0$.

| | | | | | | | |
|------------|--------------------------------|-------------------------|-----------------|-------------|------------|---------------|-----|
| $S^*(993)$ | <u>$0^+(0^+)$</u> + | ~ 993 ^в | 40 ^в | 0,986 | $K\bar{K}$ | Вблизи порога | 53 |
| | | ± 5 | ± 8 | $\pm 0,040$ | $\pi\pi$ | | 476 |

См. замечание по поводу $\pi\pi S$ -волны ⁰.

| | | | | | | | | |
|--------------|--------------------------------|-----------|-----------|-------------|--|-------------------|-------------|-----|
| $\phi(1020)$ | <u>$0^-(1^-)$</u> — | 1019,7 | 4,4 | 1,040 | K^+K^- | $46,6 \pm 2,3$ | $S = 1,6^*$ | 128 |
| | | $\pm 0,3$ | $\pm 0,2$ | $\pm 0,004$ | $K_L K_S$ | $35,0 \pm 2,0$ | $S = 1,6^*$ | 111 |
| | $S = 1,6^*$ | | | | $\pi^+\pi^-\pi^0$ (включая $\rho\pi$) | $16,4 \pm 1,5$ | $S = 1,1^*$ | 462 |
| | | | | | $\eta\gamma$ | $2,0 \pm 0,4$ | | 362 |
| | | | | | $\pi^0\gamma$ | $0,14 \pm 0,05$ | | 501 |
| | | | | | e^+e^- | $0,032 \pm 0,002$ | $S = 1,4^*$ | 510 |
| | | | | | $\mu^+\mu^-$ | $0,025 \pm 0,003$ | | 499 |

Относительно верхних пределов
других мод см. примечание ^и

| | | | | | | | |
|-------------|--------------------------------|-------------|------------|------------|-----------|------------|-----|
| $A_1(1100)$ | <u>$1^-(1^+)$</u> + | ~ 1100 | ~ 300 | 1,21 | $\rho\pi$ | ~ 100 | 251 |
| | | | | $\pm 0,33$ | | | |

Наблюдается широкий максимум в $J^P=1^+$ $\rho\pi$ парциальной волне;
неустановленный резонанс.⁰

| | | | | | | | |
|---------------------|--------------------------------|--------------------|------------|--|----------|--|--|
| $\varepsilon(1200)$ | <u>$0^+(0^+)$</u> + | от 1100 до 1300 | ~ 600 | | $\pi\pi$ | | |
| | | | | | | | |

Существование полюса не установлено. См. примечание относительно $\pi\pi S$ -волны ⁰.

Продолжение табл. П.4

| Название | $I^G(J^P) C_n$ | | | Моды распада | | | | | | |
|--------------|---|------------|------------|--|---------------------------------|---|---|------------------------------------|------|------------------------------|
| | I | 0 | 1 | (подчеркнуты надежно установленные значения) | | Масса M , МэВ | Полная ширина Γ , МэВ | $M^2 \pm GM^a$ $(\text{ГэВ})^2$ | Мода | Относительная вероятность, % |
| G | ω/ϕ | π | | | | | | | | |
| - | | | | | | | | | | |
| + | η | ρ | | | | | | | | |
| $B (1235)$ | <u>$1^+ (1^+) -$</u> | 1228 | 125 | 1,51 | | ωλ | Наблюдается только одна мода | | 345 | |
| | | ± 10 p | ± 10 p | $\pm 0,15$ | | | [D/S -отношение амплитуд $= 0,25 \pm 0,06$] | | | |
| | | | | | | | Относительно верхних пределов других мод см. примечание ^k | | | |
| $f (1270)$ | <u>$0^+ (2^+) +$</u> | 1271 | 180 | 1,62 | ππ | 81 ± 1 p | | 620 | | |
| | | ± 5 p | ± 20 p | $\pm 0,23$ | $2\pi^+ 2\pi^-$ | $2,8 \pm 0,3$ | | 557 | | |
| | | | | | $K\bar{K}$ | $2,7 \pm 0,6$ | $S = 1,1^*$ | 395 | | |
| | | | | | $\pi^+ \pi^- \pi^0$ | Наблюдается | | 560 | | |
| | | | | | | Относительно верхних пределов других мод см. примечание ^m | | | | |
| $D (1285)$ | <u>$0^+ (A) +$</u> | 1286 | 30 | 1,65 | $K\bar{K}\pi$ | Наблюдается | | 305 | | |
| | | ± 10 p | ± 20 p | $\pm 0,04$ | ηππ | Наблюдается | | 484 | | |
| | | | | | π [δπ | наблюдается] | | 245 | | |
| | | | | | $2\pi^+ 2\pi^-$ (возможно, | наблюдается | | 565 | | |
| | | | | | ($\rho^0 \pi^+ \pi^-$) | | | | | |
| | $J^P = 0^-, 1^+, 2^-$; значение 1^+ предпочтительное | | | | | | | | | |
| $A_2 (1310)$ | <u>$1^- (2^+) +$</u> | 1310 | 102 | 1,72 | ρπ | $70,9 \pm 1,8$ | $S = 1,1^*$ | 411 | | |
| | | ± 5 p | ∓ 5 p | $\pm 0,13$ | ηπ | $15,0 \pm 1,2$ | | 529 | | |
| | | | | | ωππ | $9,3 \pm 1,9$ | $S = 1,2^*$ | 354 | | |
| | | | | | $\bar{K}K$ | $4,7 \pm 0,5$ | | 428 | | |
| | | | | | η'π | < 1 | | 279 | | |
| $E (1420)$ | <u>$0^+ (A) +$</u> | 1416 | 60 | 2,01 | $K\bar{K}\pi$ | ~ 40 | | 421 | | |
| | | ± 10 p | ± 20 p | $\pm 0,08$ | π [$K^* \bar{K} + \bar{K}^* K$ | ~ 20] | | 130 | | |
| | | | | | ηππ | ~ 60 | | 564 | | |
| | | | | | π [δπ | по-видимому, наблюдается] | | 352 | | |
| | Недостаточно хорошо установленный резонанс. | | | | | | | | | |

| Название | $I^G (J^P) C_n$ | | | Моды распада | | | | | | |
|--|-----------------|---------------------------------|--------|--|-------------------|--------------------|--|---|--------------------------|------------------------------|
| | G | 0 | 1 | (подчеркнуты надежно установленные значения) | | Масса M , МэВ | Полная ширина Γ , МэВ | $M^2 \pm GM^2$ (ГэВ^2) | Мода | Относительная вероятность, % |
| | - | ω/ϕ | π | | | | | | | |
| | + | η | ρ | | | | | | | |
| $f' (1514)$ | | <u>$0^+ (2^+) +$</u> | | 1516 ± 3 | 40 ± 10 | 2,30 $\pm 0,06$ | $K\bar{K}$ | Наблюдается только одна мода | 572 | |
| | | | | | | | | Относительно верхних пределов других мод см. примечание ^л | | |
| $F_1 (1540)$ | | <u>$1 (A)$</u> | | 1540 ± 5 | 40 ± 15 | 2,37 $\pm 0,06$ | $K^*\bar{K} + \bar{K}^*K$ 3 π | Наблюдается По-видимому, наблюдается | 321 737 | |
| | | | | | | | | | | |
| Недостаточно хорошо установленный резонанс. | | | | | | | | | | |
| $\rho' (1600)$ | | <u>$1^+ (1^-) -$</u> | | ~ 1600 | 200—800 | 2,56 | 4π π [π ⁺ π ⁻ наблюдается с π ⁺ π ⁻ в <i>S</i> -волне] | Доминирует По-видимому, наблюдается | 738 573 | |
| | | | | | | | ππ | | | |
| | | | | | | | | 788 | | |
| | | | | | | | $K\bar{K}$ <8 | 629 | | |
| Недостаточно хорошо установленный резонанс. ^о | | | | | | | | | | |
| $A_3 (1640)$ | | <u>$1^- (2^-) +$</u> | | ~ 1640 | ~ 300 | 2,69 $\pm 0,49$ | $f\pi$ | | 304 | |
| | | | | | | | | | | |
| Наблюдается широкий максимум в $J^P = 2^- f\pi$ — парциальной волне. | | | | | | | | | | |
| Недостаточно хорошо установленный резонанс. ^о | | | | | | | | | | |
| $\omega (1675)$ | | <u>$0^- (3^-) -$</u> | | 1667 $\pm 10 p$ | 150 $\pm 20 p$ | 2,78 $\pm 0,25$ | $\rho\pi$ 3 π 5 π π [ωππ] | Наблюдается По-видимому, наблюдается По-видимому, наблюдается по-видимому, наблюдается] | 646 806 778 615 | |
| | | | | | | | | | | |

| Название | $I^G(J^P)C_n$ | | | Моды распада | | | | | |
|--|---------------|------------------------------|---|-----------------|----------------------------|--------------------------------------|--|---------------------------------|----------------------------------|
| | G | I | J^P | Масса М, МэВ | Полная ширина Г, МэВ | $M^2 \pm GM^a$ (ГэВ) ² | Мода | Относительная вероятность, % | p_{\max} МэВ/с ^b |
| G | 0 | 1 | (подчеркнуты надежно установленные значения) | | | | | | |
| $-$ | ω/ϕ | π | | | | | | | |
| $+$ | η | ρ | | | | | | | |
| $g(1680)^o$ | | <u>$1^+(3^-)$</u> | | 1690 | 180 | 2,86 | 2π | 24 ± 1 | 833 |
| | | . | | ± 20 p | ± 30 p | $\pm 0,30$ | 4π (включая $\pi\rho, \rho\rho, A_2\pi,$ $\omega\pi$) | Велика | 787 |
| | | | | | | | $K\bar{K}$ | Мала | 683 |
| | | | | | | | $K\bar{K}\pi$ (включая $K^*\bar{K}$) | Мала | 624 |
| J^P, M и Г из 2π -моды. | | | | | | | | | |
| $h(2040)$ | | <u>$0^+(4^+)$</u> | | 2040 | 193 | 4,16 | $\pi\pi$ | Наблюдается | 1010 |
| | | . | | ± 20 | ± 50 | $\pm 0,39$ | $K\bar{K}$ | Наблюдается | 890 |
| Относительно возможных состояний с большей массой см. дополнение к табл. П.4 (стр. 675). | | | | | | | | | |
| K^+ | | <u>$1/2(0^-)$</u> | | 493,71 | | 0,244 | | См. табл. П.3 | |
| K^0 | | | | 497,70 | | 0,248 | | | |
| $K^*(892)$ | | <u>$1/2(1^-)$</u> | | 892,2 | 49,4 | 0,796 | $K\pi$ | ≈ 100 | 288 |
| | | . | | $\pm 0,5$ | $\pm 1,8$ | $\pm 0,044$ | $K\pi\pi$ | $< 0,2$ | 216 |
| | | | | | | | $K\gamma$ | $0,15 \pm 0,07$ | 309 |
| M и Г из заряженной моды; $m^0 - m^\pm = 4,1 \pm 0,6$ МэВ. | | | | | | | | | |
| $\pi(1250)$ | | <u>$1/2(0^+)$</u> | | 1250 | ~ 450 | 1,56 | $K\pi$ | | |
| | | . | | ± 100 p | | $\pm 0,56$ | | | |
| См. замечание по поводу $K\pi$ S-волны. ^o | | | | | | | | | |
| Область Q | | <u>$1/2(A)$</u> | | от 1200 | | | $K\pi\pi$ | Наблюдается только одна мода | |
| | | . | | до 1400 | | | | | |
| $J^P = 1^+$ является доминирующим вкладом; недостаточно хорошо установленный резонанс. ^o | | | | | | | | | |
| | | | | | | | ⁿ [$K^*\pi$ | велика] | |
| | | | | | | | ⁿ [$K\rho$ | заметна] | |
| | | | | | | | ⁿ [$K(\pi\pi)_{l=0}$, по-видимому, наблюдается] | | |

$J^P = 1^+$ является доминирующим вкладом;
недостаточно хорошо установленный резонанс.^o

Продолжение табл. П.4

| Название | $I^G(JP) C_n$ | | | Моды распада | | | | | | |
|---|---------------|----------------------------|--------|--|------------|--------------------|------------------------------------|--|------|---------------------------------|
| | I | 0 | 1 | (подчеркнуты надежно установлен- ные значения) | | Масса M , МэВ | Полная ширина Γ , МэВ | $M^2 \pm \Gamma M^2$ (ГэВ) ² | Мода | Относительная вероятность, % |
| | G | ω/ϕ | ρ | | | | | | | |
| | - | | | | | | | | | |
| | + | η | ρ | | | | | | | |
| $K^*(1420)$ | | <u>1/2 (2⁺)</u> | | 1421 | 108 | 2,02 | $K\pi$ | $56,1 \pm 2,6$ | 616 | |
| | | | | ± 3 p | ± 10 p | $\pm 0,15$ | $K^*\pi$ | $30,9 \pm 2,1$ | 415 | |
| | | | | | | | $K\rho$ | $6,6 \pm 1,7$ | 316 | |
| | | | | | | | $K\omega$ | $4,5 \pm 1,7$ | 305 | |
| | | | | | | | $K\eta$ | $2,0 \pm 2,0$ | 482 | |
| См. примечание ⁿ . | | | | | | | | | | |
| $L(1770)$ | | <u>1/2 (4)</u> | | 1765 | 140 | 3,11 | $K\pi\pi$ | Доминирует | 788 | |
| | | | | ± 10 p | ± 50 p | $\pm 0,25$ | $K\pi\pi\pi$ | Наблюдается | 757 | |
| ⁿ [$K^*(1420)\pi$ и другие субреакции] ^o | | | | | | | | | | |
| Недостаточно хорошо установленный резонанс. ^o | | | | | | | | | | |

Относительно возможных состояний с большими массами см. приводимое ниже дополнение к табл. П.4.

Дополнение к табл. П.4

Из обзора Review of Particle Properties [Rev. Mod. Phys., 48, № 2, part II (april, 1976)].

| Нестранные ($ Y = 0$) | | | | | Странные ($ Y = 1$) | | | |
|--------------------------|---------------|-----------------------------|---------------|-----------------------|------------------------|-------------|------------|--|
| Название | $I^G(JP) C_n$ | Название | $I^G(JP) C_n$ | Название | $I^G(JP) C_n$ | Название | $I(JP)$ | |
| π | $1^-(0^-) +$ | $A_1(1100)$ | $1^-(1^+) +$ | $\rho'(1600)$ | $1^+(1^-) -$ | K | $1/2(0^-)$ | |
| η | $0^+(0^-) +$ | $\rightarrow M(1150)$ | | $A_3(1640)$ | $1^-(2^-) +$ | $K^*(892)$ | $1/2(1^-)$ | |
| $\rho(770)$ | $1^+(1^-) -$ | $\rightarrow A_{1,5}(1170)$ | | $\omega(1675)$ | $0^-(3^-) -$ | $\pi(1250)$ | $1/2(0^+)$ | |
| $\omega(783)$ | $0^-(1^-) -$ | $\varepsilon(1200)$ | $0^+(0^+) +$ | $g(1680)$ | $1^+(3^-) -$ | Q | $1/2(A)$ | |
| $\rightarrow M(940)$ | | $B(1235)$ | $1^+(1^+) -$ | $\rightarrow X(1690)$ | | $K^*(1420)$ | $1/2(2^+)$ | |

Продолжение дополнения к табл. П.4

| Нестранные ($Y = 0$) | | | | Странные ($ Y = 1$) | | | |
|----------------------------|----------------|---------------------------|----------------|-------------------------------|----------------|---|------------|
| Название | $I^G(J^P) C_n$ | Название | $I^G(J^P) C_n$ | Название | $I^G(J^P) C_n$ | Название | $I(J^P)$ |
| $\rightarrow M(953)$ | | $\rightarrow \rho'(1250)$ | $1^+(1^-) -$ | $\rightarrow X(1795)$ | 1 | $\rightarrow K_N(1700)$ | $1/2$ |
| $\eta'(958)$ | $0^+(0^-) +$ | $f(1270)$ | $0^+(2^+) +$ | $\rightarrow A_4(1900)$ | 1^- | $L(1770)$ | $1/2(4)$ |
| $\delta(970)$ | $1^-(0^+) +$ | $D(1285)$ | $0^+(4) +$ | $\rightarrow S(1930)$ | 1 | $\rightarrow K_N(1800)$ | $1/2(3^-)$ |
| $\rightarrow H(990)$ | | $A_2(1310)$ | $1^-(2^+) +$ | $h(2040)$ | $0^+(4^+) +$ | $\rightarrow K^*(2200)$ | |
| $S^*(993)$ | $0^+(0^+) +$ | $E(1420)$ | $0^+(4) +$ | $\rightarrow \rho(2100)$ | | | |
| $\phi(1020)$ | $0^-(1^-) -$ | $\rightarrow X(1430)$ | 0 | $\rightarrow T(2200)$ | 1 | | |
| $\rightarrow M(1033)$ | | $\rightarrow X(1440)$ | 1 | $\rightarrow U(2360)$ | 1 | | |
| $\rightarrow B_1(1040)$ | | $f'(1514)$ | $0^+(2^+) +$ | $\rightarrow N\bar{N}(2375)$ | 0 | | |
| $\rightarrow \eta_N(1080)$ | $0^+(N) +$ | $F_1(1540)$ | $1(A)$ | $\rightarrow \chi(2500-3600)$ | | $\rightarrow \text{Экзотические частицы}$ | |

Новые тяжелые мезоны

$$J/\psi(3100) \quad \psi(3700) \quad \psi(4100) \quad \psi(4400) \quad \rightarrow \chi(2750) \quad \rightarrow P_c(3300 \text{ или } 3500) \quad \rightarrow \chi(3410) \quad \rightarrow \chi(3530)$$

ПРИМЕЧАНИЯ К ТАБЛ. П.4

Стрелка (\rightarrow) указывает, что имеется частица, описанная в сводке мезонных данных MDCL, но не включенная в таблицу мезонов. Мы не считаем их надежно установленными резонансами.

Звездочка (*) означает, что приведенная ошибка включает масштабный множитель $S = \sqrt{\chi^2/(N-1)}$ (см. примечание к табл. П.3).

а. ГМ — примерно полуширина резонанса, если за переменную выбрать M^2 .

б. При распаде на три и более частиц p_{\max} является максимальным импульсом, которым может обладать любая из частиц в конечном состоянии. При вычислении импульсов использовались усредненные значения в системе центра масс и не учитывались ширины резонансов.

в. Из положения полюса ($M - i\Gamma/2$).

г. Относительная вероятность для моды $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ взята только из экспериментов по реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Интерференция шир обозначена поэтому смещением состояний шир и, по-видимому, мала. См. примечания в сводке данных MDCL. Относительная вероятность для $\mu^+\mu^-$ найдена по трем экспериментам; в каждом из них, возможно, была заметная интерференция шир. Указанные здесь ошибки отражают эту неопределенность, см. сводку данных MDCL. Если имеет место электрон-мюонная универсальность, то

$$\Gamma(\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = \Gamma(\rho^0 \rightarrow e^+e^-) \cdot 0,99785.$$

Продолжение примечаний к табл. П.4

д. Эмпирические верхние пределы для других мод распада $\rho(770)$ составляют: $\pi^\pm\eta < 0,8\%$, $\pi^+\pi^-\pi^-\pi^+ < 0,15\%$, $\pi^\pm\pi^+\pi^-\pi^0 < 0,2\%$.

е. Эмпирические верхние пределы для других мод распада $\omega(783)$ составляют: $\pi^+\pi^-\gamma < 5\%$; $\pi^0\pi^0\gamma < 1\%$; η^+ (нейтрал.) $< 1,5\%$; $\mu^+\mu^- < 0,02\%$; $\pi^0\mu^+\mu^- < 0,2\%$; $\eta\gamma < 0,5\%$.

ж. Эмпирические верхние пределы для других мод распада $\eta'(958)$ составляют: $\pi^+\pi^- < 2\%$; $\pi^+\pi^-\pi^0 < 5\%$; $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^- < 1\%$; $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0 < 1\%$, $\delta\pi < 1\%$; $\pi^+\pi^-e^+e^- < 0,6\%$; $\pi^0e^+e^- < 1,3\%$; $\eta e^+e^- < 1,1\%$; $\pi^0\rho^0 < 4\%$; $\gamma\omega < 5\%$.

з. Масса и ширина взяты только из $\eta\pi$ -моды. Если имеется сильная связь с $K\bar{K}$ -каналом, то ширина может оказаться равной 120 МэВ или больше.

и. Эмпирические верхние пределы для других мод распада $\phi(1020)$ составляют: $\pi^+\pi^- < 0,03\%$; $\pi^+\pi^-\gamma < 0,7\%$; $\omega\gamma < 5\%$; $\rho\gamma < 2\%$; $2\pi^+2\pi^-\pi^0 < 1\%$.

к. Эмпирические верхние пределы для других мод распада $B(1235)$ составляют: $\pi\pi < 15\%$, $K\bar{K} < 2\%$; $4\pi < 50\%$; $\phi\pi < 1,5\%$, $\eta\pi < 25\%$, $(K\bar{K})^\pm\pi^0 < 8\%$; $K_S K_S^\pm < 2\%$; $K_S K_L^\pm < 6\%$.

л. Эмпирические верхние пределы для других мод распада $f'(1514)$ составляют: $\pi^+\pi^- < 20\%$; $\eta\eta < 50\%$, $\eta\pi\pi < 30\%$; $K\bar{K}\pi + K^*\bar{K} < 35\%$, $2\pi^+2\pi^- < 32\%$.

м. Эмпирические верхние пределы для других мод распада $f(1270)$ составляют: $\eta\pi\pi < 1\%$, $K^0K^-\pi^+ +$ зарядово-сопр. $< 1\%$, $\eta\eta < 2\%$.

н. Приведенное в таблице значение массы 1421 МэВ возникает при учете $K\pi$ моды. Мода $K\pi\pi$ может быть загрязнена дифракционно образующимся резонансом Q^\pm .

о. См. сводку мезонных данных MDCL.

п. В квадратные скобки заключены субреакции для предыдущей (не заключенной в скобки) моды (или мод) распада.

р. Это грубая оценка. Указанная ошибка больше средней ошибки по опубликованным значениям (см. сводку мезонных данных MDCL).

Установленные ионеты и углы октет-синглетного смешивания

Из двух изосинглетов «главный октет» выписан первым
и отделен точкой с запятой.

| $(J^P) C_n$ | Члены ионета | θ_{lin} , град | θ_{quadr} , град |
|-------------|---------------------------|-----------------------|-------------------------|
| $(0^-) +$ | $\pi, K, \eta; \eta'$ | -24 ± 1 | -11 ± 1 |
| $(1^-) -$ | $\rho, K^*, \phi; \omega$ | 37 ± 1 | 40 ± 1 |
| $(2^+) +$ | $A_2, K^*(1420), f'; f$ | 29 ± 2 | 31 ± 2 |

Таблица П.5

Стабильные и нестабильные барионы

Приведен список всех барионных состояний, включенных в сводку *Barion States in the Data Card Listing (BDCL)*, опубликованную в журнале *Rev. Mod. Phys.*, 48, № 2, part II (april, 1976). Указаны их названия, состояния, номинальные массы, используемые для наименования состояний, и квантовые числа (там, где они известны). Состояния, отмеченные тремя или четырьмя звездочками, включены в основную таблицу барионов П.5; остальные состояния опущены, потому что вопрос о существовании эффекта и (или) его интерпретации как резонанса остается в значительной мере открытым.

| | | | | | | | | | | | | | | |
|---------|-----|----------|----------------|------|-----------------|-----------------|-------------|----------------|----------------|-------------|------|----------------|-----|------|
| N(939) | P11 | **** | $\Delta(1232)$ | P33 | **** | $\Lambda(1116)$ | P01 | **** | $\Sigma(1193)$ | P11 | **** | $\Xi(1317)$ | P11 | **** |
| N(1470) | P11 | **** | $\Delta(1650)$ | S31 | **** | $\Lambda(1330)$ | Сомнительно | | $\Sigma(1385)$ | P13 | **** | $\Xi(1530)$ | P13 | **** |
| N(1520) | D13 | **** | $\Delta(1670)$ | D33 | *** | $\Lambda(1405)$ | S01 | **** | $\Sigma(1440)$ | Сомнительно | | $\Xi(1630)$ | | ** |
| N(1535) | S11 | **** | $\Delta(1690)$ | P33 | * | $\Lambda(1520)$ | D03 | **** | $\Sigma(1480)$ | * | | $\Xi(1820)$ | | *** |
| N(1670) | D15 | **** | $\Delta(1890)$ | F35 | *** | $\Lambda(1600)$ | P01 | * | $\Sigma(1580)$ | D13 | ** | $\Xi(1940)$ | | *** |
| N(1688) | F15 | **** | $\Delta(1900)$ | S31 | * | $\Lambda(1670)$ | S01 | **** | $\Sigma(1620)$ | S11 | ** | $\Xi(2030)$ | | ** |
| N(1700) | S11 | **** | $\Delta(1910)$ | P31 | *** | $\Lambda(1690)$ | D03 | **** | $\Sigma(1660)$ | P11 | ** | $\Xi(2250)$ | | * |
| N(1700) | D13 | ** | $\Delta(1950)$ | F37 | **** | $\Lambda(1800)$ | P01 | ** | $\Sigma(1670)$ | D13 | **** | $\Xi(2500)$ | | ** |
| N(1780) | P11 | *** | $\Delta(1960)$ | D35 | ** | $\Lambda(1800)$ | G09 | * | $\Sigma(1670)$ | | | | | |
| N(1810) | P13 | *** | $\Delta(2160)$ | | ** | $\Lambda(1815)$ | F05 | **** | $\Sigma(1690)$ | | ** | $\Omega(1672)$ | P03 | **** |
| N(1990) | F17 | ** | $\Delta(2420)$ | H311 | *** | $\Lambda(1830)$ | D05 | **** | $\Sigma(1750)$ | S11 | *** | | | |
| N(2000) | F15 | * | $\Delta(2850)$ | | *** | $\Lambda(1860)$ | P03 | *** | $\Sigma(1765)$ | D15 | **** | | | |
| N(2040) | D13 | ** | $\Delta(3230)$ | | *** | $\Lambda(1870)$ | S01 | ** | $\Sigma(1770)$ | P11 | * | | | |
| N(2100) | S11 | * | | | | $\Lambda(2010)$ | | ** | $\Sigma(1840)$ | P13 | * | | | |
| N(2100) | D15 | * | Z0(1780) | P01 | * | $\Lambda(2020)$ | F07 | * | $\Sigma(1880)$ | P11 | ** | | | |
| N(2190) | G17 | *** | Z0(1865) | D03 | * | $\Lambda(2100)$ | G07 | **** | $\Sigma(1915)$ | F15 | **** | | | |
| N(2220) | H19 | *** | Z1(1900) | P13 | * | $\Lambda(2110)$ | F05 | ** | $\Sigma(1940)$ | D13 | *** | | | |
| N(2650) | *** | Z1(2150) | | | * | $\Lambda(2350)$ | | **** | $\Sigma(2000)$ | S11 | * | | | |
| N(3030) | *** | Z1(2500) | | * | $\Lambda(2585)$ | | *** | $\Sigma(2030)$ | F17 | **** | | | | |
| N(3245) | | * | | | | | | | $\Sigma(2070)$ | F15 | * | | | |
| N(3690) | | * | | | | | | | $\Sigma(2080)$ | P13 | ** | | | |
| N(3755) | | * | | | | | | | $\Sigma(2100)$ | G17 | * | | | |
| | | | | | | | | | $\Sigma(2250)$ | | **** | | | |
| | | | | | | | | | $\Sigma(2455)$ | | *** | | | |
| | | | | | | | | | $\Sigma(2620)$ | | *** | | | |
| | | | | | | | | | $\Sigma(3000)$ | | ** | | | |

**** — доказано четко и безошибочно.

*** — доказано, но нуждается в уточнении.

** — требуется подтверждение.

* — недостоверно.

См. примечания относительно резонансов N , Δ , возможных резонансов Z^* , Y^* и Ξ^* в начале соответствующих разделов в сводке барионных данных BDCL; см. там же информацию об индивидуальных резонансах.

Продолжение табл. П.5

| Частица а | $I(JP)$ ^a (подчеркнуты надежно установленные значения) | Пучок π или K ^b $p_{\text{пучка}},$ ГэВ/с $\sigma = 4\pi\lambda^2,$ мб | Масса $M_B,$ МэВ | Полная ширина $\Gamma_B,$ МэВ | $\frac{M^2}{\pm \Gamma M^2},$ $(\text{ГэВ})^2$ | Моды распада | | |
|-----------------|---|---|------------------------|--|---|--|--|--|
| | | | | | | Мода | Относи- тельная вероят- ность, % | $p_{\text{макс}}^r,$ МэВ/с |
| p | <u>$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$</u> | | 938,3 | | 0,880 | | | См. табл. П.3 |
| n | | | 939,6 | | 0,883 | | | |
| $N(1470)^{\pm}$ | <u>$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$</u> P'_{11} | $p = 0,66$ $\sigma = 27,8$ | 1390 до 1470 | 180 до 220 (200) | 2,16 $\pm 0,29$ | $N\pi$ $N\eta$ $N\pi\pi$ [$N\pi$] [$\Delta\pi$] [$N\rho$] $p\gamma^e$ $n\gamma^e$ | ~ 60 ~ 18 ~ 25 ~ 7 д ~ 19 д < 9 д $0,07-0,14$ $< 0,05$ | 420 г 368 г 177 г 435 435 |
| $N(1520)^{\pm}$ | <u>$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^-)$</u> D'_{13} | $p = 0,74$ $\sigma = 23,5$ | 1510 до 1530 | 110 до 150 (125) | 2,31 $\pm 0,19$ | $N\pi$ $N\pi\pi$ [$N\pi$] [$N\rho$] [$\Delta\pi$] $N\eta$ $p\gamma^e$ $n\gamma^e$ | ~ 55 ~ 45 < 5 д ~ 15 д ~ 25 д < 1 г $0,4-0,7$ $0,3-0,6$ | 456 440 г 228 г 228 471 471 |
| $N(1535)^{\pm}$ | <u>$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-)$</u> S'_{11} | $p = 0,76$ $\sigma = 22,5$ | 1500 до 1530 | 50 до 120 (100) | 2,36 $\pm 0,15$ | $N\pi$ $N\eta$ $N\pi\pi$ [$N\rho$] [$N\pi$] [$\Delta\pi$] $p\gamma^e$ $n\gamma^e$ | ~ 30 ~ 65 ~ 5 д ~ 3 д ~ 2 д ~ 1 д $< 0,4$ $< 0,4$ | 467 182 422 г г 243 481 481 |

Продолжение табл. П.5

| Частица а | $I(JP)$ ^a (подчеркнуты надежно установленные значения) | Пучок π или K ^b $p_{\text{пучка}},$ ГэВ/с $\sigma = 4\pi k^2,$ мб | Масса $M^B,$ МэВ | Полная ширина $\Gamma^B,$ МэВ | M^2 $\pm \Gamma M^B$, (ГэВ) ² | Моды распада | | |
|-----------------------|---|--|------------------------|--|---|---|--|--|
| | | | | | | Мода | Относительная вероятность, % | $p_{\text{макс}}^c,$ МэВ/с |
| N(1670) ^{**} | <u>$1/2$</u> ($5/2^-$) D ₁₅ | $p = 1,00$ $\sigma = 15,6$ | 1660 до 1685 | 145 до 165 (155) | 2,79 $\pm 0,26$ | N π N $\pi\pi$ [$\Delta\pi$ ΔK N η $p\gamma^e$ $n\gamma^e$ | ~ 45 ~ 55 ~ 50] ^d < 0,3 < 0,5 < 0,03 < 0,14 | 560 525 360 200 368 572 572 |
| N(1688) ^{**} | <u>$1/2$</u> ($5/2^+$) F ₁₅ ' | $p = 1,03$ $\sigma = 14,9$ | 1670 до 1690 | 120 до 145 (140) | 2,85 $\pm 0,24$ | N π N $\pi\pi$ [$N\pi$ [$N\rho$ [$\Delta\pi$ N η $p\gamma^e$ $n\gamma^e$ | ~ 60 ~ 40 ~ 14] ^d ~ 14] ^d ~ 11] ^d < 0,3 0,1–0,4 < 0,03 | 572 538 340 340 375 388 583 583 |
| N(1700) ^{**} | <u>$1/2$</u> ($1/2^-$) S ₁₁ '' | $p = 1,05$ $\sigma = 14,3$ | 1660 до 1690 | 100 до 200 (150) | 2,89 $\pm 0,26$ | N π N $\pi\pi$ [$N\pi$ [$N\rho$ [$\Delta\pi$ ΔK ΣK $p\gamma^e$ $n\gamma^e$ | ~ 55 ~ 30 ~ 10] ^d ~ 7] ^d ~ 4] ^d ~ 4 ~ 2 < 0,1 < 0,15 | 580 547 355 355 385 250 109 591 591 |
| N(1780) | <u>$1/2$</u> ($1/2^+$) P ₁₁ '' | $p = 1,20$ $\sigma = 12,2$ | 1700 до 1800 | 100 до 250 (200) | 3,17 $\pm 0,36$ | N π N $\pi\pi$ [$N\pi$ [$N\rho$ [$\Delta\pi$ ΔK ΣK N η $p\gamma^e$ $n\gamma^e$ | ~ 20 > 40 15–40] ^d 20–50] ^d 10–20] ^d ~ 7 ~ 10 2–20] ^d < 0,15 < 0,13 | 633 603 440 249 448 353 267 476 643 643 |

Продолжение табл. II.5

| Частица а | $I(JP)$ а (подчеркнуты надежно установленные значения) | Пучок π или К б | | Масса M^B , МэВ | Полная ширина Γ^B , МэВ | M^2 $\pm \Gamma M^B$, (ГэВ) ² | Моды распада | | |
|--|--|-------------------------------|-----------------------------------|-------------------------|---|---|--|--|--------------------------------|
| | | $p_{\text{пучка}}$, ГэВ/с | $\sigma = 4\pi \lambda^2$, мб | | | | Мода | Относительная вероятность, % | $p_{\text{макс}}^r$, МэВ/с |
| N(1810) | $\underline{\frac{1}{2} (\frac{3}{2}^+)} P_{13}$ | $p = 1,26$ $\sigma = 11,5$ | 1700 до 1850 | 100 до 300 (200) | 3,28 $\pm 0,36$ | $N\pi$ $N\pi\pi$ [$N\rho$ ЛК ΣK $N\eta$ $p\gamma^e$ $n\gamma^e$ | ~ 20 ~ 70 ~ 70 π ~ 5 ~ 2 < 5 $< 0,2$ $< 0,2$ | 652 624 297 386 307 503 661 661 | |
| N(2190) | $\underline{\frac{1}{2} (\frac{7}{2}^-)} G_{17}$ | $p = 2,07$ $\sigma = 6,21$ | 2100 до 2250 | 150 до 300 (250) | 4,80 $\pm 0,55$ | $N\pi$ ЛК ΣK | 15—35 $< 0,2$ $< 0,2$ | 888 710 664 | |
| N(2220) | $\underline{\frac{1}{2} (\frac{9}{2}^+)} H_{19}$ | $p = 2,14$ $\sigma = 5,97$ | 2200 до 2250 | 250 до 350 (300) | 4,93 $\pm 0,67$ | $N\pi$ | ~ 20 | 905 | |
| N(2650) | $\underline{\frac{1}{2} (P^-)}$ | $p = 3,26$ $\sigma = 3,67$ | ~ 2650 | ~ 350 (350) | 7,02 $\pm 0,93$ | $N\pi$ $(J + \frac{1}{2}) \times 1154$ $< 0,4 \pi$ | | | |
| N(3030) | $\underline{\frac{1}{2} (?)}$ | $p = 4,41$ $\sigma = 2,62$ | ~ 3030 | ~ 400 (400) | 9,18 $\pm 1,21$ | $N\pi$ $(J + \frac{1}{2}) \times 1366$ $< 0,1 \pi$ | | | |
| $\Delta(1232)^*$ | $\underline{\frac{3}{2} (\frac{3}{2}^+)} P_{33}'$ | $p = 0,30$ $\sigma = 94,3$ | 1230 до 1234 | 110 до 120 (115) | 1,52 $\pm 0,14$ | $N\pi$ $N\pi^+\pi^-$ $p\gamma^e$ | $\sim 99,4$ ~ 0 0,58—0,66 | 227 80 259 | |
| Положение полюса $\Delta (+ +) \pi$: $M - i\Gamma/2 = (1211,0 \pm 0,8) - i(49,9 \pm 0,6)$ | | | | | | | | | |
| Положение полюса $\Delta (0) \pi$: $M - i\Gamma/2 = (1210,9 \pm 1,0) - i(53,1 \pm 1,0)$ | | | | | | | | | |
| $\Delta(1650)^*$ | $\underline{\frac{3}{2} (\frac{1}{2}^-)} S'_{31}$ | $p = 0,96$ $\sigma = 16,4$ | 1615 до 1695 | 140 до 200 (140) | 2,72 $\pm 0,23$ | $N\pi$ $N\pi\pi$ [$N\rho$ [$\Delta\pi$ $p\gamma^e$ | ~ 35 ~ 65 $10-25 \pi$ $\sim 50 \pi$ $< 0,25$ | 547 511 344 558 | |

Продолжение табл. П.5

| Частица а | $I(J^P)$ ^a (подчеркнуты надежно установленные значения) | Пучок π ^b или К ^b | | Масса M^B , МэВ | Полная ширина, Γ^B , МэВ | M^2 $\pm \Gamma M^B$, (ГэВ) ² | Моды распада | | |
|--------------------|--|--|----------------------------------|-------------------------|--|---|---|--|---|
| | | $p_{\text{пучка}},$ ГэВ/с | $\sigma = 4\pi \lambda^2,$ мб | | | | Мода | Относительная вероятность, % | $p_{\text{макс}}^{\text{р}}$, МэВ/с |
| $\Delta(1670)^{*}$ | <u>$3/2$</u> ($3/2^-$) D_{33} | $p = 1,00$ $\sigma = 15,6$ | 1650 до 1720 | 190 до 260 | 2,79 $\pm 0,33$ | N π N $\pi\pi$ (200) [N ρ [$\Delta\pi$ $p\gamma^e$ | ~ 15 ~ 85 [30–60] ^п [$\Delta\pi$ ~ 45] ^п $0,05–0,3$ | 560 525 361 572 | |
| → | | | | | | | | | |
| $\Delta(1890)^{*}$ | <u>$3/2$</u> ($5/2^+$) F_{35} | $p = 1,42$ $\sigma = 9,88$ | 1860 до 1900 | 150 до 300 | 3,57 $\pm 0,47$ | N π N $\pi\pi$ (250) [N ρ [$\Delta\pi$ ΣК $p\gamma^e$ | ~ 15 ~ 80 [~ 60] ^п [10–30] ^п < 3 $< 0,1$ | 704 677 403 531 400 712 | |
| → | | | | | | | | | |
| $\Delta(1910)^{*}$ | <u>$3/2$</u> ($1/2^+$) P_{31} | $p = 1,46$ $\sigma = 9,54$ | 1780 до 1950 | 160 до 230 | 3,65 $\pm 0,38$ | N π N $\pi\pi$ (200) [N ρ [$\Delta\pi$ ΣК $p\gamma^e$ | 15–35 ? мала] ^п мала] ^д 2–20 $< 0,1$ | 716 691 429 545 420 725 | |
| → | | | | | | | | | |
| $\Delta(1950)^{*}$ | <u>$3/2$</u> ($7/2^+$) F_{37} | $p = 1,54$ $\sigma = 8,90$ | 1910 до 1940 | 200 до 240 | 3,80 $\pm 0,43$ | N π N $\pi\pi$ (220) [N ρ [$\Delta\pi$ ΣК $p\gamma^e$ | ~ 40 > 25 [~ 10] ^п [~ 20] ^п < 1 $0,09–0,15$ | 741 716 471 574 460 749 | |
| → | | | | | | | | | |
| $\Delta(2420)^{*}$ | <u>$3/2$</u> ($11/2^+$) H_{311} | $p = 2,64$ $\sigma = 4,68$ | 2380 до 2450 | 300 до 500 | 5,86 $\pm 0,73$ | N π (300) | 10–15 | 1023 | |
| Δ(2850) | <u>$3/2$</u> (? ⁺) | $p = 3,85$ $\sigma = 3,05$ | 2800 до 2900 | ~ 400 | 8,12 $\pm 1,14$ | N π (400) | $(J + 1/2) x$ ~ 0,25 ^к | 1266 | |

Продолжение табл. П.5

| Частица ^a | $I(JP)$ ^a (подчеркнуты надежно установленные значения) | Пучок π или K ^b $p_{\text{пучка}},$ ГэВ/с $\sigma = 4\pi \lambda^2,$ мб | Масса M ^b , МэВ | Полная ширина Γ ^b , МэВ | Моды распада | | |
|----------------------|--|--|------------------------------------|--|------------------------------------|--------------------|---|
| | | | | | $\pm GM^2$, (ГэВ) ² | Мода | Относительная вероятность, % |
| $\Delta(3230)$ | $^{3/2} (?)$ | $p = 5,08$ $\sigma = 2,25$ | 3200 до 3350 | ~ 440 (440) | 10,43 $\pm 1,42$ | $N\pi$ | $(J+{1/2})\pi$ 1475 $\sim 0,05$ к |
| Z * | Экспериментальные данные для состояний со странностью +1 противоречивы. (Результаты измерений и их обсуждение см. в сводке барионных данных BDCL.) | | | | | | |
| \rightarrow | Λ | $0(^{1/2}+)$ | | 1115,6 | | 1,245 | См. табл. П.3 |
| \rightarrow | $\Lambda(1405)$ | $0(^{1/2}-) S'_{01}$ | Ниже порога K^-p | 1405 ± 5 м | 40 ± 10 м (40) | 1,97 $\pm 0,06$ | $\Sigma\pi$ 100 142 |
| \rightarrow | $\Lambda(1520)$ | $0(^{3/2}-) D''_{03}$ | $p = 0,389$ $\sigma = 84,5$ | 1519 ± 2 м | 15 ± 2 м (15) | 2,31 $\pm 0,02$ | $N\bar{K}$ 46±1 234 $\Sigma\pi$ 42±1 258 $\Lambda\pi\pi$ 10±1 250 $\Sigma\pi\pi$ 0,9±0,1 140 |
| \rightarrow | $\Lambda(1670)$ | $0(^{1/2}-) S''_{01}$ | $p = 0,74$ $\sigma = 28,5$ | 1660 до 1680 | 20 до 60 (40) | 2,79 $\pm 0,07$ | $N\bar{K}$ 15—35 410 $\Lambda\eta$ 15—35 64 $\Sigma\pi$ 20—60 393 |
| \rightarrow | $\Lambda(1690)$ | $0(^{3/2}-) D''_{03}$ | $p = 0,78$ $\sigma = 26,1$ | 1690 ± 10 м | 30 до 80 (60) | 2,86 $\pm 0,10$ | $N\bar{K}$ 20—30 429 $\Sigma\pi$ 15—40 409 $\Lambda\pi\pi$ ~ 25 415 $\Sigma\pi\pi$ ~ 20 352 |
| \rightarrow | $\Lambda(1815)$ | $0(^{5/2}+)$ F' ₀₅ | $p = 1,05$ $\sigma = 16,7$ | 1820 ± 5 м | 70 до 100 (85) | 3,29 $\pm 0,15$ | $N\bar{K}$ ~ 60 542 $\Sigma\pi$ ~ 12 508 $\Sigma(1385)\pi$ 15—20 362 |

Продолжение табл. П.5

Продолжение табл. П.5

Продолжение табл. П.5

| Частица а | $I(J^P)$ ^a (подчеркнуты надежно установленные значения) | Пучок π или K ^b | | Масса M^B , МэВ | Полная ширина Γ^B , МэВ | M^2 $\pm \Gamma M^B$, (ГэВ) ² | Моды распада | |
|-----------------------|--|-------------------------------------|--|---|---|---|---|------------------------------------|
| | | $p_{\text{пучка}},$ ГэВ/с | $\sigma = 4\pi \frac{\lambda}{2},$ мб | | | | Мода | Относительная вероятность, % |
| $\Sigma(2250)$ | <u>1</u> (?) | $p = 2,04$ | 2200 до 2300 | 50 до 200 (150) | 5,06 $\pm 0,34$ | NK | $(J + \frac{1}{2}) \times 849$ $\sim 0,3$ к | |
| | | $\sigma = 6,76$ | | | | Δπ | Наблю- дается | 841 |
| | | | | | | Σπ | Наблю- дается | 801 |
| $\Sigma(2455)$ | <u>1</u> (?) | $p = 2,57$ | ~ 2455 | ~ 120 (120) | 6,03 $\pm 0,29$ | NK | $(J + \frac{1}{2}) \times 979$ $\sim 0,2$ к | |
| $\Sigma(2620)$ → | <u>1</u> (?) | $p = 2,95$ | ~ 2600 | ~ 200 (200) | 6,86 $\pm 0,52$ | NK | $(J + \frac{1}{2}) \times 1064$ $\sim 0,3$ к | |
| Ξ | <u>$\frac{1}{2}$ ($\frac{1}{2}^+$)</u> | | (0) 1314,9 (-) 1321,3 | | 1,729 1,746 | | См. табл. П.3 | |
| $\Xi(1530)$ π → | <u>$\frac{1}{2}$ ($\frac{3}{2}^+$)</u> P ₁₃ | | (0) 1531,8 ± 0,3 S = 1,3 ^н (-) 1535,1 ± 0,6 | (0) 9,1 ± 0,5 (-) 10,1 ± 1,9 (10) | 2,34 $\pm 0,02$ | Ξπ | 100 | 144 |
| | | | | | | ΞK | | |
| $\Xi(1820)$ π, p → | <u>$\frac{1}{2}$ (?)</u> | | 1800 до 1850 | 12 до 100 (60) | 3,31 $\pm 0,11$ | NK | Наблю- дается | 396 |
| | | | | | | ΣK | Наблю- дается | 306 |
| | | | | | | Ξπ | Наблю- дается | 413 |
| | | | | | | Ξ (1530) π | Наблю- дается | 234 |

Продолжение табл. II.5

| Частица ^a | $I(J^P)$ а (подчеркнуты надежно установленные значения) | Пучок π или K ^b рпучка, ГэВ/с $\sigma = 4\pi \frac{A}{Z} r^2$, мб | Масса M ^b , МэВ | Полная ширина Г ^b , МэВ | M^2 $\pm \Gamma M^b$, (ГэВ) ² | Моды распада | | |
|----------------------|---|--|----------------------------------|---|---|----------------|------------------------------------|------------------------------|
| | | | | | | Мода | Относительная вероятность, % | $p_{\text{макс}}$ Г МэВ/с |
| $\Xi(1940)^{\pi, c}$ | $\underline{1/2}$ (?) | | 1900 до 1970 | 30 до 140 (90) | 3,76 $\pm 0,17$ | $\Xi\pi$ | Наблю- дается | 499 |
| Ξ^{\pm} | | | | | | $\Xi(1530)\pi$ | Наблю- дается | 336 |
| Ω^- | $0 (3/2^+)$ | | 1672,2 | | 2,796 | См. табл. II.3 | | |

ПРИМЕЧАНИЕ К ТАБЛ. II.5

Для удобства все барионные состояния, которые включены в сводку барионных данных BDCL, перечислены в начале табл. II.5. Состояния, отмеченные одной или двумя звездочками (*) в этом списке, не вошли в приводимую здесь основную табл. II.5. Места, в которых в табл. II.5 опущены барионные состояния, помечены стрелками (→). В сводке барионных данных BDCL под названиями соответствующих барионных состояний изображены в точности такие же стрелки.

а. Названия барионных состояний в столбце 1 [например, N(1470)] даются с указанием номинальной массы барионного состояния, которая по определению равна округленному среднему тех значений, которые приведены для данного состояния в сводке барионных данных BDCL. Смысл штрихов в спектрографических обозначениях квантовых чисел состояний в столбце 2 (например P_{11}') следующий: штриха нет, когда в сводке барионных данных BDCL приводится только один резонанс в данной парциальной волне; если наблюдается более, чем один резонанс, то первый обозначается одним штрихом, второй — двумя и т. д. Название и квантовые числа каждого из состояний набраны крупным шрифтом в сводке барионных данных BDCL, где приводятся данные об этом барионном состоянии.

б. Числа в столбцах 3 и 6 вычислены с использованием номинальных значений для массы M см. примечание «а») и номинальных значений (см. примечание «в») для ширины Γ .

в. Для M и Γ для большинства барионов мы приводим здесь интервалы, а не средние значения. Средние значения разумно приводить лишь в том случае, когда каждый используемый результат основан на своем независимом измерении. Средние значения ни о чем не говорят, когда разброс в значениях измеряемой величины возникает вследствие применения различных моделей или разных способов обработки совокупности данных. Если в таблице приведено одно значение со знаком «приближенного равенства» (~), то это означает, что имеющихся экспериментальных данных недостаточно, чтобы указать интервал значений соответствующей величины. Номинальная ширина, заключенная в скобках, в столбце 5, означает номинальную ширину, которая была использована при вычислении значений ΓM , представленных в столбце 6.

г. Для двухчастичных мод распада мы приводим значения импульса p для продуктов распада, относящиеся к системе отсчета, в которой распадающийся барион покоятся. Для мод распада на три или более частиц приводятся значения максимального импульса $p_{\text{мако}}$, которым может обладать любая из частиц в конечном состоянии в указанной системе отсчета. Импульсы вычислены с использованием номинальных значений масс (см. примечание «а») для распадающегося бариона и для всех изобар в конечном состоянии. Некоторые распады, которые энергетически запрещены при номинальных значениях масс, все же могут происходить из-за ненулевой ширины распадающегося бариона и (или) изобар в конечном состоянии. В этих случаях вместо значений импульса в столбце 9 приводятся ссылки на данное примечание.

д. Квадратные скобки, заключающие изобарную моду распада, указывают на то, что соответствующий процесс является субреакцией предыдущей, не заключенной в скобки, моды распада. В случаях распадов N^* и Δ на изобарные моды мы воспользовались результатами расчета изобарной модели по программе LONGACRE 75 наряду с другими данными (где это было возможно) для оценки относительных вероятностей распадов по различным модам.

е. Приведенные в таблице вероятности радиационного распада получены путем суммирования по двум спиральностям ($1/2, 3/2$). В случае резонансов $I = 1/2$ имеется два способа связывания изоспинов, вследствие чего появляются моды $u\rho$ и $u\pi$. Пояснения и подробности см. в мини-обзоре, помещенном перед сводкой барионных данных BDCL.

ж. Здесь использована только информация, полученная из анализа парциальных волн. Относительно результатов экспериментов, в которых образуются данные состояния, см. сводку барионных данных BDCL.

з. Приводимый интервал значений не включает примерно 80% относительных вероятностей, вычисленных по программе FELTESSE 75.

и. Возможно, в этой области имеется более, чем один резонанс. При анализе данных с помощью программы LEA 73 по упругому взаимодействию также обнаруживаются необычно низкие значения ширины и массы. Приведенные здесь вероятности неупругих процессов основаны на предполагаемой 10%-ной вероятности упругих процессов, что является компромиссом между результатами программ LEA73 и RLIC76.

к. Это состояние получается при обработке данных по энергетической зависимости полного сечения, а также данных по сечению рассеяния в данном канале на фиксированный угол. J неизвестно; $x = \Gamma_{el}/T$.

л. См. примечание об определении параметров резонансов в сводке барионных данных BDCL. Значения массы и ширины зависят от формы резонанса, предположенной при обработке экспериментальных данных. Положение полюса существенно меньше зависит от вида использованной параметризации. Здесь приводятся положения полюсов, вычисленные по фазовым сдвигам, приведенным в сводке BDCL с помощью программы CARTER 73 без учета кулоновских поправок.

м. Приводится оценочное значение ошибки, большее, чем полученное при усреднении опубликованных данных (последние приводятся в сводке барионных данных BDCL).

н. Приводится значение ошибки с учетом масштабного множителя S (см. примечание к табл. П.3).

о. В этой области энергий ситуация все еще неясна! Кроме эффекта при ~ 1670 МэВ, наблюдаемого в обоих типах экспериментов по получению и образованию весьма узких S_{11} -состояний и/(или) P_{11} -состояний при 1620—1660 МэВ, а также в проведенных недавно экспериментах по их образованию получены доказательства их существования. Недавно наблюдался также узкий выброс в полном сечении $I = \bar{K}N$ при ~ 1590 МэВ. В самом деле, неясно, сколько состояний существует в этой области. Никто не сообщал о наличии сильного взаимодействия каких-либо из этих состояний с состоянием $\bar{K}N$, однако имеются значительные разногласия, касающиеся значений вероятностей распадов по модам $\pi\Lambda$ и $\pi\Sigma$. См. мини-обзор, предшествующий разделам Σ (1620) и Σ (1670) в сводке данных BDCL, для получения дальнейшей информации.

п. Лишь состояние Ξ (1530) твердо установлено на эксперименте; информация о других состояниях получена из экспериментов с весьма бедной статистикой, поскольку сечения для состояний с $S = -2$ очень малы. В случае Ξ -состояний из-за скучности статистики мы снизили уровень наших требований и включили в таблицу такие резонансные эффекты, которые имеют статистическую значимость, по крайней мере, в четыре стандартных отклонения, и когда они наблюдались более, чем одной группой экспериментаторов. Остальные Ξ -состояния приведены в сводке барионных данных BDCL.

р. Наблюдались все четыре указанных моды распада. Относительные вероятности распадов не приводятся, поскольку возможно, что здесь имеется не одно состояние.

с. Этот выброс наблюдался в обоих указанных конечных состояниях; неясно, однако, идет ли речь здесь об одном состоянии или о нескольких состояниях.

Таблица очарованных частиц

Из журнала Phys. Lett., 68B, № 1 (april, 1977).

Данные приблизительно на 1 февраля 1977 г.

Здесь мы временно отступили от нашей традиции включать в таблицу только хорошо установленные экспериментальные результаты. Ряд важных данных носит предварительный характер или они еще не подтверждены. Результаты для ф-частиц достаточно надежные, и в таблице ф-частиц они представлены в традиционной форме, как в наших основных таблицах. В скобках заключены результаты, носящие предварительный характер или еще не подтвержденные.

| Частица | $I(J^P)$ | Масса, МэВ | Полная ширина, МэВ | Моды распада | | |
|---------------------------------------|-------------------------|---|--------------------------|----------------|---|------------------------------------|
| | | | | Мода | Относительная вероятность, % | p_{\max} ^a , МэВ/с |
| Очарованные мезоны^b | | | | | | |
| D ⁺ (1870) | $\frac{1}{2} (+)^{\pm}$ | 1876 ± 15 | < 40 | | | |
| D ⁰ (1870) | $\frac{1}{2} (-)^{\pm}$ | 1865 ± 12 | $< 2,4$ | | | |
| | | | | Слабые распады | K- $\pi^+\pi^-$ | 849 |
| | | | | | K- π^+ | 861 |
| | | | | | K- $\pi^+\pi^+\pi^-$ | 813 |
| | | | | | (K _S ⁰ - $\pi^+\pi^-$) π | 842 |
| D** ⁺ (2010) | () [±] | 2010 ± 12 | $< 2,4$ | | D ⁰ π^+ | $\sim 39^e$ |
| | | $m_{D^{**+}} - m_{D^0} = 145,3 \pm 0,5$ | | | (D ⁺ γ) π | ~ 430 |

| | | | | | | |
|-----------------|------------------|--|---------------|--------------------|----------------------|-------------|
| D^{*0} (2010) | () ^b | (2005 ± 3) μ | (< 5) μ | $(D^0\pi^0)$ μ | $(\sim 55-65)$ μ | $\sim 39e$ |
| | | $(m_{D^{*0}} - m_{D^0}) \mu = 141 \pm 5$ | | $(D^0\gamma) \mu$ | $(\sim 45-35)$ μ | $\sim 136e$ |

Очарованные барионы^b (Примерный список; обсуждение см. в обзоре перед SPDCL.)

| | | | | | |
|----------------------|------------------|---------------|--------|--------------------------|-----|
| $\Lambda_c^+ (2260)$ | () ^b | 2260 ± 10 | < 75 | $\Lambda\pi^+\pi^+\pi^-$ | 789 |
|----------------------|------------------|---------------|--------|--------------------------|-----|

Наблюдались состояния Λ_c^+ и $\bar{\Lambda}_c^-$.

| | | | | |
|-------------------|------------------|---------------|-------------------|------------|
| $\Sigma_c (2430)$ | () ^b | 2426 ± 12 | $\Lambda_c^+ \pi$ | $\sim 87e$ |
|-------------------|------------------|---------------|-------------------|------------|

Наблюдались состояния Σ_c^{++} и $\bar{\Sigma}_c^0$. Состояния $\Sigma_c^{++, +, 0}$ предсказываются на основе SU(4).

ПРИМЕЧАНИЯ К ДОПОЛНЕНИЮ 1 К ТАБЛ. П.5

а. Для распада на три и более частиц $p_{\text{макс}}$ — это максимальное значение импульса, которым может обладать любая частица в конечном состоянии.

б. В случае античастиц следует применить операцию зарядового сопряжения, например, реакция $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ переходит при этом в реакцию $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$.

в. Из концепции очарования вытекают следующие значения^c квантовых чисел: $I(J^P) = \frac{1}{2}(0^-)$ для D -состояний; $\frac{1}{2}(1^-)$ для D^* -состояний, $0\left(\frac{1}{2}^+\right)$ для Λ_c^+ и $1\left(\frac{1}{2}^+\right)$ для Σ_c .

г. Более точные, хотя и предварительные, результаты приведены в SPDCL.

д. Скобки указывают на предварительный характер результата.

е. Импульсы продуктов распада чувствительны к значениям разности масс.

Дополнение 2 к табл. П. 5

 Φ -частицы

Данные приблизительно на 1 февраля 1977 г.

| Частица | $I^G(JP) C_n$ (подчеркнуты надежно установлен- ные значения) | Масса, МэВ | Полная ширина, МэВ | Моды распада | | |
|---------------------------------------|---|---------------|-----------------------|---|---------------------------------|----------------------------------|
| | | | | Мода | Относительная вероятность, % | p или p_{\max} , МэВ/с |
| $\rightarrow J/\psi(3100)$ | <u>$0^-(1^-)$</u> | 3098 ± 3 | $0,067 \pm 0,012$ | e^+e^- | 7 ± 1 | 1549 |
| | | | | $\mu^+\mu^-$ | 7 ± 1 | 1545 |
| | | | | адроны | 86 ± 2 | |
| | | | | $\left[\begin{array}{l} \text{в Идентифицированные адрон-} \\ \text{ные моды} \end{array} \right]$ | ~ 15 | b |
| | | | | $\left[\begin{array}{l} \text{в Идентифицированные радиа-} \\ \text{ционные моды} \end{array} \right]$ | $\sim 0,4$ | b |
| $\chi(3415)$ | <u>$0^+(0^+)$</u> | 3413 ± 5 | | $\pi\pi$ | | 1701 |
| | | | | $K\bar{K}$ | | 1634 |
| | | | | 4π (включая $\pi\pi\rho$) | | 1678 |
| | | | | 6π | | |
| | | | | $\pi\pi K\bar{K}$ (включая $\pi\pi\bar{K}\bar{K}^*$) | | 1579 |
| | | | | $\gamma J/\psi(3100)$ | | 300 |
| $\rightarrow P_c$ или $\chi(3510)$ | <u>$0^+(A)$</u> | 3510 ± 4 | | 4π (включая $\pi\pi\rho$) | | 1727 |
| | | | | 6π | | |
| | | | | $\pi\pi K\bar{K}$ (включая $\pi\pi\bar{K}\bar{K}^*$) | | 1632 |
| | | | | $\gamma J/\psi(3100)$ | Доминирует | 388 |
| $\chi(3550)$ | <u>$0^+(N)$</u> | 3554 ± 5 | | $\pi\pi$ | | 1772 |
| | | | | $K\bar{K}$ | | 1707 |
| | | | | 4π (включая $\pi\pi\rho$) | | 1750 |
| | | | | 6π | | |
| | | | | $\pi\pi K\bar{K}$ (включая $\pi\pi\bar{K}\bar{K}^*$) | | 1655 |

Продолжение дополнения 2 к табл. П.5

| Частица | $I^G(J^P) C_n$ (подчеркнуты надежно установлен- ные значения) | Масса, МэВ | Полная ширина, МэВ | Моды распада | | |
|--------------------------|--|---------------|-----------------------|---|---|-----------------------------------|
| | | | | Мода | Относительная вероятность, % | p или p_{\max} , МэВ/с |
| $\psi(3685)$ | <u>$0^-(1^-)$</u> | 3684 ± 4 | $0,228 \pm 0,056$ | e^+e^- $\mu^+\mu^-$ адроны ^b [$J/\psi\pi^+\pi^-$ ^b [$J/\psi\pi^0\pi^0$ ^b [$J/\psi\eta$ | $0,9 \pm 0,2$ $0,8 \pm 0,2$ $98,1 \pm 0,3$ 33 ± 3 17 ± 3 $4,2 \pm 0,7$ | 1842 1839 474 478 189 |
| | | | | ^b [Другие идентифицированные адронные моды $\sim 0,6$] ^b | | |
| | | | | ^b [$\gamma\chi(3415)$ ^b [$\gamma\chi(3510)$ ^b [$\gamma\chi(3550)$ | 7 ± 2 7 ± 2 7 ± 2 | 261 170 128 |
| $\rightarrow \psi(4415)$ | <u>$(1^-)^-$</u> | 4414 ± 7 | 33 ± 10 | e^+e^- адроны | $0,0013 \pm 0,0003$ доминируют | 2207 |

ПРИМЕЧАНИЯ К ДОПОЛНЕНИЮ 2 К ТАБЛ. П.5

Стрелка (\rightarrow) указывает на наличие вставок $\chi(2830)$, $\chi(3455)$, $\psi(4030)$, приведенных в сводке данных SPDCL для ψ -частиц и опущенных в данной таблице. Мы не считаем их твердо установленными резонансами.

а. Для распада на три и более частиц p_{\max} — максимальный импульс, которым может обладать любая из частиц в конечном состоянии.

б. См. сводку данных SPDCL для ψ -частиц.

в. В квадратные скобки заключены реакции предыдущей, не включенной в скобки моды распада.

Таблица П.6

Свойства ядер¹⁾

Представленные в этой таблице (стр. 695–708) данные взяты из следующих статей.

Дефекты масс ($M - A$ в кэВ) взяты из статьи Маттука, Тиле и Вапстра [Matthauck, Thiele, Wapstra, Nucl. Phys., 67, 1 (1965)] с учетом новых данных из статей Лауритсена и Айзенберга-Селова [Lauritsen, Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys., 78, 1 (1966); A114, 1 (1968)] и статьи Эндта и ван дер Леуна [Endt, Van der Leun, Nucl. Phys., A105, 1 (1967)]. Значения J^π (приведены в таблице в столбце J, P; J — данные в единицах \hbar), периоды полураспада T [в секундах (S), минутах (M), часах (H), днях (D), годах (Y)], расстояния А (в процентах) и ширины W [в единицах эВ (E), кэВ (K) и МэВ (M)] взяты в основном из следующих изданий: «Chart of Nuclides» (7/69); 6-е издание «Table of Isotopes» (Lederer, Hollander, Perlman, J, Wiley Inc., 1967); «Nuclear Date Sheets» и «Recent References» — компилятивное издание группы O.R.N.L. «Nuclear Data Group»; Fuller and Cohen, Nuclear Date Tables, A5, 433 (1969). Для легких ядер были использованы также компилятивные издания Лауритсена и Айзенберга-Селова и Эндта и ван дер Леуна.

¹⁾ Таблица составлена Морзе и Айзенбергом-Селовым из Пенсильванского университета, Филадельфия, США (на декабрь 1971). Исправлены небольшие неточности. Предоставлена авторам Айзенбергом-Селовым.

| Z | A | J·P | M-A(KEV) | T.A.OR W | 9 | F 16 | 0- | 10 693. | W=50K |
|----|-------|------|-----------|-----------|----|-------|------|-----------|-----------|
| 0 | N 1 | 1/2+ | 8 071.69 | T=10.6M | 7 | N 17 | 1/2- | 7 871. | T=4.16S |
| 1 | H 1 | 1/2+ | 7 289.22 | A=99.9855 | 8 | O 17 | 5/2+ | - 807.4 | A=0.039 |
| 1 | H 2 | 1+ | 13 136.27 | A=0.015 | 9 | F 17 | 5/2+ | 1 951.9 | T=66.0S |
| 10 | NE 17 | | | | 10 | NE 17 | 1/2- | 16 480. | T=0.108S |
| 1 | H 3 | 1/2+ | 14 950.38 | T=12.33Y | 8 | O 18 | 0+ | - 782.50 | A=0.205 |
| 2 | HE 3 | 1/2+ | 14 931.73 | A=E-4 | 9 | F 18 | 1+ | 872.8 | T=109.8M |
| 10 | NE 18 | | | | 10 | NE 18 | 0+ | 5 319.0 | T=1.67S |
| 2 | HE 4 | 0+ | 2 424.94 | A=100. | 8 | O 19 | 5/2+ | 3 332.3 | T=26.91S |
| 2 | HE 5 | 3/2- | 11 390. | W=0.58M | 9 | F 19 | 1/2+ | -1 486.1 | A=100.0 |
| 3 | LI 5 | 3/2- | 11 680. | W=1.5M | 10 | NE 19 | 1/2+ | 1 752.1 | T=17.4S |
| 2 | HE 6 | 0+ | 17 597.3 | T=0.802S | 8 | O 20 | 0+ | 3 800. | T=13.57S |
| 3 | LI 6 | 1+ | 14 087.5 | A=7.5 | 9 | F 20 | 2+ | -15.7 | T=11.03S |
| 4 | BE 6 | 0+ | 18 375. | W=92K | 10 | NE 20 | 0+ | -7 041.7 | A=90.5 |
| 11 | NA 20 | | | | 11 | NA 20 | 2+ | 6 840. | T=0.450S |
| 3 | LI 7 | 3/2- | 14 908.6 | A=92.5 | 9 | F 21 | 5/2+ | -46. | T=4.4S |
| 4 | BE 7 | 3/2- | 15 770.3 | T=53.4D | 10 | NE 21 | 3/2+ | -5 731.2 | A=0.27 |
| 2 | HE 8 | 0+ | 31 650. | T=0.122S | 11 | NA 21 | 3/2+ | -2 183. | T=22.8S |
| 3 | LI 8 | 2+ | 20 947.5 | T=0.848S | 12 | MG 21 | 5/2+ | 10 911. | T=0.121S |
| 4 | BE 8 | 0+ | 4 941.8 | W=6.8EV | 9 | F 22 | | 2 828. | |
| 5 | B 8 | 2+ | 22 922.3 | T=0.774S | 10 | NE 22 | 0+ | -8 025.1 | A=9.2 |
| 3 | LI 9 | 3/2- | 24 966. | T=0.172S | 11 | NA 22 | 3+ | -5 182.2 | T=2.601Y |
| 4 | BE 9 | 3/2- | 11 348.4 | A=100.0 | 12 | MG 22 | 0+ | -384. | T=3.99S |
| 5 | B 9 | 3/2- | 12 415.7 | W=0.54K | 10 | NE 23 | 5/2+ | -5 150.0 | T=37.6S |
| 6 | C 9 | 3/2- | 28 912. | T=0.127S | 11 | NA 23 | 3/2+ | -9 529.0 | A=100.0 |
| 4 | BE 10 | 0+ | 12 608.1 | T=2.7E+6Y | 12 | MG 23 | 3/2+ | -5 472.4 | T=12.S |
| 5 | B 10 | 3+ | 12 052.3 | A=19.8 | 13 | AL 23 | 5/2+ | 6 770. | T 0.48S |
| 6 | C 10 | 0+ | 15 702.7 | T=19.41S | 10 | NE 24 | 0+ | -5 948. | T=3.38M |
| 4 | BE 11 | 1/2+ | 20 177. | T=13.68S | 11 | NA 24 | 4+ | -8 416.7 | T=15.00H |
| 5 | B 11 | 3/2- | 8 667.95 | A=80.2 | 12 | MG 24 | 0+ | -13 931.3 | A=78.99 |
| 6 | C 11 | 3/2- | 10 650.2 | T=20.39M | 13 | AL 24 | 4+ | -49. | T=2.09S |
| 5 | B 12 | 1+ | 13 370.4 | T=0.0204S | 11 | NA 25 | 5/2+ | -9 356. | T=59.6S |
| 6 | C 12 | 0+ | 0. | A=98.892 | 12 | MG 25 | 5/2+ | -13 191.5 | A=10.00 |
| 7 | N 12 | 1+ | 17 344. | T=0.0110S | 13 | AL 25 | 5/2+ | -8 912.3 | T=7.23S |
| 14 | SI 25 | | | | 14 | SI 25 | 5/2+ | 3 820. | T=0.22S |
| 5 | B 13 | 3/2- | 16 562.0 | T=0.0186S | 11 | NA 26 | 2,3+ | -6 853. | T=1.00S |
| 6 | C 13 | 1/2- | 3 125.27 | A=1.108 | 12 | MG 26 | 0+ | -16 213.4 | A=11.01 |
| 7 | N 13 | 1/2- | 5 345.7 | T=9.961M | 13 | AL 26 | 5+ | -12 208.8 | T=7.4E+5Y |
| 14 | SI 26 | | | | 14 | SI 26 | 0+ | -7 147. | T=2.1S |
| 6 | C 14 | 0+ | 3 019.95 | T=5692.Y | 12 | MG 27 | 1/2+ | -14 584.7 | T=9.45M |
| 7 | N 14 | 1+ | 2 863.82 | A=99.64 | 13 | AL 27 | 5/2+ | -17 195.0 | A=100.0 |
| 8 | O 14 | 0+ | 8 008.59 | T=70.98S | 14 | SI 27 | 5/2+ | -12 385.4 | T=4.16S |
| 6 | C 15 | 1/2+ | 9 873.5 | T=2.33S | 12 | MG 28 | 0+ | -15 017. | T=21.1H |
| 7 | N 15 | 1/2- | 101.8 | A=0.36 | 13 | AL 28 | 3+ | -16 848.8 | T=2.246M |
| 8 | O 15 | 1/2- | 2 861.1 | T=122.24S | 14 | SI 28 | 0+ | -21 491.1 | A=92.2 |
| 6 | C 16 | 0+ | 13 693. | T=0.74S | 15 | P 28 | 3+ | -7 154. | T=0.270S |
| 7 | N 16 | 2- | 5 683.5 | T=7.13S | | | | | |
| 8 | O 16 | 0+ | -4 736.68 | A=99.756 | | | | | |

| | | | | | | | | | |
|----------|------|-----|-------|-----------|----------|------|-----|-------|-----------|
| 13 AL 29 | 5/2+ | -18 | 213. | T=6.52M | 18 AR 41 | 7/2- | -33 | 066.1 | T=1.83H |
| 14 SI 29 | 1/2+ | -21 | 893.3 | A=4.7 | 19 K 41 | 3/2+ | -35 | 558.3 | A=6.7 |
| 15 P 29 | 1/2+ | -16 | 950. | T=4.18S | 20 CA 41 | 7/2- | -35 | 137.1 | T=8.E+4Y |
| | | | | | 21 SC 41 | 7/2- | -28 | 641. | T=0.60S |
| 13 AL 30 | 2,3+ | -15 | 890. | T=3.27S | | | | | |
| 14 SI 30 | 0+ | -24 | 431.3 | A=3.1 | 18 AR 42 | 0+ | -34 | 420. | T=33.Y |
| 15 P 30 | 1+ | -20 | 203.9 | T=2.50M | 19 K 42 | 2- | -35 | 021.4 | T=12.36H |
| 16 S 30 | 0+ | -14 | 065. | T=1.23S | 20 CA 42 | 0+ | -38 | 538.1 | A=0.65 |
| | | | | | 21 SC 42 | 0+ | -32 | 107.0 | T=0.683S |
| 14 SI 31 | 3/2+ | -22 | 947.9 | T=157.3M | 22 TI 42 | 0+ | -25 | 121. | T=0.20S |
| 15 P 31 | 1/2+ | -24 | 439.6 | A=100.0 | | | | | |
| 16 S 31 | 1/2+ | -18 | 998. | T=2.62S | 19 K 43 | 3/2+ | -36 | 582. | T=21.8H |
| | | | | | 20 CA 43 | 7/2- | -38 | 399.0 | A=0.14 |
| 14 SI 32 | 0+ | -24 | 091. | T=2.8E+2Y | 21 SC 43 | 7/2- | -36 | 179.0 | T=3.89H |
| 15 P 32 | 1+ | -24 | 304.2 | T=14.28D | 22 TI 43 | 7/2- | -29 | 320. | T=0.49S |
| 16 S 32 | 0+ | -26 | 014.3 | A=95.0 | | | | | |
| 17 CL 32 | 2+ | -13 | 263. | T=0.297S | 19 K 44 | 2- | -35 | 805. | T=22.M |
| | | | | | 20 CA 44 | 0+ | -41 | 463.6 | A=2.08 |
| 15 P 33 | 1/2+ | -26 | 337.0 | T=25.3D | 21 SC 44 | 2+ | -37 | 814. | T=3.92H |
| 16 S 33 | 3/2+ | -26 | 586.0 | A=0.75 | 22 TI 44 | 0+ | -37 | 548. | T=47.Y |
| 17 CL 33 | 3/2+ | -21 | 002.4 | T=2.50S | | | | | |
| 15 P 34 | 1+ | -24 | 830. | T=12.4S | 19 K 45 | 3/2+ | -36 | 611. | T=17.M |
| 16 S 34 | 0+ | -29 | 929.2 | A=4.2 | 20 CA 45 | 7/2- | -40 | 806.3 | T=162.7D |
| 17 CL 34 | 0+ | -24 | 438.4 | T=1.58S | 21 SC 45 | 7/2- | -41 | 063.1 | A=100.0 |
| 18 AR 34 | 0+ | -18 | 395. | T=0.9S | 22 TI 45 | 7/2- | -39 | 000.7 | T=3.08H |
| | | | | | 19 K 46 | 2- | -35 | 426. | T=110.S |
| 16 S 35 | 3/2+ | -28 | 845.6 | T=87.2D | 20 CA 46 | 0+ | -43 | 138. | A=0.003 |
| 17 CL 35 | 3/2+ | -29 | 013.0 | A=75.77 | 21 SC 46 | 4+ | -41 | 758.4 | T=83.800 |
| 18 AR 35 | 3/2+ | -23 | 049.4 | T=1.77S | 22 TI 46 | 0+ | -44 | 125.8 | A=8.00 |
| | | | | | 23 V 46 | 0+ | -37 | 071.4 | T=0.426S |
| 16 S 36 | 0+ | -30 | 665.9 | A=0.015 | | | | | |
| 17 CL 36 | 2+ | -29 | 521.8 | T=3.0E+5Y | 19 K 47 | 1/2+ | -35 | 704. | T=18.S |
| 18 AR 36 | 0+ | -30 | 230.5 | A=0.34 | 20 CA 47 | 7/2- | -42 | 343. | T=4.54D |
| | | | | | 21 SC 47 | 7/2- | -44 | 328.9 | T=3.41D |
| 16 S 37 | 7/2- | -26 | 907. | T=5.06M | 22 TI 47 | 5/2- | -44 | 929.2 | A=7.5 |
| 17 CL 37 | 3/2+ | -31 | 761.5 | A=24.23 | 23 V 47 | 3/2- | -42 | 004.8 | T=31.2M |
| 18 AR 37 | 3/2+ | -30 | 947.4 | T=34.8D | | | | | |
| 19 K 37 | 3/2+ | -24 | 798.4 | T=1.23S | 20 CA 48 | 0+ | -44 | 222. | A=0.19 |
| 20 CA 37 | 3/2+ | -13 | 230. | T=0.173S | 21 SC 48 | 6+ | -44 | 495. | T=43.7H |
| | | | | | 22 TI 48 | 0+ | -48 | 485.6 | A=73.7 |
| 16 S 38 | 0+ | -26 | 863. | T=170.M | 23 V 48 | 4+ | -44 | 470.2 | T=16.18D |
| 17 CL 38 | 2- | -29 | 800. | T=37.2M | 24 CR 48 | 0+ | -42 | 816. | T=22.96H |
| 18 AR 38 | 0+ | -34 | 714.4 | A=0.07 | | | | | |
| 19 K 38 | 3+ | -28 | 792. | T=7.63M | 20 CA 49 | 3/2- | -41 | 292. | T=8.72M |
| 20 CA 38 | 0+ | -22 | 023. | T=0.46S | 21 SC 49 | 7/2- | -46 | 552. | T=57.3 |
| | | | | | 22 TI 49 | 7/2- | -48 | 557.3 | A=5.5 |
| 17 CL 39 | 3/2+ | -29 | 802. | T=55.5M | 23 V 49 | 7/2- | -47 | 956.1 | T=331, |
| 18 AR 39 | 7/2- | -33 | 240. | T=269.Y | 24 CR 49 | 5/2- | -45 | 388. | T=42.0 |
| 19 K 39 | 3/2+ | -33 | 805.3 | A=93.3 | | | | | |
| 20 CA 39 | 3/2+ | -27 | 283. | T=0.87S | 20 CA 50 | 0+ | -39 | 578. | T=14,S |
| | | | | | 21 SC 50 | 5+ | -44 | 545. | T=1.71 |
| 17 CL 40 | 2- | -27 | 540. | T=1.42M | 22 TI 50 | 0+ | -51 | 433.6 | A=5.3 |
| 18 AR 40 | 0+ | -35 | 039.2 | A=99.59 | 23 V 50 | 6+ | -49 | 216.7 | T 4.E+16Y |
| 19 K 40 | 4- | -33 | 534.1 | A=0.012 | | | | | A=0.25 |
| | | | | | 24 CR 50 | 0+ | -50 | 255.7 | A=4.35 |
| 20 CA 40 | 0+ | -34 | 845.7 | A=96.94 | 25 MN 50 | 0+ | -42 | 624.6 | T=0.29 |
| 21 SC 40 | 4- | -20 | 521. | T=0.182S | 21 SC 51 | 7/2- | -43 | 227. | T=13.S |

| | | | | | | | | | | | | | |
|----|----|----|------|-----|-------|-----------|----|----|----|------|-----|-------|----------|
| 22 | TI | 51 | 3/2- | -49 | 739. | T=5.76M | 27 | CO | 62 | 5+ | -61 | 530. | T=13.9M |
| 23 | V | 51 | 7/2- | -52 | 197.4 | A=99.75 | 28 | NI | 62 | 0+ | -66 | 751.9 | A=3.6 |
| 24 | CR | 51 | 7/2- | -51 | 446.0 | T=27.71D | 29 | CU | 62 | 1+ | -62 | 805. | T=9.78M |
| 25 | MN | 51 | 5/2- | -48 | 240. | T=45.9M | 30 | ZN | 62 | 0+ | -61 | 115. | T=9.15H |
| 22 | TI | 52 | 0+ | -49 | 470. | T=1.7M | 27 | CO | 63 | | -61 | 863. | T=27.S |
| 23 | V | 52 | -3+ | -51 | 436.9 | T=3.75M | 28 | NI | 63 | 1/2- | -65 | 521.5 | T=92.Y |
| 24 | CR | 52 | 0+ | -55 | 415.0 | A=83.79 | 29 | CU | 63 | 3/2- | -65 | 587.4 | A=69.1 |
| 25 | MN | 52 | 6+ | -50 | 705. | T=5.63D | 30 | ZN | 63 | 3/2- | -62 | 222. | T=38.5M |
| 26 | FE | 52 | 0+ | -48 | 333. | T=8.3H | 31 | GA | 63 | 3/2- | -56 | 720. | T=31.S |
| 23 | V | 53 | 7/2- | -51 | 861. | T=1.55M | 28 | NI | 64 | 0+ | -67 | 109.3 | A=0.9 |
| 24 | CR | 53 | 3/2- | -55 | 283.8 | A=9.50 | 29 | CU | 64 | 1+ | -65 | 431.8 | T=12.74H |
| 25 | MN | 53 | 7/2- | -54 | 686.5 | T=1.1E+7Y | 30 | ZN | 64 | 0+ | -66 | 006.4 | A=48.9 |
| 26 | FE | 53 | 7/2- | -50 | 942. | T=8.53M | 31 | GA | 64 | 0+ | -58 | 934. | T=2.6M |
| 23 | V | 54 | 5+ | -49 | 930. | T=43.S | 28 | NI | 65 | 5/2- | -65 | 133. | T=2.54H |
| 24 | CR | 54 | 0+ | -56 | 932.3 | A=2.36 | 29 | CU | 65 | 3/2- | -67 | 264.8 | A=30.9 |
| 25 | MN | 54 | 3+ | -55 | 557. | T=313.D | 30 | ZN | 65 | 5/2- | -65 | 914.1 | T=243.7D |
| 26 | FE | 54 | 0+ | -56 | 251.7 | A=5.8 | 31 | GA | 65 | 3/2- | -62 | 655. | T=15.2M |
| 27 | CO | 54 | 0+ | -48 | 002. | T=0.194S | 32 | GE | 65 | | -56 | 360. | T=1.5M |
| 24 | CR | 55 | 3/2- | -55 | 121. | T=3.56M | 28 | NI | 66 | 0+ | -66 | 060. | T=54.6H |
| 25 | MN | 55 | 5/2- | -57 | 710.0 | A=100.0 | 29 | CU | 66 | 1+ | -66 | 259.8 | T=5.1M |
| 26 | FE | 55 | 3/2- | -57 | 478.4 | T=2.7Y | 30 | ZN | 66 | 0+ | -68 | 894.5 | A=27.8 |
| 27 | CO | 55 | 7/2- | -54 | 012.4 | T=18.H | 31 | GA | 66 | 0+ | -63 | 719. | T=9.5H |
| 24 | CR | 56 | 0+ | -55 | 266. | T=5.9M | 32 | GE | 66 | 0+ | -61 | 617. | T=2.27H |
| 25 | MN | 56 | 3+ | -56 | 908.7 | T=2.582H | 28 | NI | 67 | | -63 | 200. | T=50.S |
| 26 | FE | 56 | 0+ | -60 | 609.4 | A=91.7 | 29 | CU | 67 | 3/2- | -67 | 302. | T=61.6H |
| 27 | CO | 56 | 4+ | -56 | 041.2 | T=77.3D | 30 | ZN | 67 | 5/2- | -67 | 876.7 | A=4.1 |
| 28 | NI | 56 | 0+ | -53 | 908. | T=6.10D | 31 | GA | 67 | 3/2- | -66 | 876. | T=78.2H |
| 25 | MN | 57 | 5/2- | -57 | 620. | T=1.59M | 32 | GE | 67 | | -62 | 450. | T=19.0M |
| 26 | FE | 57 | 1/2- | -60 | 183.8 | A=2.14 | 29 | CU | 68 | 1+ | -65 | 420. | T=31.S |
| 27 | CO | 57 | 7/2- | -59 | 347.0 | T=271.D | 30 | ZN | 68 | 0+ | -70 | 004.3 | A=18.6 |
| 28 | NI | 57 | 3/2- | -56 | 104. | T=36.1H | 31 | GA | 68 | 1+ | -67 | 085. | T=68.2M |
| 25 | MN | 58 | | -56 | 060. | T=1.1M | 32 | GE | 68 | 0+ | -66 | 698. | T=287.0 |
| 26 | FE | 58 | 0+ | -62 | 155.1 | A=0.31 | 30 | ZN | 69 | 1/2- | -68 | 416.2 | T=57.M |
| 27 | CO | 58 | 2+ | -59 | 847.2 | T=71.4D | 31 | GA | 69 | 3/2- | -69 | 323.0 | A=60.2 |
| 28 | NI | 58 | 0+ | -60 | 235. | A=68. | 32 | GE | 69 | 5/2- | -67 | 097.5 | T=39.1H |
| 29 | CO | 58 | 1+ | -51 | 668. | T=3.21S | 33 | AS | 69 | | -63 | 130. | T=15.M |
| 26 | FE | 59 | 3/2- | -60 | 670.0 | T=45.D | 30 | ZN | 70 | 0+ | -69 | 559.7 | A=0.62 |
| 27 | CO | 59 | 7/2- | -62 | 235.7 | A=100.0 | 31 | GA | 70 | 1+ | -68 | 906. | T=21.1M |
| 28 | NI | 59 | 3/2- | -61 | 162.6 | T=8E+4Y | 32 | GE | 70 | 0+ | -70 | 559.5 | A=20.7 |
| 29 | CO | 59 | 3/2- | -56 | 363. | T=81.8S | 33 | AS | 70 | 4 | -64 | 338. | T=52.5M |
| 26 | FE | 60 | 0+ | -61 | 435. | T=E+5Y | 34 | SE | 70 | 0+ | | | T=39.M |
| 27 | CO | 60 | 5+ | -61 | 655.6 | T=5.269Y | 30 | ZN | 71 | 1/2- | -67 | 332. | T=2.4M |
| 28 | NI | 60 | 0+ | -64 | 479.2 | A=26.1 | 31 | GA | 71 | 3/2- | -70 | 138.1 | A=40. |
| 29 | CO | 60 | 2+ | -58 | 352. | T=23.M | 32 | GE | 71 | 1/2- | -69 | 903.0 | T=11.0 |
| 26 | FE | 61 | 3/2- | -59 | 030. | T=6.0M | 33 | AS | 71 | 5/2- | -67 | 894. | T=64.H |
| 27 | CO | 61 | 7/2- | -62 | 920. | T=1.65H | 34 | SE | 71 | 5/2- | -62 | 890. | T=4.9M |
| 28 | NI | 61 | 3/2- | -64 | 227.0 | A=1.1 | 30 | ZN | 72 | 0+ | -68 | 131. | T=46.5H |
| 29 | CO | 61 | 3/2- | -61 | 981.8 | T=3.37H | 31 | GA | 72 | 3- | -68 | 587.6 | T=14.1H |
| 30 | ZN | 61 | 3/2- | -56 | 580. | T=87,S | | | | | | | |

| | | | | | | | | |
|----------|------|-----|-------|-----------|----------|------|-----|---------|
| 32 GE 72 | 0+ | -72 | 580.7 | A=27.5 | 33 AS 82 | 5- | | T=13.3S |
| 33 AS 72 | 2- | -68 | 230. | T=26.4H | 34 SE 82 | 0+ | -77 | 587. |
| 34 SE 72 | 0+ | -67 | 630. | T=8.5D | 35 BR 82 | 5- | -77 | 503. |
| 31 GA 73 | 3/2- | -69 | 740. | T=4.88II | 36 KR 82 | 0+ | -80 | 591.0 |
| 32 GE 73 | 9/2+ | -71 | 293.2 | A=7.7 | 37 RB 82 | 1+ | -76 | 194. |
| 33 AS 73 | 3/2- | -70 | 954. | T=76.0 | 38 SR 82 | 0+ | -75 | 590. |
| 34 SE 73 | 9/2+ | -68 | 214. | T=7.1H | 34 SE 83 | 9/2+ | -75 | 440. |
| 31 GA 74 | 3- | -67 | 920. | T=8.2M | 35 BR 83 | 3/2- | -79 | 018. |
| 32 GE 74 | 0+ | -73 | 422.4 | A=36.4 | 36 KR 83 | 9/2+ | -79 | 987.0 |
| 33 AS 74 | 2- | -70 | 858.7 | T=17.7D | 37 RB 83 | 5/2- | -78 | 949. |
| 34 SE 74 | 0+ | -72 | 213.0 | A=0.9 | 38 SR 83 | 7/2+ | -76 | 699. |
| 35 BR 74 | 1+ | -65 | 210. | T=37.M | 34 SE 84 | 0+ | -75 | 920. |
| 36 KR 74 | 0+ | -62 | 110. | T=16.M | 35 BR 84 | 2- | -77 | 730. |
| 32 GE 75 | 1/2- | -71 | 841. | T=82.8M | 36 KR 84 | 0+ | -82 | 433.2 |
| 33 AS 75 | 3/2- | -73 | 029.7 | A=100. | 37 RB 84 | 2- | -79 | 753.0 |
| 34 SE 75 | 5/2+ | -72 | 164.9 | T=120.0 | 38 SR 84 | 0+ | -80 | 639.8 |
| 35 BR 75 | 3/2- | -69 | 155. | T=96.M | 39 Y 84 | 4- | -73 | 690. |
| 36 KR 75 | | -64 | 050. | T=5.5M | 35 BR 85 | 3/2- | -78 | 670. |
| 32 GE 76 | 0+ | -73 | 212.3 | A=7.7 | 36 KR 85 | 9/2+ | -81 | 472.6 |
| 33 AS 76 | 2- | -72 | 286.2 | T=26.3H | 37 RB 85 | 5/2- | -82 | 159.6 |
| 34 SE 76 | 0+ | -75 | 254.6 | A=9.0 | 38 SR 85 | 9/2+ | -81 | 096. |
| 35 BR 76 | 1 | -70 | 150. | T=16.H | 39 Y 85 | 9/2+ | -77 | 836. |
| 36 KR 76 | 0+ | -69 | 150. | T=14.8H | 35 BR 86 | 1,2 | -75 | 960. |
| 32 GE 77 | 7/2+ | -71 | 160. | T=11.3H | 36 KR 86 | 0+ | -83 | 261.3 |
| 33 AS 77 | 3/2- | -73 | 917. | T=38.8H | 37 RB 86 | 2- | -82 | 738.3 |
| 34 SE 77 | 1/2- | -74 | 601.4 | A=7.5 | 38 SR 86 | 0+ | -84 | 509.4 |
| 35 BR 77 | 3/2- | -73 | 236.9 | T=56.H | 39 Y 86 | 4- | -79 | 236. |
| 36 KR 77 | 7/2+ | -70 | 237. | T=1.19H | 40 ZR 86 | 0+ | -77 | 940. |
| 32 GE 78 | 0+ | -71 | 780. | T=1.45H | 35 BR 87 | | -74 | 200. |
| 33 AS 78 | 2- | -72 | 760. | T=1.515H | 36 KR 87 | 5/2+ | -80 | 700. |
| 34 SE 78 | 0+ | -77 | 026.8 | A=23.5 | 37 RB 87 | 3/2- | -84 | 592.6 |
| 35 BR 78 | 1+ | -73 | 453. | T=6.5M | 38 SR 87 | 9/2+ | -84 | 866.1 |
| 36 KR 78 | 0+ | -74 | 147. | A=0.35 | 39 Y 87 | 1/2- | -82 | 984. |
| 37 RB 78 | | | | T=6.5M | 40 ZR 87 | | -79 | 484. |
| 33 AS 79 | 3/2- | -73 | 690. | T=9.M | 35 BR 88 | | | T=16.S |
| 34 SE 79 | 7/2+ | -75 | 933.0 | T 6.5E+4Y | 36 KR 88 | 0+ | -79 | 700. |
| 35 BR 79 | 3/2- | -76 | 074.1 | A=50.69 | 37 RB 88 | 2- | -82 | 604. |
| 36 KR 79 | 1/2- | -74 | 443. | T=34.9H | 38 SR 88 | 0+ | -87 | 907.6 |
| 37 RB 79 | 3/2- | -70 | 920. | T=23.M | 39 Y 88 | 4- | -84 | 289. |
| 33 AS 80 | 1+ | -71 | 760. | T=15.3S | 40 ZR 88 | 0+ | -83 | 610. |
| 34 SE 80 | 0+ | -77 | 757.0 | A=50. | 41 NB 88 | 8+ | -76 | 410. |
| 35 BR 80 | 1+ | -75 | 885.3 | T=17.4M | 35 BR 89 | | | T=4.4S |
| 36 KR 80 | 0+ | -77 | 896. | A=2.25 | 36 KR 89 | 5/2+ | -76 | 560. |
| 37 RB 80 | 1+ | -72 | 100. | T=30.S | 37 RB 89 | 3/2- | -81 | 710. |
| 33 AS 81 | 3/2- | -72 | 590. | T=32.S | 38 SR 89 | 5/2+ | -86 | 196. |
| 34 SE 81 | 1/2- | -76 | 387. | T=18.6M | 39 Y 89 | 1/2- | -87 | 685.6 |
| 35 BR 81 | 3/2- | -77 | 974. | A=49.31 | 40 ZR 89 | 9/2+ | -84 | 851. |
| 36 KR 81 | 7/2+ | -77 | 680. | T=2.1E+5Y | 41 NB 89 | 9/2+ | -80 | 980. |
| 37 RB 81 | 3/2- | -75 | 420. | T=4.58H | 36 KR 90 | 0+ | -74 | 890. |
| | | | | | 37 RB 90 | 1- | -79 | 300. |

| | | | | | | | |
|----------|------|-----------|-----------|-----------|------|-----------|-----------|
| 38 SR 90 | 0+ | -85 927.9 | T=28.9Y | 39 Y 97 | 1/2- | -76 830. | T=1.11S |
| 39 Y 90 | 2- | -86 473.9 | T=64.H | 40 ZR 97 | 1/2+ | -82 933. | T=16.8H |
| 40 ZR 90 | 0+ | -88 762.6 | A=51.4 | 41 NB 97 | 9/2+ | -85 605. | T=73.6M |
| 41 NB 90 | 8+ | -82 652. | T=14.6H | 42 MC 97 | 5/2+ | -87 540.2 | A=9.5 |
| 42 MC 90 | 0+ | -80 165. | T=5.7H | 43 TC 97 | 9/2+ | -87 195. | T=2.6E+6Y |
| 36 KR 91 | 5/2+ | -71 500. | T=9.0S | 44 RU 97 | 5/2+ | -86 040. | T=2.89D |
| 37 RB 91 | - | -78 000. | T=58.5S | 45 RH 97 | 9/2+ | -82 550. | T=33.M |
| 38 SR 91 | 5/2+ | -83 684. | T=9.48H | 40 ZR 98 | 0+ | -81 273. | T=31.S |
| 39 Y 91 | 1/2- | -86 349. | T=58.6D | 41 NB 98 | 1+ | -83 510. | T=51.M |
| 40 ZR 91 | 5/2+ | -87 893.5 | A=11.2 | 42 MC 98 | 0+ | -88 110.9 | A=24.4 |
| 41 NB 91 | 9/2+ | -86 632. | T=LONG | 43 TC 98 | 7,6+ | -86 520. | T=1.5E+6Y |
| 42 MC 91 | 9/2+ | -82 188. | T=15.49M | 44 RU 98 | 0+ | -88 223.0 | A=1.9 |
| 36 KR 92 | 0+ | | T=1.9S | 45 RH 98 | 2+ | -83 166. | T=8.7M |
| 37 RB 92 | - | -75 020. | T=4.48S | 40 ZR 99 | | -78 360. | T=2.4S |
| 38 SR 92 | 0+ | -82 920. | T=2.7H | 41 NB 99 | 9/2+ | -82 860. | T=2.4M |
| 39 Y 92 | 2- | -84 834. | T=3.53H | 42 MC 99 | 1/2+ | -85 956. | T=66.3H |
| 40 ZR 92 | 0+ | -88 456.9 | A=17.1 | 43 TC 99 | 9/2+ | -87 328. | T=2.1E+5Y |
| 41 NB 92 | 7+ | -86 453. | T=2.E+7Y | 44 RU 99 | 5/2+ | -87 620.2 | A=12.7 |
| 42 MC 92 | 0+ | -86 808.4 | A=14.8 | 45 RH 99 | 1/2- | -85 568. | T=15.0D |
| 43 TC 92 | 8,9+ | -78 860. | T=4.4M | 46 PD 99 | 5/2+ | -82 163. | T=21.4M |
| 36 KR 93 | | | T=1.29S | 47 AG 99 | | -76 130. | T=1.8M |
| 37 RB 93 | - | -73 050. | T=5.87S | 41 NB 100 | | -80 190. | T=2.9M |
| 38 SR 93 | - | -79 950. | T=7.5M | 42 MO 100 | 0+ | -86 185.1 | A=9.6 |
| 39 Y 93 | 1/2- | -84 254. | T=10.2H | 43 TC 100 | 1+ | -85 850. | T=16.S |
| 40 ZR 93 | 5/2+ | -87 143.7 | T=9.5E+5Y | 44 RL 100 | 0+ | -89 221.9 | A=12.6 |
| 41 NB 93 | 9/2+ | -87 207.1 | A=100. | 45 RH 100 | 1- | -85 592. | T=21.H |
| 42 MC 93 | 5/2+ | -86 809. | T=3.E+3Y | 46 PD 100 | 0+ | -85 190. | T=3.7D |
| 43 TC 93 | 9/2+ | -83 623. | T=2.73H | 47 AG 100 | 5+ | -77 890. | T=8.M |
| 36 KR 94 | 0+ | | T=0.20S | 41 NB 101 | | -79 400. | T=7.S |
| 37 RB 94 | | | T=2.71S | 42 MO 101 | 1/2+ | -83 504. | T=14.6M |
| 38 SR 94 | 0+ | -78 740. | T=78S | 43 TC 101 | 9/2+ | -86 325. | T=14.2M |
| 39 Y 94 | 2- | -82 260. | T=20.3M | 44 RU 101 | 5/2+ | -87 955.7 | A=17.1 |
| 40 ZR 94 | 0+ | -87 263.1 | A=17.5 | 45 RH 101 | 1/2- | -87 402. | T=3.Y |
| 41 NB 94 | 6+ | -86 364.3 | T=2.E+4Y | 46 PD 101 | 5/2+ | -85 412. | T=8.3H |
| 42 MC 94 | 0+ | -88 409.9 | A=9.1 | 47 AG 101 | 9/2+ | -81 010. | T=10.8M |
| 43 TC 94 | 6,7+ | -84 150. | T=4.9H | 42 MC 102 | 0+ | -83 600. | T=11.M |
| 44 RU 94 | 0+ | -82 569. | T=52.M | 43 TC 102 | 1+ | -84 600. | T=5.3S |
| 37 RB 95 | | | T=0.36S | 44 RU 102 | 0+ | -89 100.2 | A=31.6 |
| 38 SR 95 | - | -75 540. | T=26.S | 45 RH 102 | 1- | -86 778. | T=207.D |
| 39 Y 95 | - | -81 236. | T=10.5M | 46 PD 102 | 0+ | -87 927. | A=1.0 |
| 40 ZR 95 | 5/2+ | -85 666.0 | T=65.5D | 47 AG 102 | 5+ | -82 367. | T=13.M |
| 41 NB 95 | 9/2+ | -86 788.5 | T=35.D | 48 CD 102 | 0+ | -79 470. | T=5.5M |
| 42 MC 95 | 5/2+ | -87 713.3 | A=15.9 | 42 MO 103 | | -80 500. | T=60.S |
| 43 TC 95 | 9/2+ | -86 012. | T=20.H | 43 TC 103 | | -84 900. | T=50.S |
| 44 RU 95 | 5/2+ | -83 450. | T=1.65H | 44 RU 103 | 5/2+ | -87 253. | T=39.6D |
| 38 SR 96 | 0+ | | T=4.S | 45 RH 103 | 1/2- | -88 016.0 | A=100. |
| 39 Y 96 | - | -78 630. | T=2.3M | 46 PC 103 | 5/2+ | -87 463. | T=17.5D |
| 40 ZR 96 | 0+ | -85 426.0 | A=2.8 | 47 AG 103 | 7/2+ | -84 780. | T=1.1H |
| 41 NB 96 | 5+ | -85 609. | T=23.5H | 48 CD 103 | | -80 380. | T=7.3M |
| 42 MC 96 | 0+ | -88 795.9 | A=16.7 | 42 MC 104 | 0+ | -80 190. | T=1.6M |
| 43 TC 96 | 7+ | -85 860. | T=4.3D | 43 TC 104 | | -82 790. | T=18.M |
| 44 RU 96 | 0+ | -86 073. | A=5.5 | 44 RU 104 | 0+ | -88 094.0 | A=18.6 |

| | | | |
|-----------|------|-----------|-----------|
| 45 RH 104 | 1+ | -86 944. | T=42.S |
| 46 PC 104 | 0+ | -89 411. | A=11.0 |
| 47 AG 104 | 5+ | -85 311. | T=67.M |
| 48 CD 104 | 0+ | -84 010. | T=56.M |
| 42 MC 105 | | | T=0.9M |
| 43 TC 105 | | -82 530. | T=8.0M |
| 44 RU 105 | 5/2+ | -85 930. | T=4.4H |
| 45 RH 105 | 7/2+ | -87 847. | T=35.5H |
| 46 PD 105 | 5/2+ | -88 413. | A=22.2 |
| 47 AG 105 | 1/2- | -87 078. | T=41.D |
| 48 CD 105 | 5/2+ | -84 280. | T=56.D |
| 43 TC 106 | | -79 820. | T=37.S |
| 44 RU 106 | 0+ | -86 323. | T=1.01Y |
| 45 RH 106 | 1+ | -86 362. | T=30.S |
| 46 PD 106 | 0+ | -89 902. | A=27.3 |
| 47 AG 106 | 1+ | -86 928. | T=24.0M |
| 48 CD 106 | 0+ | -87 130. | A=1.2 |
| 49 IN 106 | | -80 390. | T=5.32M |
| 44 RU 107 | | -83 710. | T=4.2M |
| 45 RH 107 | 5/2+ | -86 860. | T=21.7M |
| 46 PD 107 | 5/2+ | -88 373.0 | T=6.5E+6Y |
| 47 AG 107 | 1/2- | -88 408.0 | A=51.83 |
| 48 CD 107 | 5/2+ | -86 991. | T=6.49H |
| 49 IN 107 | 9/2+ | -83 500. | T=32.7M |
| 44 RU 108 | 0+ | -83 710. | T=4.5M |
| 45 RH 108 | 1+ | -85 030. | T=16.8S |
| 46 PD 108 | 0+ | -89 526. | A=26.7 |
| 47 AG 108 | 1+ | -87 605. | T=2.41M |
| 48 CD 108 | 0+ | -89 248.0 | A=0.9 |
| 49 IN 108 | 2+ | -84 100. | T=40.M |
| 50 SN 108 | 0+ | -82 000. | T=10.5M |
| 45 RH 109 | | -85 110. | T 90.S |
| 46 PD 109 | 5/2+ | -87 606. | T=13.46H |
| 47 AG 109 | 1/2- | -88 721.5 | A=48.17 |
| 48 CD 109 | 5/2+ | -88 539. | T=453.D |
| 49 IN 109 | 9/2+ | -86 520. | T=4.2H |
| 50 SN 109 | | -82 720. | T=18.0M |
| 45 RH 110 | 1+ | -82 940. | T=3.0S |
| 46 PD 110 | 0+ | -88 340. | A=11.8 |
| 47 AG 110 | 1+ | -87 455.5 | T=24.57S |
| 48 CD 110 | 0+ | -90 346.4 | A=12.4 |
| 49 IN 110 | 2+ | -86 420. | T=69.1M |
| 50 SN 110 | 0+ | -85 824. | T=4.0H |
| 46 PC 111 | 5/2+ | -86 020. | T=22.M |
| 47 AG 111 | 1/2- | -88 224. | T=7.47D |
| 48 CD 111 | 1/2+ | -89 251.6 | A=12.8 |
| 49 IN 111 | 9/2+ | -88 426. | T=2.83D |
| 50 SN 111 | 7/2+ | -85 918. | T=35.3M |
| 46 PC 112 | 0+ | -86 280. | T=20.12H |
| 47 AG 112 | 2- | -86 580. | T=3.12H |
| 48 CD 112 | 0+ | -90 576.9 | A=24.0 |
| 49 IN 112 | 1+ | -87 989. | T=14.4M |
| 50 SN 112 | 0+ | -88 648. | A=1.0 |
| 51 SB 112 | 3+ | -81 850. | T=53.S |
| 46 PD 113 | | | T=1.5M |
| 47 AG 113 | | 1/2- | -87 035. |
| 48 CD 113 | | 1/2+ | -89 044.9 |
| 49 IN 113 | | 9/2+ | -89 342. |
| 50 SN 113 | | 1/2+ | -88 317. |
| 51 SB 113 | | 5/2+ | -84 419. |
| 46 PD 114 | 0+ | | T=2.4M |
| 47 AG 114 | | | -85 010. |
| 48 CD 114 | 0+ | | -90 014.2 |
| 49 IN 114 | 1+ | | -88 584. |
| 50 SN 114 | 0+ | | -90 565. |
| 51 SB 114 | 3+ | | -84 870. |
| 52 TE 114 | 0+ | | -82 170. |
| 47 AG 115 | | 1/2- | -84 910. |
| 48 CD 115 | | 1/2+ | -88 090. |
| 49 IN 115 | | 9/2+ | -89 541. |
| 50 SN 115 | | 1/2+ | -90 027. |
| 51 SB 115 | | 5/2+ | -86 997. |
| 52 TE 115 | | 1/2+ | -82 460. |
| 47 AG 116 | | | -82 420. |
| 48 CD 116 | D+ | | -88 715.0 |
| 49 IN 116 | 1+ | | -88 248. |
| 50 SN 116 | 0+ | | -91 521.8 |
| 51 SB 116 | 3+ | | -87 020. |
| 52 TE 116 | 0+ | | -85 460. |
| 48 CD 117 | | 1/2+ | -86 408. |
| 49 IN 117 | | 9/2+ | -88 929. |
| 50 SN 117 | | 1/2+ | -90 392.6 |
| 51 SB 117 | | 5/2+ | -88 640. |
| 52 TE 117 | | 1/2+ | -85 150. |
| 53 I 117 | | 5/2+ | -80 840. |
| 48 CD 118 | 0+ | | -86 704. |
| 49 IN 118 | 1+ | | -87 450. |
| 50 SN 118 | 0+ | | -91 648.3 |
| 51 SB 118 | 1+ | | -87 953. |
| 52 TE 118 | 0+ | | -87 650. |
| 53 I 118 | | | -81 550. |
| 54 XE 118 | 0+ | | -78 250. |
| 48 CD 119 | | | -84 210. |
| 49 IN 119 | | 9/2+ | -87 714. |
| 50 SN 119 | | 1/2+ | -90 061.6 |
| 51 SB 119 | | 5/2+ | -89 483. |
| 52 TE 119 | | 1/2+ | -87 189. |
| 53 I 119 | | 5/2+ | -83 990. |
| 54 XE 119 | | | -79 000. |

| | | | | | | | |
|----------------|-------|-----------|------------|-----------|------|-----------|-----------|
| 51 SB 120 | 1+ | -88 414. | T=15.9M | 51 SB 128 | 8- | -84 700. | T=9.01H |
| 52 TE 120 | 0+ | -89 402. | A=0.09 | 52 TE 128 | 0+ | -88 988.9 | A=31.8 |
| 53 I 120 | - | -84 100. | T=53.4M | 53 I 128 | 1+ | -87 735.1 | T=25.1M |
| 54 XE 120 | 0+ | -81 900. | T=40.1M | 54 XE 128 | 0+ | -89 860.1 | A=1.9 |
| 49 IN 121 | 9/2+ | -85 820. | T=28.5 | 55 CS 128 | 1+ | -85 953. | T=3.8M |
| 50 SN 121 | 3/2+ | -89 202.7 | T=27.06H | 56 BA 128 | 0+ | -85 250. | T=2.43D |
| 51 SB 121 | 5/2+ | -89 589.9 | A=57.3 | 57 LA 128 | - | -78 450. | T=4.2M |
| 52 TE 121 | 1/2+ | -88 590. | T=17.1D | 50 SN 129 | - | - | T=7.5M |
| 53 I 121 | 5/2+ | -86 220. | T=2.12H | 51 SB 129 | 7/2+ | -84 591. | T=4.31H |
| 54 XE 121 | - | -82 430. | T=38.8M | 52 TE 129 | 3/2+ | -87 004. | T=68.7M |
| 49 IN 122 | - | -83 240. | T=10.0S | 53 I 129 | 7/2+ | -88 503. | T=1.6E+7Y |
| 50 SN 122 | 0+ | -89 935.6 | A=4.7 | 54 XE 129 | 1/2+ | -88 694.0 | A=26.4 |
| 51 SB 122 | 2- | -88 325.6 | T=64.34H | 55 CS 129 | 1/2+ | -87 590. | T=33.1H |
| 52 TE 122 | 0+ | -90 303.8 | A=2.4 | 56 BA 129 | - | -85 150. | T=2.13H |
| 53 I 122 | 1+ | -86 160. | T=3.62M | 57 LA 129 | 3/2+ | -81 150. | T=10.0M |
| 54 XE 122 | 0+ | -85 060. | T=20.1H | 51 SB 130 | 5+ | -82 350. | T=5.7M |
| 49 IN 123 | 9/2+ | -83 420. | T=5.97S | 52 TE 130 | 0+ | -87 345.4 | A=34.5 |
| 50 SN 123 | 11/2- | -87 809. | T=129.2D | 53 I 130 | 5- | -86 888. | T=12.3H |
| 51 SB 123 | 7/2+ | -89 219.1 | A=42.7 | 54 XE 130 | 0+ | -89 880.1 | A=3.9 |
| 52 TE 123 | 1/2+ | -89 162. | A=0.87 | 55 CS 130 | 1+ | -86 857. | T=29.1M |
| | | | T=1.2E+13Y | 56 BA 130 | 0+ | -87 297. | A=0.10 |
| 53 I 123 | 5/2+ | -87 960. | T=13.2H | 57 LA 130 | 3+ | -81 600. | T=8.7M |
| 54 XE 123 | 1/2+ | -85 290. | T=2.08M | 58 CE 130 | 0+ | - | T=30.M. |
| 49 IN 124 | - | -80 830. | T=4.5 | 51 SB 131 | 7/2+ | -82 090. | T=23.0M |
| 50 SN 124 | 0+ | -88 229.0 | A=5.8 | 52 TE 131 | 3/2+ | -85 191. | T=25.0M |
| 51 SB 124 | 3- | -87 614.2 | T=60.2D | 53 I 131 | 7/2+ | -87 443.2 | T=8.065D |
| 52 TE 124 | 0+ | -90 514.1 | A=4.6 | 54 XE 131 | 3/2+ | -88 414.0 | A=21.2 |
| 53 I 124 | 2- | -87 354. | T=4.17D | 55 CS 131 | 5/2+ | -88 059. | T=9.7D |
| 54 XE 124 | 0+ | -87 450. | A=0.10 | 56 BA 131 | 1/2+ | -86 719. | T=11.7D |
| 50 SN 12511/2- | - | -85 890. | T=9.63D | 57 LA 131 | 1/2+ | -83 760. | T=1.0H |
| 51 SB 125 | 7/2+ | -88 262. | T=2.77Y | 58 CE 131 | - | -79 460. | T=10.M |
| 52 TE 125 | 1/2+ | -89 027.3 | A=7.0 | 51 SB 132 | 7,8- | -79 590. | T=4.1M |
| 53 I 125 | 5/2+ | -88 879.3 | T=59.9D | 52 TE 132 | 0+ | -85 193. | T=78.H |
| 54 XE 125 | 1/2+ | -87 140. | T=17.H | 53 I 132 | 4+ | -85 698. | T=2.3H |
| 55 CS 125 | 1/2+ | -84 070. | T=45.M | 54 XE 132 | 0+ | -89 278.4 | A=27.0 |
| 56 BA 125 | - | -79 570. | T=3.0M | 55 CS 132 | 2- | -87 179. | T=6.58D |
| 50 SN 126 | 0+ | -86 013. | T=E+5Y | 56 BA 132 | 0+ | -88 451. | A=0.095 |
| 51 SB 126 | 8- | -86 330. | T=12.4D | 57 LA 132 | 2- | -83 740. | T=4.8H |
| 52 TE 126 | 0+ | -90 064.9 | A=18.7 | 58 CE 132 | 0+ | -82 340. | T=4.8H |
| 53 I 126 | 2- | -87 914. | T=13.02D | 51 SB 133 | 7/2+ | -79 000. | T=2.3M |
| 54 XE 126 | 0+ | -89 165. | A=0.09 | 52 TE 133 | 3/2+ | -82 900. | T=12.5M |
| 55 CS 126 | 1+ | -84 160. | T=98.6S | 53 I 133 | 7/2+ | -85 860. | T=20.9H |
| 56 BA 126 | 0+ | -82 360. | T=97.M | 54 XE 133 | 3/2+ | -87 660. | T=5.31D |
| 50 SN 12711/2- | - | -83 510. | T=2.12H | 55 CS 133 | 7/2+ | -88 087. | A=100. |
| 51 SB 127 | 7/2+ | -86 708. | T=91.2H | 56 BA 133 | 1/2+ | -87 572. | T=10.35Y |
| 52 TE 127 | 3/2+ | -88 289. | T=9.23H | 57 LA 133 | 5/2+ | -85 670. | T=4.H |
| 53 I 127 | 5/2+ | -88 981.4 | A=100. | 58 CE 133 | 5/2+ | -82 370. | T=5.40H |
| 54 XE 127 | 1/2+ | -88 317. | T=36.4D | 52 TE 134 | 0+ | -82 570. | T=41.8 |
| 55 CS 127 | 1/2+ | -86 227. | T=6.3H | 53 I 134 | 4+ | -83 970. | T=52.5M |
| 56 BA 127 | - | -82 730. | T=18.M | 54 XE 134 | 0+ | -88 123.0 | A=10.5 |
| 50 SN 128 | 0+ | -83 400. | T=59.3H | 55 CS 134 | 4+ | -86 906. | T=2.06Y |
| | | | | 56 BA 134 | 0+ | -78 965. | A=2.4 |
| | | | | 57 LA 134 | 1+ | -85 255. | T=6.7M |

| | | | | | | | |
|-----------|------|----------|-----------|-----------|------|----------|-----------|
| 58 CE 134 | 0+ | -84 750. | T=72.0H | 59 PR 141 | 5/2+ | -85 980. | A=100. |
| 59 PR 134 | - | -78 550. | T=16.4H | 60 ND 141 | 3/2+ | -84 175. | T=2.46H |
| 53 I 135 | 7/2+ | -83 776. | T=6.7H | 61 PM 141 | 5/2+ | -80 450. | T=20.9M |
| 54 XE 135 | 3/2+ | -86 502. | T=9.14H | 54 XE 142 | 0+ | - | T=1.22S |
| 55 CS 135 | 7/2+ | -87 659. | T=2.3E+6Y | 55 CS 142 | - | -71 070. | T=1.7S |
| 56 BA 135 | 3/2+ | -87 868. | A=6.5 | 56 BA 142 | 0+ | -77 770. | T=10.7M |
| 57 LA 135 | 5/2+ | -86 830. | T=19.5H | 57 LA 142 | 2- | -79 970. | T=92.4M |
| 58 CE 135 | 1/2+ | -84 530. | T=17.7H | 58 CE 142 | 0+ | -84 487. | A=11.1 |
| 59 PR 135 | 5/2+ | -80 950. | T=25.4M | 60 ND 135 | - | - | T=5.E+16Y |
| 60 ND 135 | - | - | T=5.5M | 59 PR 142 | 2- | -83 752. | T=19.2H |
| 53 I 136 | 2- | -79 420. | T=82.8S | 60 ND 142 | 0+ | -85 916. | A=27.1 |
| 54 XE 136 | 0+ | -86 423. | A=8.9 | 61 PM 142 | 1+ | -81 100. | T=40.S |
| 55 CS 136 | 5+ | -86 356. | T=13.5D | 62 SM 142 | 0+ | -79 050. | T=72.5M |
| 56 BA 136 | 0+ | -88 904. | A=7.8 | 63 EU 142 | 1+ | - | T=1.2M |
| 57 LA 136 | 1+ | -86 030. | T=9.87M | 54 XE 143 | - | - | T=1.CS |
| 58 CE 136 | 0+ | -86 462. | A=0.19 | 55 CS 143 | - | - | T=1.7S |
| 59 PR 136 | 2+ | -81 260. | T=13.1M | 56 BA 143 | - | -74 010. | T=13.6S |
| 60 ND 136 | 0+ | -78 800. | T=55.M | 57 LA 143 | - | -78 210. | T=14.M |
| 53 I 137 | - | -76 810. | T=24.6S | 58 CE 143 | 3/2- | -81 593. | T=33.0H |
| 54 XE 137 | 7/2- | -82 213. | T=3.82M | 59 PR 143 | 7/2+ | -83 038. | T=13.6D |
| 55 CS 137 | 7/2+ | -86 561. | T=30.13Y | 60 ND 143 | 7/2- | -83 970. | A=12.2 |
| 56 BA 137 | 3/2+ | -87 734. | A=11.2 | 61 PM 143 | 5/2+ | -82 901. | T=265.D |
| 57 LA 137 | 7/2+ | -87 230. | T=6.E+4Y | 62 SM 143 | 3/2+ | -79 422. | T=8.83M |
| 58 CE 137 | 3/2+ | -86 030. | T=9.0H | 63 EU 143 | 5/2+ | -74 420. | T=2.6M |
| 59 PR 137 | 5/2+ | -83 280. | T=76.6M | 58 CE 144 | 0+ | -80 403. | T=284.4D |
| 60 ND 137 | 1/2+ | -79 280. | T=40.M | 59 PR 144 | 0- | -80 719. | T=17.3M |
| 54 XE 138 | 0+ | -80 070. | T=14.2M | 60 ND 144 | 0+ | -83 716. | A=23.9 |
| 55 CS 138 | 3- | -82 870. | T=32.2M | 61 PM 144 | 6- | -81 340. | T=1.CY |
| 56 BA 138 | 0+ | -88 274. | A=71.9 | 62 SM 144 | 0+ | -81 904. | A=3.1 |
| 57 LA 138 | 5- | -86 480. | A=0.09 | 63 EU 144 | 1+ | -75 577. | T=10.5S |
| 58 CE 138 | 0+ | -87 536. | A=0.26 | 58 CE 145 | - | -77 110. | T=3.3M |
| 59 PR 138 | 1+ | -83 099. | T=1.44M | 59 PR 145 | 7/2+ | -79 599. | T=5.98H |
| 54 XE 139 | - | -75 980. | T=39.7S | 60 ND 145 | 7/2- | -81 404. | A=8.3 |
| 55 CS 139 | - | -80 780. | T=9.53M | 61 PM 145 | 5/2+ | -81 234. | T=17.7Y |
| 56 BA 139 | 7/2- | -84 926. | T=85.2M | 62 SM 145 | 7/2- | -80 596. | T=34.0.D |
| 57 LA 139 | 7/2+ | -87 186. | A=49.91 | 63 EU 145 | 5/2+ | -77 876. | T=5.96D |
| 58 CE 139 | 3/2+ | -86 911. | T=137.5D | 64 GD 145 | 1/2+ | -72 880. | T=22.9M |
| 59 PR 139 | 5/2+ | -84 799. | T=4.41H | 58 CE 146 | 0+ | -75 740. | T=14.2M |
| 60 ND 139 | 3/2+ | -82 000. | T=30.M | 59 PR 146 | 3- | -76 820. | T=24.2M |
| 54 XE 140 | 0+ | -73 240. | T=13.6S | 60 ND 146 | 0+ | -80 898. | A=17.2 |
| 55 CS 140 | - | -77 540. | T=63.8S | 61 PM 146 | 3,4- | -79 421. | T=5.5Y |
| 56 BA 140 | 0+ | -83 241. | T=12.8D | 62 SM 146 | 0+ | -80 947. | T=1.E+8Y |
| 57 LA 140 | 3- | -84 276. | T=40.23H | 63 EU 146 | 4- | -77 075. | T=4.6D |
| 58 CE 140 | 0+ | -88 042. | A=88.5 | 64 GD 146 | 0+ | -75 880. | T=48.3D |
| 59 PR 140 | 1+ | -84 654. | T=3.39M | 59 PR 147 | - | -75 430. | T=12.M |
| 60 ND 140 | 0+ | -84 180. | T=3.37D | 60 ND 147 | 5/2- | -78 129. | T=10.99D |
| 54 XE 141 | - | - | T=1.73S | 61 PM 147 | 7/2+ | -79 023. | T=2.623Y |
| 55 CS 141 | - | -74 870. | T=24.9S | 62 SM 147 | 7/2- | -79 248. | A=15.0 |
| 56 BA 141 | - | -79 970. | T=18.3M | 63 EU 147 | 5/2+ | -77 486. | T=24.30 |
| 57 LA 141 | - | -82 969. | T=3.87H | 64 GD 147 | 7/2- | -75 158. | T=38.H |
| 58 CE 141 | 7/2- | -85 399. | T=32.53D | 65 TB 147 | 5/2- | -70 560. | T=1.6H |

| | | | | | | | | | |
|-----------|------|------|--------|------------|-----------|------|------|--------|-----------|
| 59 PR 148 | -72 | 480. | T=2.4M | 66 DY 154 | 0+ | -70 | 356. | T=E+6Y | |
| 60 ND 148 | 0+ | -77 | 381. | A=5.7 | 67 HO 154 | 1 | -64 | 598. | T=11.8M |
| 61 PM 148 | 1- | -76 | 852. | T=5.4D | 68 ER 154 | 0+ | -62 | 400. | T=4.5M |
| 62 SM 148 | 0+ | -79 | 317. | A=11.2 | | | | | |
| | | | | T=8.E+15Y | 62 SM 155 | 3/2- | -70 | 193. | T=22.3M |
| 63 EU 148 | 5- | -76 | 217. | T=54.5D | 63 EU 155 | 5/2+ | -71 | 818. | T=4.8Y |
| 64 GD 148 | 0+ | -76 | 207. | T=93.Y | 64 GD 155 | 3/2- | -72 | 065. | A=14.9 |
| 65 TB 148 | | -70 | 590. | T=70.M | 65 TB 155 | 3/2+ | -71 | 220. | T=5.30 |
| | | | | | 66 DY 155 | 3/2- | -69 | 121. | T=9.9H |
| 59 PR 149 | | -71 | 380. | T=2.3M | 67 HO 155 | 5/2 | -65 | 820. | T=47.M |
| 60 ND 149 | 5/2- | -74 | 377. | T=1.73H | 68 ER 155 | | -62 | 010. | T=5.5M |
| 61 PM 149 | 7/2+ | -76 | 046. | T=53.1H | | | | | |
| 62 SM 149 | 7/2- | -77 | 118. | A=13.8 | 62 SM 156 | 0+ | -69 | 359. | T=9.4H |
| | | | | T 1.E+16Y | 63 EU 156 | 0+ | -70 | 072. | T=15.17D |
| 63 EU 149 | 5/2+ | -76 | 360. | T=93.D | 64 GD 156 | 0+ | -72 | 524. | A=20.6 |
| 64 GO 149 | 7/2- | -75 | 072. | T=9.3D | 65 TB 156 | 3- | -70 | 220. | T=5.1D |
| 65 TB 149 | | -71 | 375. | T=4.13H | 66 DY 156 | 0+ | -70 | 491. | A=0.06 |
| | | | | | | | | | T=2.E+14Y |
| 60 ND 150 | 0+ | -73 | 662. | A=5.6 | 67 HO 156 | 1 | -65 | 390. | T=55.M |
| 61 PM 150 | 1 | -73 | 530. | T=2.68H | | | | | |
| 62 SM 150 | 0+ | -77 | 033. | A=7.4 | 62 SM 157 | | | | T=0.5M |
| 63 EU 150 | 0,1- | -74 | 719. | T=12.6H | 63 EU 157 | | -69 | 461. | T=15.2H |
| 64 GD 150 | 0+ | -75 | 728. | T=1.8E+6Y | 64 GD 157 | 3/2- | -70 | 821. | A=15.7 |
| 65 TB 150 | | -71 | 060. | T=3.1H | 65 TB 157 | 3/2+ | -70 | 757. | T=160.Y |
| 66 DY 150 | 0+ | -69 | 100. | T=7.2M | 66 DY 157 | 3/2- | -69 | 394. | T=8.1H |
| | | | | | 67 HO 157 | 7/2 | -66 | 890. | T=15.M |
| 60 NO 151 | | -70 | 899. | T=12.4M | 68 ER 157 | 3/2 | -62 | 990. | T=24.M |
| 61 PM 151 | 5/2+ | -73 | 365. | T=28.4H | | | | | |
| 62 SM 151 | 3/2- | -74 | 553. | T=93.Y | 63 EU 158 | | -67 | 250. | T=46.M |
| 63 EU 151 | 5/2+ | -74 | 629. | A=47.8 | 64 GD 158 | 0+ | -70 | 680. | A=24.7 |
| 64 GO 151 | 7/2- | -74 | 165. | T=120.D | 65 TB 158 | 3- | -69 | 440. | T=150.Y |
| 65 TB 151 | 1/2 | -71 | 557. | T=17.6H | 66 DY 158 | 0+ | -70 | 384. | A=0.10 |
| 66 DY 151 | 7/2 | -68 | 552. | T=18.M | 67 HO 158 | 5+ | -66 | 407. | T=11.3M |
| 67 HO 151 | | -63 | 500. | T=35.6S | 68 ER 158 | 0+ | -64 | 910. | T=2.3H |
| | | | | | | | | | |
| 61 PM 152 | | -71 | 350. | T=4.2M | 63 EU 159 | 5/2+ | -65 | 920. | T=18.1M |
| 62 SM 152 | 0+ | -74 | 749. | A=26.7 | 64 GD 159 | 3/2- | -68 | 553. | T=18.6H |
| 63 EU 152 | 3- | -72 | 863. | A=14.Y | 65 TB 159 | 3/2+ | -69 | 503. | A=100. |
| 64 GO 152 | 0+ | -74 | 691. | A=0.20 | 66 DY 159 | 3/2- | -69 | 138. | T=144.D |
| | | | | T=1.1E+14Y | 67 HO 159 | 7/2- | -67 | 440. | T=33.M |
| 65 TB 152 | 2- | -70 | 871. | T=17.6H | 68 ER 159 | 3/2- | -64 | 340. | T=36.M |
| 66 DY 152 | 0+ | -70 | 057. | T=2.38H | | | | | |
| 67 HO 152 | | -63 | 670. | T=2.5M | 64 GO 160 | 0+ | -67 | 934. | A=21.7 |
| | | | | | 65 TB 160 | 3- | -67 | 813. | T=72.4D |
| 61 PM 153 | | -70 | 740. | T=5.5M | 66 DY 160 | 0+ | -69 | 648. | A=2.3 |
| 62 SM 153 | 3/2+ | -72 | 544. | T=46.6H | 67 HO 160 | 5+ | -66 | 728. | T=25.M |
| 63 EU 153 | 5/2+ | -73 | 347. | A=52.2 | 68 ER 160 | 0+ | -65 | 930. | T=28.6M |
| 64 GO 153 | 3/2+ | -73 | 106. | T=241.D | | | | | |
| 65 TB 153 | 5/2- | -71 | 310. | T=2.34D | 64 GO 161 | 5/2- | -65 | 494. | T=3.7M |
| 66 DY 153 | 7/2 | -69 | 090. | T=6.3M | 65 TB 161 | 3/2+ | -67 | 445. | T=6.92D |
| 67 HO 153 | | -64 | 832. | T=9.3M | 66 DY 161 | 5/2+ | -68 | 027. | A=18.9 |
| 68 ER 153 | | -60 | 250. | T=36.S | 67 HO 161 | 7/2- | -67 | 210. | T=2.5H |
| | | | | | 68 ER 161 | 3/2- | -65 | 161. | T=3.1H |
| 61 PM 154 | | -68 | 450. | T=2.5M | 69 TM 161 | 7/2 | -61 | 640. | T=39.M |
| 62 SM 154 | 0+ | -72 | 451. | A=22.8 | | | | | |
| 63 EU 154 | 3- | -71 | 713. | T=8.Y | 65 TB 162 | 1- | -65 | 690. | T=7.47M |
| 64 GD 154 | 0+ | -73 | 691. | A=2.2 | 66 DY 162 | 0+ | -68 | 151. | A=25.5 |
| 65 TB 154 | | -70 | 290. | T=20.H | 67 HO 162 | 1+ | -65 | 981. | T=13.M |
| | | | | | 68 ER 162 | 0+ | -66 | 299. | A=0.14 |

| | | | | | | | | | |
|-----------|------|-----|------|----------|-----------|------|-------|--------|---------|
| 69 TM 162 | 1- | -61 | 600. | T=21.8M | 68 ER 172 | 0+ | -56 | 480. | T=49.H |
| 65 TB 163 | 3/2+ | -64 | 670. | T=19.5M | 69 TM 172 | 2- | -57 | 369. | T=63.6H |
| 66 DY 163 | 5/2- | -66 | 351. | A=24.9 | 70 YB 172 | 0+ | -59 | 239. | A=21.9 |
| 67 HO 163 | 7/2- | -66 | 342. | T=33.Y | 71 LU 172 | 4- | -56 | 740. | T=6.700 |
| 68 ER 163 | 5/2- | -65 | 134. | T=75.M | 72 HF 172 | 0+ | -56 | 340. | T=5.Y |
| 69 TM 163 | 1/2+ | -62 | 717. | T=1.8H | 73 TA 172 | -51 | -340. | T=44.M | |
| 65 TB 164 | | -62 | 590. | T=3.04M | 68 ER 173 | | -53 | 420. | T=12.M |
| 66 DY 164 | 0+ | -65 | 934. | A=28.2 | 69 TM 173 | 1/2+ | -56 | 215. | T=8.2H |
| 67 HO 164 | 1+ | -64 | 955. | T=24.M | 70 YB 173 | 5/2- | -57 | 535. | A=16.2 |
| 68 ER 164 | 0+ | -65 | 918. | A=1.6 | 71 LU 173 | 7/2+ | -56 | 845. | T=500.D |
| 69 TM 164 | 1+ | -61 | 956. | T=1.9M | 72 HF 173 | 1/2- | -55 | 250. | T=23.6H |
| 70 YB 164 | 0+ | -60 | 860. | T=77.M | 73 TA 173 | 7/2+ | -52 | 350. | T=3.6H |
| 66 DY 165 | 7/2+ | -63 | 577. | T=2.35H | 69 TM 174 | 4- | -53 | 870. | T=5.5M |
| 67 HO 165 | 7/2- | -64 | 873. | A=100. | 70 YB 174 | 0+ | -56 | 933. | A=31.8 |
| 68 ER 165 | 5/2- | -64 | 501. | T=10.36H | 71 LU 174 | 1- | -55 | 562. | T=3.6Y |
| 69 TM 165 | 1/2+ | -62 | 936. | T=30.1H | 72 HF 174 | 0+ | -55 | 760. | A=0.18 |
| 70 YB 165 | 5/2- | -60 | 184. | T=10.M | 73 TA 174 | 4- | -51 | 760. | T=1.2H |
| 74 W 174 | 0+ | -49 | 860. | T=29.M | | | | | |
| 66 DY 166 | 0+ | -62 | 563. | T=81.5H | 69 TM 175 | 1/2+ | -52 | 280. | T=16.M |
| 67 HO 166 | 0- | -63 | 044. | T=26.8H | 70 YB 175 | 7/2- | -54 | 681. | T=4.190 |
| 68 ER 166 | 0+ | -64 | 904. | A=33.4 | 71 LU 175 | 7/2+ | -55 | 149. | A=97.4 |
| 69 TM 166 | 2+ | -61 | 869. | T=7.7H | 72 HF 175 | 5/2- | -54 | 542. | T=70.D |
| 70 YB 166 | 0+ | -61 | 609. | T=56.7H | 73 TA 175 | 7/2+ | -52 | 340. | T=10.5H |
| 74 W 175 | 1/2- | -49 | 340. | T=34.M | | | | | |
| 67 HC 167 | 7/2- | -62 | 298. | T=3.1H | 69 TM 176 | | -49 | 340. | T=1.4M |
| 68 ER 167 | 7/2+ | -63 | 268. | A=22.9 | 70 YB 176 | 0+ | -53 | 485. | A=12.7 |
| 69 TM 167 | 1/2+ | -62 | 521. | T=9.30 | 71 LU 176 | 7- | -53 | 370. | A=2.6 |
| 70 YB 167 | 5/2- | -60 | 566. | T=17.5M | 72 HF 176 | 0+ | -54 | 559. | A=5.2 |
| 71 LU 167 | | -57 | 500. | T=55.M | 73 TA 176 | 1- | -51 | 460. | T=8.1H |
| 74 W 176 | 0+ | -54 | 340. | T=2.5H | 74 W 176 | 0+ | -50 | 460. | T=6.6S |
| 67 HO 168 | | -60 | 200. | T=3.0M | 75 RE 176 | 0+ | -27 | 850. | |
| 68 ER 168 | 0+ | -62 | 968. | A=27.0 | 70 YB 177 | 9/2+ | -50 | 975. | T=1.9H |
| 69 TM 168 | 3+ | -61 | 270. | T=93.D | 71 LU 177 | 7/2+ | -52 | 371. | T=6.7D |
| 70 YB 168 | 0+ | -61 | 549. | A=0.14 | 72 HF 177 | 7/2- | -52 | 868. | A=18.5 |
| 71 LU 168 | 1- | -57 | 190. | T=6.1M | 73 TA 177 | 7/2+ | -51 | 710. | T=56.6H |
| 72 HF 168 | 0+ | -55 | 190. | T=26.M | 74 W 177 | | -49 | 710. | T=2.2H |
| 75 RE 177 | | -46 | 110. | T=14.M | 75 RE 177 | | -46 | 110. | |
| 67 HO 169 | | -58 | 750. | T=4.7M | 71 LU 178 | 1+ | -50 | 170. | T=28.4H |
| 68 ER 169 | 1/2- | -60 | 899. | T=9.3D | 72 HF 178 | 0+ | -52 | 422. | A=27.2 |
| 69 TM 169 | 1/2+ | -61 | 251. | A=100. | 73 TA 178 | 1+ | -50 | 510. | T=9.3M |
| 70 YB 169 | 7/2+ | -60 | 344. | T=31.D | 74 W 178 | 0+ | -50 | 420. | T=21.5D |
| 71 LU 169 | 7/2+ | -58 | 074. | T=1.42D | 75 RE 178 | 5- | -45 | 760. | T=13.2M |
| 72 HF 169 | 5/2- | -54 | 700. | T=3.25M | 71 LU 179 | 7/2+ | -49 | 100. | T=4.6H |
| 74 W 179 | 9/2+ | -50 | 450. | T=13.8 | 72 HF 179 | 9/2+ | -50 | 450. | |
| 73 TA 179 | 7/2+ | -50 | 331. | T=600.D | 73 TA 179 | 7/2+ | -50 | 331. | |
| 74 W 179 | 7/2- | -49 | 230. | T=38.M | 75 RE 179 | 5/2+ | -46 | 540. | T=20.M |
| 75 RE 179 | 5/2+ | -46 | 540. | T=20.M | 71 LU 180 | 3- | -46 | 470. | T=5.6M |
| 72 HF 180 | 0+ | -49 | 766. | A=35.1 | 72 HF 180 | 0+ | -49 | 766. | A=0.012 |
| 73 TA 180 | 8+ | -48 | 840. | A=0.012 | | | | | |

| | | | |
|-------------------------|----------|--------------------------|----------|
| 74 W 180 0+ -49 650. | A=0.13 | 74 W 188 0+ -38 634. | T=69.0 |
| 75 RE 180 1- -45 860. | T=2.45M | 75 RE 188 1- -38 983. | T=16.8H |
| 76 OS 180 0+ -43 960. | T=23.M | 76 OS 188 0+ -41 101. | A=13.3 |
| 77 IR 188 2- -38 268. | T=41.4H | 77 IR 188 2- -38 268. | T=41.4H |
| 72 HF 181 1/2- -47 389. | T=42.4D | 78 PT 188 0+ -37 728. | T=10.2D |
| 73 TA 181 7/2+ -48 412. | A=99.988 | 79 AU 188 0+ -32 430. | T=8.8M |
| 74 W 181 9/2+ -48 225. | T=130.D | 80 HG 188 0+ -29 520. | T=3.2M |
| 75 RE 181 5/2+ -46 430. | T=19.H | 74 W 189 -35 440. | T=11.5M |
| 76 OS 181 -43 400. | T=105.M | 75 RE 189 5/2+ -37 942. | T=24.H |
| 72 HF 182 0+ -45 900. | T=9.E+6Y | 76 OS 189 3/2- -38 952. | A=16.1 |
| 73 TA 182 3- -46 403. | T=115.D | 77 IR 189 3/2+ -38 450. | T=13.3D |
| 74 W 182 0+ -48 208. | A=26.3 | 78 PT 189 -36 550. | T=10.4H |
| 75 RE 182 7+ -45 348. | T=64.H | 79 AU 189 -33 550. | T=28.7M |
| 76 OS 182 0+ -44 250. | T=21.5H | 80 HG 189 -29 350. | T=7.7M |
| 77 IR 182 5- -38 950. | T=15.M | 75 RE 190 -35 490. | T=3.M |
| 72 HF 183 3/2- -43 219. | T=64.M | 76 OS 190 0+ -38 674. | A=26.4 |
| 73 TA 183 7/2+ -45 259. | T=5.0D | 77 IR 190 4+ -36 620. | T=12.2D |
| 74 W 183 1/2- -46 327. | A=14.3 | 78 PT 190 0+ -37 293. | A=0.013 |
| 75 RE 183 5/2+ -45 771. | T=70.D | 79 AU 190 1- -32 890. | T=42.M |
| 76 OS 183 9/2+ -43 370. | T=14.H | 80 HG 190 0+ -30 890. | T=20.M |
| 77 IR 183 -39 970. | T=58.M | 73 TA 184 5- -42 637. | T=8.7H |
| | | 75 RE 191 -34 460. | T=10.M |
| 74 W 184 0+ -45 667. | A=30.7 | 76 OS 191 9/2- -36 362. | T=15.3D |
| 75 RE 184 3- -44 060. | T=38.D | 77 IR 191 3/2+ -36 672. | A=37.4 |
| 76 OS 184 0+ -44 158. | A=0.02 | 78 PT 191 3/2- -35 672. | T=2.96D |
| 77 IR 184 -39 440. | T=3.0H | 79 AU 191 3/2+ -33 770. | T=3.2H |
| 78 PT 184 0+ -36 940. | T=17.3M | 80 HG 191 -30 470. | T=56.M |
| 79 AU 184 -30 140. | T=52.S | 75 RE 192 T=6.S | |
| 80 HG 184 0+ -25 590. | T=30.9S | 76 OS 192 0+ -35 850. | A=41.0 |
| 73 TA 185 7/2+ -41 380. | T=49.M | 77 IR 192 4- -34 799. | T=74.3D |
| 74 W 185 3/2- -43 345. | T=75.D | 78 PT 192 0+ -36 256. | A=0.78 |
| 75 RE 185 5/2+ -43 774. | A=37.5 | 79 AU 192 1- -32 742. | T=5.0H |
| 76 OS 185 1/2- -42 759. | T=94.0 | 80 HG 192 0+ -31 840. | T=5.H |
| 77 IR 185 3/2+ -40 260. | T=14.H | 81 TL 192 2- -25 540. | T=10.M |
| 78 PT 185 -36 460. | T=1.1H | 76 OS 193 3/2- -33 367. | T=30.2H |
| 79 AU 185 -31 490. | T=4.3M | 77 IR 193 3/2+ -34 499. | A=62.6 |
| 80 HG 185 -25 930. | T=51.S | 78 PT 193 1/2- -34 438. | T 620.Y |
| 73 TA 186 -38 580. | T=10.6M | 79 AU 193 3/2+ -33 440. | T=17.6H |
| 74 W 186 0+ -42 475. | A=28.6 | 80 HG 193 3/2- -31 100. | T=4.H |
| 75 RE 186 1- -41 881. | T=91.H | 81 TL 193 1/2+ -26 900. | T=22.M |
| 76 OS 186 0+ -42 958. | A=1.6 | 76 OS 194 0+ -32 397. | T=6.Y |
| 77 IR 186 6- -39 127. | T=15.6H | 77 IR 194 1- -32 494. | T=19.15H |
| 78 PT 186 0+ -37 500. | T=2.1H | 78 PT 194 0+ -34 733. | A=32.9 |
| 79 AU 186 -31 500. | T=10.7M | 79 AU 194 1- -32 224. | T=39.5H |
| 80 HG 186 0+ -27 960. | T=1.4M | 80 HG 194 0+ -32 174. | T=1.3Y |
| 74 W 187 3/2- -39 870. | T=23.9H | 81 TL 194 (2-1) -26 670. | T=33.M |
| 75 RE 187 5/2+ -41 181. | T=62.5 | 77 IR 195 11/2--31 851. | T=2.7H |
| | | 78 PT 195 1/2- -32 786. | A=33.8 |
| 76 OS 187 1/2- -41 184. | A=1.6 | 79 AL 195 3/2+ -32 557. | T=184.0 |
| 77 IR 187 3/2+ -39 680. | T=11.2H | 80 HG 195 1/2- -31 160. | T=9.5H |
| 78 PT 187 -36 780. | T=2.36H | 81 TL 195 1/2+ -27 960. | T=1.17H |
| 79 AU 187 -32 750. | T=8.6M | | |
| 80 HG 187 -27 910. | T=2.4M | | |

| | | | | | | | | | |
|-----------|------|------|--------|-----------|-----------|------|------|-----------|------------|
| 82 PB 195 | -23 | 360. | T=17.M | 80 HG 204 | 0+ | -24 | 686. | A=6.8 | |
| 77 IR 196 | -29 | 460. | T=53.S | 81 TL 204 | 2- | -24 | 342. | T=3.78Y | |
| 78 PT 196 | 0+ | -32 | 635. | A=25.3 | 82 PB 204 | 0+ | -25 | 105. | A=1.4 |
| 79 AU 196 | 2- | -31 | 153. | T=6.18D | 83 BI 204 | 6+ | -20 | 710. | T=11.3H |
| 80 HG 196 | 0+ | -31 | 837. | A=0.15 | 84 PO 204 | 0+ | -18 | 450. | T=3.52H |
| 81 TL 196 | 2- | -27 | 440. | T=1.8H | 80 HG 205 | 1/2- | -22 | 282. | T=5.2M |
| 82 PB 196 | 0+ | -25 | 040. | T=37.M | 81 TL 205 | 1/2+ | -23 | 811. | A=70.5 |
| 77 IR 197 | -28 | 410. | T=7.M | 82 PB 205 | 5/2- | -23 | 768. | T=1.4E+7Y | |
| 78 PT 197 | 1/2- | -30 | 414. | T=20.0H | 83 BI 205 | 9/2- | -21 | 064. | T=15.31D |
| 79 AU 197 | 3/2+ | -31 | 161. | A=100. | 84 PO 205 | 5/2- | -17 | 700. | T=1.8H |
| 80 HG 197 | 1/2- | -30 | 746. | T=64.1H | 81 TL 206 | 0- | -22 | 244. | T=4.20M |
| 81 TL 197 | 1/2+ | -28 | 350. | T=2.84H | 82 PB 206 | 0+ | -23 | 777. | A=24.1 |
| 82 PB 197 | 3/2- | -24 | 650. | 83 BI 206 | 6+ | -20 | 125. | T=6.243D | |
| 78 PT 198 | 0+ | -29 | 906. | A=7.2 | 84 PO 206 | 0+ | -18 | 308. | T=8.8D |
| 79 AU 198 | 2- | -29 | 602. | T=2.696D | 85 AT 206 | - | -12 | 620. | T=31.4M |
| 80 HG 198 | 0+ | -30 | 975. | A=10.1 | 81 TL 207 | 1/2+ | -21 | 014. | T=4.77M |
| 81 TL 198 | 2- | -27 | 510. | T=5.3H | 82 PB 207 | 1/2- | -22 | 446. | A=22.1 |
| 82 PB 198 | 0+ | -26 | 010. | T=2.4H | 83 BI 207 | 9/2- | -20 | 041. | T=38.Y |
| 83 BI 198 | - | -19 | 110. | T=11.9M | 84 PO 207 | 5/2- | -17 | 132. | T=5.7H |
| 78 PT 199 | 5/2- | -27 | 406. | T=30.8M | 85 AT 207 | - | -13 | 290. | T=1.8H |
| 79 AU 199 | 3/2+ | -29 | 099. | T=3.139D | 81 TL 208 | 5+ | -16 | 749. | T=3.07M |
| 80 HG 199 | 1/2- | -29 | 552. | A=16.9 | 82 PB 208 | 0+ | -21 | 743. | A=52.4 |
| 81 TL 199 | 1/2+ | -28 | 150. | T=7.42H | 83 BI 208 | 5+ | -18 | 875. | T=3.68E+5Y |
| 82 PB 199 | 5/2- | -25 | 350. | T=1.5H | 84 PO 208 | 0+ | -17 | 464. | T=2.898Y |
| 83 BI 199 | 9/2- | -20 | 550. | T=27.M | 85 AT 208 | 7+ | -12 | 540. | T=1.63H |
| 78 PT 200 | 0+ | -26 | 610. | T=11.5H | 81 TL 210 | 4,5 | - 9 | 224. | T=130.M |
| 79 AU 200 | 1- | -27 | 310. | T=48.4M | 82 PB 210 | 0+ | -14 | 720. | T=22.3Y |
| 80 HG 200 | 0+ | -29 | 509. | A=23.1 | 83 BI 210 | 1- | -14 | 783. | T=5.01D |
| 81 TL 200 | 2- | -27 | 055. | T=26.1H | 84 PO 210 | 0+ | -15 | 944. | T=138.40D |
| 82 PB 200 | 0+ | -26 | 350. | T=21.5H | 85 AT 210 | 5+ | -12 | 069. | T=8.1H |
| 83 BI 200 | 7+ | -20 | 350. | T=35.M | 86 RN 210 | 0+ | - 9 | 723. | T=2.5H |
| 84 PO 200 | 0+ | -16 | 630. | T=11.5M | 82 PB 211 | 9/2+ | -10 | 463. | T=36.1M |
| 79 AU 201 | - | -26 | 160. | T=26.M | 83 BI 211 | 9/2- | -11 | 839. | T=2.13M |
| 80 HG 201 | 3/2- | -27 | 662. | A=13.2 | 84 PO 211 | 9/2+ | -12 | 429. | T=0.56S |
| 81 TL 201 | 1/2+ | -27 | 250. | T=73.5H | 85 AT 211 | 9/2- | -11 | 637. | T=7.21H |
| 82 PB 201 | 5/2- | -25 | 450. | T=9.4H | 86 RN 211 | 1/2- | - 8 | 741. | T=14.6H |
| 83 BI 201 | 9/2- | -21 | 450. | T=100.M | 82 PB 212 | 0+ | - 7 | 544. | T=10.64H |
| 84 PO 201 | 3/2- | -16 | 420. | T=15.3M | 83 BI 212 | 1- | - 8 | 117. | T=60.60M |
| 79 AU 202 | 1- | -23 | 850. | T=29.S | 84 PO 212 | 0+ | -10 | 364. | T=3.04E-7S |
| 80 HG 202 | 0+ | -27 | 346. | A=29.7 | 85 AT 212 | 1- | - 8 | 624. | T=0.314\$ |
| 81 TL 202 | 2- | -26 | 109. | T=12.2D | 86 RN 212 | 0+ | - 8 | 648. | T=25.M |
| 82 PB 202 | 0+ | -26 | 059. | T=3.E+5Y | 82 PB 213 | - | - 3 | 130. | T=10.2M |
| 83 BI 202 | 5+ | -20 | 860. | T=1.67H | 83 BI 213 | 9/2- | - 5 | 226. | T=46.M |
| 84 PO 202 | 0+ | -17 | 890. | T=45.M | 84 PO 213 | 9/2+ | - 6 | 647. | T=4.E-6S |
| 79 AU 203 | - | -22 | 770. | T=55.S | | | | | |
| 80 HG 203 | 5/2- | -25 | 267. | T=46.59D | | | | | |
| 81 TL 203 | 1/2+ | -25 | 758. | A=29.5 | | | | | |
| 82 PB 203 | 5/2- | -24 | 776. | T=52.1H | | | | | |
| 83 BI 203 | 9/2- | -21 | 590. | T=11.76H | | | | | |
| 84 PO 203 | 5/2- | -17 | 430. | T=30.M | | | | | |

| | | | | | | | | | |
|-----------|------|--------|------------|------------|-----------|------|------|----------|------------------------|
| 85 AT 213 | - 6 | 578. | T=1.1E-7S | 89 AC 225 | 3/2- | 21 | 639. | T=10.0D | |
| 86 RN 213 | - 5 | 696. | T=2.50E-2S | 90 TH 225 | 3/2+ | 22 | 319. | T=8.M | |
| 82 PB 214 | 0+ | - 147. | T=26.8M | 88 RA 226 | 0+ | 23 | 694. | T=1600.Y | |
| 83 BI 214 | 1- | - 1 | 183. | T=19.8M | 89 AC 226 | | 24 | 327. | T=29.H |
| 84 PO 214 | 0+ | - 4 | 460. | T=1.64E-4S | 90 TH 226 | 0+ | 23 | 212. | T=31.M |
| 85 AT 214 | | - 3 | 409. | T=2.E-6S | 91 PA 226 | | 25 | 980. | T=1.8M |
| 86 RN 214 | 0+ | - 4 | 310. | T=2.7E-7S | 88 RA 227 | | 27 | 201. | T=41.2M |
| 87 FR 214 | 1- | - 1 | 056. | T=5.1E-3S | 89 AC 227 | 3/2- | 25 | 871. | T=21.772Y |
| 88 BI 215 | 9/2- | 1 | 730. | T=7.4M | 90 TH 227 | 3/2+ | 25 | 827. | T=18.72D |
| 84 PO 215 | 9/2+ | - | 514. | T=1.78E-3S | 91 PA 227 | 5/2- | 26 | 827. | T=38.3M |
| 85 AT 215 | | - 1 | 254. | T=E-4S | 88 RA 228 | 0+ | 28 | 962. | T=5.75Y |
| 86 RN 215 | | - 1 | 165. | T=2.3E-6S | 89 AC 228 | 3+ | 28 | 907. | T=6.13H |
| 84 PO 216 | 0+ | 1 | 786. | T=0.15S | 90 TH 228 | 0+ | 26 | 770. | T=1.913Y |
| 85 AT 216 | 1- | 2 | 260. | T=3.E-4S | 91 PA 228 | 3+ | 28 | 883. | T=26.H |
| 86 RN 216 | 0+ | | 262. | T 4.5E-5S | 92 U 228 | 0+ | 29 | 236. | T=9.1M |
| 87 FR 216 | | 2 | 976. | T=7.0E-7S | 90 TH 229 | 5/2+ | 29 | 604. | T=7340.Y |
| 85 AT 217 | | 4 | 398. | T=32.E-3S | 91 PA 229 | 5/2- | 29 | 899. | T=1.4D |
| 86 RN 217 | 9/2+ | 3 | 666. | T=5.4E-4S | 92 U 229 | 3/2+ | 31 | 216. | T=58.M |
| 87 FR 217 | | 4 | 318. | T 2.2E-5S | 90 TH 230 | 0+ | 30 | 886. | T=7.7E+4Y |
| 84 PC 218 | 0+ | 8 | 390. | T=3.05M | 91 PA 230 | 2- | 32 | 190. | T=17.4D |
| 85 AT 218 | | 8 | 117. | T=2.S | 92 U 230 | 0+ | 31 | 628. | T=20.8D |
| 86 RN 218 | 0+ | 5 | 232. | T=3.5E-2S | 90 TH 231 | 5/2+ | 33 | 829. | T=25.52H |
| 87 FR 218 | | 7 | 013. | T=5.E-3S | 91 PA 231 | 3/2- | 33 | 443. | T=3.25E+4Y |
| 85 AT 219 | | 10 | 540. | T=0.9M | 92 U 231 | 5/2- | 33 | 800. | T=4.2D |
| 86 RN 219 | 3/2+ | 8 | 856. | T=3.96S | 90 TH 232 | 0+ | 35 | 467. | T=1.41E+10Y |
| 87 FR 219 | | 8 | 614. | T=0.02S | 91 PA 232 | 2,3 | 35 | 953. | A=100. T=1.31D |
| 88 RA 219 | | 9 | 392. | T=1.E-2S | 92 U 232 | 0+ | 34 | 608. | T=72.Y |
| 86 RN 220 | 0+ | 10 | 616. | T=55.6S | 90 TH 233 | 1/2+ | 38 | 752. | T=22.3M |
| 87 FR 220 | | 11 | 483. | T=28.S | 91 PA 233 | 3/2- | 37 | 508. | T=27.00 |
| 88 RA 220 | 0+ | 10 | 279. | T=0.023S | 92 U 233 | 5/2+ | 36 | 937. | T=1.59E+5Y |
| 86 RN 221 | | 14 | 390. | T=25.M | 93 NP 233 | | 38 | 020. | T=35.M |
| 87 FR 221 | | 13 | 280. | T=4.8M | 90 TH 234 | 0+ | 40 | 645. | T=24.10D |
| 88 RA 221 | | 12 | 974. | T=29.S | 91 PA 234 | 4+ | 40 | 382. | T=6.67H |
| 89 AC 221 | | 14 | 529. | T=0.05S | 92 U 234 | 0+ | 38 | 168. | A=0.0055 T=2.44E+5Y |
| 86 RN 222 | 0+ | 16 | 402. | T=3.824D | 93 NP 234 | 0+ | 39 | 976. | A=4.4D |
| 87 FR 222 | | 16 | 364. | T=15.M | 91 PA 235 | 3/2- | 42 | 330. | T=24.1M |
| 88 RA 222 | 0+ | 14 | 336. | T=38.S | 92 U 235 | 7/2- | 40 | 934. | A=0.720 |
| 89 AC 222 | | 16 | 569. | T=5.S | 93 NP 235 | 5/2+ | 41 | 057. | T=7.1E+8Y |
| 86 RN 223 | | | | T=43.M | 94 PU 235 | 5/2+ | 42 | 190. | T=396.D |
| 87 FR 223 | 3/2+ | 18 | 406. | T=22.M | 91 PA 236 | 1- | 45 | 560. | T=2.4E+7Y |
| 88 RA 223 | 1/2+ | 17 | 257. | T=11.43D | 92 U 236 | 0+ | 42 | 460. | T=2.4E+7Y |
| 89 AC 223 | 5/2- | 17 | 821. | T=2.2M | 93 NP 236 | 6- | 43 | 437. | T 5000.Y |
| 87 FR 224 | | 21 | 730. | T=2.7M | 94 PU 236 | 0+ | 42 | 900. | T=2.851Y |
| 88 RA 224 | 0+ | 18 | 828. | T=3.64D | 91 PA 237 | 3/2- | 47 | 710. | T=8.7M |
| 89 AC 224 | | 20 | 231. | T=2.9H | 92 U 237 | | | | |
| 90 TH 224 | 0+ | 20 | 008. | T=1.04S | 93 NP 237 | | | | |
| 88 RA 225 | 5/2- | 22 | 011. | T=14.8D | 94 PU 237 | | | | |

| | | | | | | | | | | | | | |
|----|----|-----|------|----|------|------------|-------|-----|------|------|------|---------|-----------|
| 92 | U | 237 | 1/2+ | 45 | 407. | T=6.75D | 97 | BK | 248 | 8- | 68 | 010. | T 9.Y |
| 93 | NP | 237 | 5/2+ | 44 | 889. | T=2.14E+6Y | 98 | CF | 248 | 0+ | 67 | 264. | T=350.0 |
| 94 | PU | 237 | 7/2- | 45 | 113. | T=45.63D | 99 | ES | 248 | | 70 | 320. | T=27.M |
| | | | | | | | 100FM | 248 | 0+ | 71 | 900. | T=37.S | |
| 92 | U | 238 | 0+ | 47 | 335. | T=4.49E+9Y | 96 | CM | 249 | 1/2+ | 70 | 776. | T=64.M |
| | | | | | | A=99.28 | 97 | BK | 249 | 7/2+ | 69 | 868. | T=311.D |
| 93 | NP | 238 | 2+ | 47 | 481. | T=2.117D | 98 | CF | 249 | 9/2- | 69 | 742. | T=352.Y |
| 94 | PU | 238 | 0+ | 46 | 186. | T=87.75Y | 99 | ES | 249 | 7/2+ | 71 | 146. | T=1.7H |
| 95 | AM | 238 | | 48 | 490. | T=1.6H | 100FM | 249 | 7/2+ | 73 | 530. | T=2.6M | |
| 92 | U | 239 | 5/2+ | 50 | 604. | T=23.54M | 96 | CM | 250 | 0+ | 73 | 070. | T=1.1E+4Y |
| 93 | NP | 239 | 5/2+ | 49 | 326. | T=2.35D | 97 | BK | 250 | 2- | 72 | 970. | T=3.22H |
| 94 | PU | 239 | 1/2+ | 48 | 602. | T=24390.Y | 98 | CF | 250 | 0+ | 71 | 195. | T=13.1Y |
| 95 | AM | 239 | 5/2- | 49 | 406. | T=12.1H | 99 | ES | 250 | | 73 | 200. | T=8.3H |
| | | | | | | | 100FM | 250 | 0+ | 74 | 094. | T=30.M | |
| 92 | U | 240 | 0+ | 52 | 742. | T=14.1H | 97 | BK | 251 | 7/2+ | 75 | 280. | T=57.M |
| 93 | NP | 240 | 5+ | 52 | 230. | T=65.M | 98 | CF | 251 | 1/2+ | 74 | 153. | T=900.Y |
| 94 | PU | 240 | 0+ | 50 | 140. | T=6540. | 99 | ES | 251 | 3/2- | 74 | 517. | T=33.H |
| 95 | AM | 240 | 3- | 51 | 540. | T=51.H | 100FM | 251 | 9/2- | 76 | 010. | T=7.H | |
| 96 | CM | 240 | 0+ | 51 | 721. | T=26.8D | 98 | CF | 252 | 0+ | 76 | 059. | T=2.65Y |
| 93 | NP | 241 | 5/2+ | 54 | 330. | T=16.M | 99 | ES | 252 | 7+ | 77 | 180. | T=140.D |
| 94 | PU | 241 | 5/2+ | 52 | 972. | T=14.8Y | 100FM | 252 | 0+ | 76 | 842. | T=23.H | |
| 95 | AM | 241 | 5/2- | 52 | 951. | T=433.Y | 98 | CF | 253 | 7/2+ | 79 | 337. | T=17.8D |
| 96 | CM | 241 | 1/2+ | 53 | 723. | T=36.D | 99 | ES | 253 | 7/2+ | 79 | 038. | T=20.50 |
| 94 | PU | 242 | 0+ | 54 | 742. | T=3.87E+5Y | 100FM | 253 | 1/2+ | 79 | 373. | T=3.0D | |
| 95 | AM | 242 | 1- | 55 | 494. | T=16.02H | 102NO | 253 | 9/2- | 84 | 350. | T=1.6M | |
| 96 | CM | 242 | 0+ | 54 | 827. | T=163.0D | 98 | CF | 254 | 0+ | 81 | 430. | T=60.D |
| 94 | PU | 243 | 7/2+ | 57 | 777. | T=4.96H | 99 | ES | 254 | 7+ | 82 | 021. | T=276.D |
| 95 | AM | 243 | 5/2- | 57 | 189. | T=7370.Y | 100FM | 254 | 0+ | 80 | 934. | T=3.24H | |
| 96 | CM | 243 | 5/2+ | 57 | 196. | T=28.Y | 102NO | 254 | | 84 | 754. | T=56.S | |
| 97 | BK | 243 | 3/2- | 58 | 702. | T=4.6H | 98 | CF | 255 | 0+ | 84 | 110. | T=39.D |
| 94 | PU | 244 | 0+ | 59 | 831. | T=8.3E+7Y | 99 | ES | 255 | | 84 | 821. | T=20.1H |
| 95 | AM | 244 | 6- | 59 | 898. | T=10.1H | 100FM | 255 | 7/2+ | 84 | 890. | T=27.M | |
| 96 | CM | 244 | 0+ | 58 | 469. | T=17.9Y | 101MD | 255 | 7/2- | 86 | 870. | T=3.2M | |
| 97 | BK | 244 | 4- | 60 | 740. | T=4.4H | 102NO | 255 | 7/2+ | 86 | 820. | T=35.S | |
| 98 | CF | 244 | 0+ | 61 | 474. | T=20.M | 103LR | 256 | | 91 | 820. | T 35.S | |
| 94 | PU | 245 | 9/2- | 63 | 182. | T=10.5H | 99 | ES | 256 | | 87 | 280. | T=22.M |
| 95 | AM | 245 | 5/2+ | 61 | 922. | T=2.04H | 100FM | 256 | 0+ | 85 | 518. | T=2.63H | |
| 96 | CM | 245 | 7/2+ | 61 | 020. | T=8.7E+3Y | 101MD | 256 | 0- | 87 | 510. | T=77.M | |
| 97 | BK | 245 | 3/2- | 61 | 840. | T=4.98D | 102NO | 256 | 0+ | 87 | 820. | T=3.5S | |
| 98 | CF | 245 | 1/2+ | 63 | 403. | T=44.M | 103LR | 256 | | 92 | 700. | T 4.5S | |
| 94 | PU | 246 | 0+ | 65 | 320. | T=10.85D | 100FM | 257 | 9/2+ | 88 | 628. | T=82.D | |
| 95 | AM | 246 | 2+ | 64 | 940. | T=39.M | 101MD | 257 | | 89 | 060. | T=5.H | |
| 96 | CM | 246 | 0+ | 62 | 641. | T=4.65E+3Y | 102NO | 257 | | 90 | 249. | T=26.S | |
| 97 | BK | 246 | 2- | 64 | 240. | T=1.8D | 103LR | 257 | | 92 | 700. | T 3.S | |
| 98 | CF | 246 | 0+ | 64 | 121. | T=36.H | 104 | 257 | | | | | |
| 95 | AM | 247 | 5/2 | 67 | 160. | T=22.M | 101MD | 258 | | | | | |
| 96 | CM | 247 | 9/2- | 65 | 556. | T=1.54E+7Y | 104 | 259 | | | | | |
| 97 | BK | 247 | 3/2- | 65 | 500. | T=1.4E+3Y | | | | | | | |
| 98 | CF | 247 | 7/2+ | 66 | 220. | T=2.5H | | | | | | | |
| 96 | CM | 248 | 0+ | 67 | 417. | T=3.4E+5Y | | | | | | | |

Таблица П.7

Сводный указатель компилиативных изданий по экспериментальным
данным о ядерных уровнях для ядер с разными значениями A^1)

Подготовлен группой О.Р.Н.Л.
Апрель 1973 г.

| <i>A</i> | Ядро | Литература | Год | <i>A</i> | Ядро | Литература | Год |
|----------|------|--------------|-------|----------|--------|--------------|------|
| 1 | H | | | 28 | Si | NP A 105,124 | 1967 |
| 2 | H | | | 29 | Si | NP A 105,150 | 1967 |
| 3 | He | * | | 30 | Si | NP A 105,167 | 1967 |
| 4 | He | NP A 109,1 | 1968* | 31 | P | NP A 105,180 | 1967 |
| 5 | | NP 78,5 | 1966 | 32 | S | NP A 105,196 | 1967 |
| 6 | Li | NP 78,19 | 1966 | 33 | S | NP A 105,213 | 1967 |
| 7 | Li | NP 78,36 | 1966 | 34 | S | NP A 105,226 | 1967 |
| 8 | Be | NP 78,54 | 1966 | 35 | Cl | NP A 105,238 | 1967 |
| 9 | Be | NP 78,79 | 1966 | 36 | S, Ar | NP A 105,248 | 1967 |
| 10 | B | NP 78,104 | 1966 | 37 | Cl | NP A 105,261 | 1967 |
| 11 | B | NP A 114,2 | 1968 | 38 | Ar | NP A 105,275 | 1967 |
| 12 | C | NP A 114,36 | 1968 | 39 | K | NP A 105,290 | 1967 |
| 13 | C | NP 152,3 | 1970 | 40 | Ar, Ca | NP A 105,302 | 1967 |
| 14 | N | NP 152,42 | 1970 | 41 | K | NP A 105,322 | 1967 |
| 15 | N | NP 152,93 | 1970 | 42 | Ca | NP A 105,344 | 1967 |
| 16 | O | NP A 166,1 | 1971 | 43 | Ca | NP A 105,357 | 1967 |
| 17 | O | NP A 166,61 | 1971 | 44 | Ca | NP A 105,368 | 1967 |
| 18 | O | NP A 190,1 | 1972 | 45 | Sc | B 4—237 | 1970 |
| 19 | F | NP A 190,56 | 1972 | 46 | Ca, Ti | B 4—269 | 1970 |
| 20 | Ne | NP A 190,105 | 1972 | 47 | Ti | B 4—313 | 1970 |
| 21 | Ne | NP 11,288 | 1959 | 48 | Ti | B 4—351 | 1970 |
| 21 | Ne | NP A 105,41 | 1967 | 49 | Ti | B 4—397 | 1970 |
| 22 | Ne | NP 11,295 | 1959 | 50 | Ti, Cr | B 3—5,6—1 | 1970 |
| 22 | Ne | NP A 105,17 | 1967 | 51 | V | B 3—5,6—37 | 1970 |
| 23 | Na | NP 11,298 | 1959 | 52 | Cr | B 3—5,6—85 | 1970 |
| 23 | Na | NP A 105,26 | 1967 | 53 | Cr | B 3—5,6—127 | 1970 |
| 24 | Mg | NP 11,300 | 1959 | 54 | Cr, Fe | B 3—5,6—161 | 1970 |
| 24 | Mg | NP A 105,40 | 1967 | 55 | Mn | B 3—3,4—1 | 1970 |
| 25 | Mg | NP A 105,65 | 1967 | 56 | Fe | B 3—3,4—43 | 1970 |
| 26 | Mg | NP A 105,84 | 1967 | 57 | Fe | B 3—3,4—103 | 1970 |
| 27 | Al | NP A 105,103 | 1967 | 58 | Fe, Ni | B 3—3,4—145 | 1970 |

¹⁾ Табл. П. 7 любезно предоставлена авторам группой О.Р.Н.Л. из Ок-Риджской национальной лаборатории США.

Продолжение табл. П.7

| A | Ядро | Литература | Год | A | Ядро | Литература | Год |
|----|--------|------------|-------|-----|----------|------------|-------|
| 59 | Co | B 2-5-1 | 1968 | 96 | Mo, Ru | B 8-599 | 1972 |
| 60 | Ni | B 2-5-41 | 1968 | 97 | Mo | R-706 | 1960* |
| 61 | Ni | B 2-5-81 | 1968 | 98 | Mo, Ru | R-719 | 1960 |
| 62 | Ni | B 2-3-1 | 1967* | 99 | Ru | R-729 | 1961 |
| 63 | Cu | B 2-3-31 | 1967 | 100 | Mo, Ru | R-745 | 1961 |
| 64 | Ni, Zn | B 2-3-65 | 1967 | 101 | Ru | R-755 | 1961* |
| 65 | Cu | B 2-6-1 | 1968 | 102 | Ru, Pd | R-767 | 1961* |
| 66 | Zn | B 2-6-43 | 1968 | 103 | Rb | R-779 | 1961* |
| 67 | Zn | B 2-6-71 | 1968 | 104 | Ru, Pd | R-791 | 1961* |
| 68 | Zn | B 2-6-93 | 1968 | 105 | Pd | R-805 | 1961* |
| 69 | Ga | B 2-6-111 | 1968 | 106 | Pd, Cd | R-820 | 1960* |
| 70 | Zn, Ge | B 8-1 | 1972 | 107 | Ag | B 7-1 | 1972 |
| 71 | Ga | B 1-6-13 | 1966* | 108 | Pd, Cd | B 7-33 | 1972 |
| 72 | Ge | B 1-6-27 | 1966 | 109 | Ag | B 6-1 | 1971 |
| 73 | Ge | B 1-6-47 | 1966 | 110 | Pd, Cd | B 5-487 | 1971 |
| 74 | Ge, Se | B 1-6-59 | 1966 | 111 | Cd | B 6-39 | 1971 |
| 75 | As | B 1-6-79 | 1966 | 112 | Cd, Sn | B 7-69 | 1972 |
| 76 | Ge, Se | B 1-6-103 | 1966 | 113 | In | B 5-181 | 1971 |
| 77 | Se | NDS 9,229 | 1973 | 114 | Cd, Sn | R-933 | 1960* |
| 78 | Se, Kr | B 1-4-33 | 1966* | 115 | Sn | R-951 | 1960* |
| 79 | Br | B 1-4-49 | 1966 | 116 | Cd, Sn | R-967 | 1960* |
| 80 | Se, Kr | B 1-4-69 | 1966 | 117 | Sn | R-983 | 1960 |
| 81 | Br | B 1-4-85 | 1966 | 118 | Sn | R-994 | 1960* |
| 82 | Se, Kr | B 1-4-103 | 1966 | 119 | Sn | R-1005 | 1960 |
| 83 | Kr | B 1-4-125 | 1966 | 120 | Sn, Te | R-1016 | 1960 |
| 84 | Kr, Sr | B 5-109 | 1971 | 121 | Sb | B 6-75 | 1971 |
| 85 | Rb | B 5-131 | 1971 | 122 | Sn, Te | B 7-419 | 1972 |
| 86 | Kr, Sr | B 5-151 | 1971 | 123 | Sb | B 7-363 | 1972 |
| 87 | Sr | B 5-457 | 1971 | 124 | Sn... Xe | R-1064 | 1960* |
| 88 | Sr | A 8-4-345 | 1970 | 125 | Te | B 7-465 | 1972 |
| 89 | Y | A 8-4-373 | 1970 | 126 | Te, Xe | NDS 9,125 | 1973 |
| 90 | Zr | A 8-4-407 | 1970 | 127 | I | B 8-77 | 1972 |
| 91 | Zr | B 8-477 | 1972 | 128 | Te, Xe | NDS 9,157 | 1973 |
| 92 | Zr, Mo | B 7-299 | 1972 | 129 | Xe | B 8-123 | 1972 |
| 93 | Nb | B 8-527 | 1972 | 130 | Te... Ba | R-1149 | 1961* |
| 94 | Zr, Mo | R-661 | 1960* | 131 | Xe | R-1158 | 1961 |
| 95 | Mo | B 8-29 | 1972 | 132 | Xe, Ba | R-1181 | 1961 |

Продолжение табл. П.7

| A | Ядро | Литература | Год | A | Ядро | Литература | Год |
|-----|----------|------------|-------|-----|--------|------------|-------|
| 133 | Cs | R—1197 | 1961* | 170 | Er, Yb | R—1863 | 1964 |
| 134 | Xe, Ba | R—1211 | 1961 | 171 | Yb | R—1877 | 1964* |
| 135 | Ba | R—1229 | 1961 | 172 | Yb | R—1897 | 1965 |
| 136 | Xe... Ce | R—1239 | 1961* | 173 | Yb | R—1927 | 1965 |
| 137 | Ba | R—1248 | 1961 | 174 | Yb | R—1947 | 1965* |
| 138 | Ba, Ce | R—1261 | 1961* | 175 | Lu | R—1961 | 1965 |
| 139 | La | R—1271 | 1961 | 176 | Hf | R—1980 | 1965 |
| 140 | Ce | R—1284 | 1959* | 177 | Hf | R—1998 | 1965 |
| 141 | Pr | R—1300 | 1961* | 178 | Hf | R—2035 | 1965 |
| 142 | Ce, Nd | B 2—1—1 | 1967* | 179 | Hf | R—2055 | 1965 |
| 143 | Nd | B 2—1—25 | 1967* | 180 | Hf, W | R—2067 | 1965 |
| 144 | Nd, Sm | B 2—1—47 | 1967* | 181 | Ta | R—2083 | 1965* |
| 145 | Nd | B 2—1—181 | 1967* | 182 | W | B 1—1—1 | 1966 |
| 146 | Nd, Sm | B 2—4—1 | 1967 | 183 | W | B 1—1—37 | 1966* |
| 147 | Sm | B 2—4—35 | 1967* | 184 | W | B 1—1—63 | 1966* |
| 148 | Nd, Sm | B 2—4—79 | 1967 | 185 | Re | B 1—1—83 | 1966* |
| 149 | Sm | R—1401 | 1962* | 186 | W, Os | B 1—2—1 | 1966* |
| 150 | Nd... Gd | R—1415 | 1964* | 187 | Os | B 1—2—23 | 1966 |
| 151 | Eu | R—1445 | 1963 | 188 | Os | B 1—2—53 | 1966* |
| 152 | Sm, Gd | R—1471 | 1964 | 189 | Os | B 1—2—85 | 1966 |
| 153 | Eu | R—1503 | 1963* | 190 | Os, Pt | R—2223 | 1963* |
| 154 | Sm... Dy | R—1529 | 1964 | 191 | Ir | R—2237 | 1963* |
| 155 | Gd | R—1555 | 1963 | 192 | Os, Pt | NDS 9, 195 | 1973 |
| 156 | Gd, Dy | R—1578 | 1964 | 193 | Ir | B 8—389 | 1972 |
| 157 | Gd | NDS 9, 273 | 1973 | 194 | Pt | B 7—95 | 1972 |
| 158 | Gd, Dy | R—1812 | 1963* | 195 | Pt | B 8—431 | 1972 |
| 159 | Tb | R—1629 | 1962* | 196 | Pt, Hg | B 7—395 | 1972 |
| 160 | Gd, Dy | R—1642 | 1964 | 197 | Au | B 7—129 | 1972 |
| 161 | Dy | R—1677 | 1963 | 198 | Pt, Hg | B 6—319 | 1971 |
| 162 | Dy, Er | R—1694 | 1964 | 199 | Hg | B 6—355 | 1971 |
| 163 | Dy | B 8—295 | 1972 | 200 | Hg | B 6—387 | 1971 |
| 164 | Dy, Er | R—1719 | 1964* | 201 | Hg | B 5—561 | 1971 |
| 165 | Ho | R—1733 | 1964* | 202 | Hg | B 5—581 | 1971 |
| 166 | Er | R—1769 | 1964 | 203 | Tl | B 5—531 | 1971 |
| 167 | Er | R—1802 | 1964 | 204 | Hg, Pb | B 5—601 | 1971 |
| 168 | Er, Yb | R—1818 | 1964* | 205 | Tl | B 6—425 | 1971 |
| 169 | Tm | R—1836 | 1964* | 206 | Pb | B 7—161 | 1972 |

Продолжение табл. П.7

| A | Ядро | Литература | Год | A | Ядро | Литература | Год |
|-----|--------|------------|-------|-----|--------|------------|------|
| 207 | Pb | B 5-207 | 1971 | 235 | U | B 6-287 | 1971 |
| 208 | Pb | B 5-243 | 1971 | 236 | U, Pu | B 4-623 | 1970 |
| 209 | Bi | B 5-287 | 1971 | 237 | Np | B 6-539 | 1971 |
| 210 | Po | B 5-631 | 1971 | 238 | U, Pu | B 4-635 | 1970 |
| 211 | Po | B 5-319 | 1971 | 239 | Pu | B 6-577 | 1971 |
| 212 | Po | B 8-165 | 1972 | 240 | Pu | B 4-661 | 1970 |
| 213 | Po | B 1-5-1 | 1966 | 241 | Am | B 6-621 | 1971 |
| 214 | Po | B 1-5-7 | 1966 | 242 | Pu, Cm | B 4-683 | 1970 |
| 215 | At | B 1-5-25 | 1966 | 243 | Am | B 3-2-1 | 1969 |
| 216 | Po, Rn | B 1-5-29 | 1966 | 244 | Pu, Cm | B 3-2-13 | 1969 |
| 217 | Rn | B 1-5-33 | 1966 | 245 | Cm | B 3-2-23 | 1969 |
| 218 | Rn | B 1-5-37 | 1966 | 246 | Cm | B 3-2-37 | 1969 |
| 219 | Fr | B 1-5-41 | 1966 | 247 | Bk | B 3-2-51 | 1969 |
| 220 | Rn, Ra | B 1-5-45 | 1966 | 248 | Cm, Cf | B 3-2-57 | 1969 |
| 221 | Ra | B 1-5-49 | 1966 | 249 | Cf | B 3-2-61. | 1969 |
| 222 | Ra | B 1-5-55 | 1966 | 250 | Cf | B 3-2-71 | 1969 |
| 223 | Ra | B 1-5-61 | 1966 | 251 | Cf | B 3-2-77 | 1969 |
| 224 | Ra, Th | B 1-5-75 | 1966 | 252 | Cf, Fm | B 3-2-85 | 1969 |
| 225 | Ac | B 1-5-82 | 1966* | 253 | Es | B 3-2-91 | 1969 |
| 226 | Ra, Th | B 1-5-91 | 1966 | 254 | Cf, Fm | B 3-2-99 | 1969 |
| 227 | Th | B 1-5-97 | 1966 | 255 | Fm | B 3-2-107 | 1969 |
| 228 | Th | B 1-5-107 | 1966 | 256 | Fm | B 3-2-113 | 1969 |
| 229 | Th | B 6-209 | 1971 | 257 | Fm | B 3-2-117 | 1969 |
| 230 | Th, U | B 4-543 | 1970 | 258 | Fm | B 3-2-121 | 1969 |
| 231 | Pa | B 6-225 | 1971 | 259 | | B 3-2-123 | 1969 |
| 232 | Th, U | B 4-561 | 1970 | 260 | | B 3-2-123 | 1969 |
| 233 | U | B 6-257 | 1971 | 261 | | B 3-2-123 | 1969 |
| 234 | U | B 4-581 | 1970 | | | | |

Пояснения

В данном сводном указателе приводятся самые свежие компилиативные издания сводок экспериментальных данных по уровням ядер с заданным значением массового числа A . Для ядер с $A = 20-24$ данные компилиативного издания 1959 г. лишь частично заменены по компилиативному изданию 1967 г. Ядра, Наиболее β-стабильное ядро (ядра) с данным значением A .

Литература. NP — Nuclear Physics

NDS 9, 125 — Nuclear Data Sheets, vol 9, p. 125

R — 779 — Reprint of Nuclear Data Sheets (1959—1965), p. 779

B4-269 — Nuclear Data Sheets B4, 269

B1 — 4-85 — Nuclear Date B1 — 4-85

A8 — 4-345 — Nuclear Date Tables A8 — 4-345

Год. Год опубликования приведенного в таблице компилиативного издания. Звездочка (*) указывает, что подготавливается к печати новое, улучшенное издание.

Таблица П.8

Сферические гармоники

Сферическими гармониками $Y_l^m(\theta, \varphi) \equiv Y_{lm}(\theta, \varphi)$ называются собственные функции одновременно операторов L^2 и L_z [см. (13.27)]:

$$L^2 Y_{lm} = l(l+1) \hbar^2 Y_{lm}, \quad L_z Y_{lm} = m \hbar Y_{lm}.$$

Они удовлетворяют *условиям симметрии*

$$Y_{l,-m}(\theta, \varphi) = (-1)^m Y_{l,m}^*(\theta, \varphi)$$

и *условиям ортонормировки*

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin \theta d\theta Y_{l'm'}^*(\theta, \varphi) Y_{lm}(\theta, \varphi) = \delta_{l'l} \delta_{m'm}.$$

Произвольную регулярную функцию $g(\theta, \varphi)$ можно разложить по сферическим гармоникам по формуле

$$g(\theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l A_{lm} Y_{lm}(\theta, \varphi),$$

в которой коэффициенты даются выражением

$$A_{lm} = \int d\Omega Y_{lm}^*(\theta, \varphi) g(\theta, \varphi).$$

Ниже приводятся явные выражения для сферических гармоник до $l=3$ включительно. Гармоники для отрицательных m просто выписать, если привлечь условия симметрии.

Сферические гармоники $Y_{lm}(\theta, \varphi)$

$$\begin{aligned} l=0 \quad & Y_{00} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}, \\ l=1 \quad & \left\{ \begin{array}{l} Y_{11} = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \theta e^{i\varphi}, \\ Y_{10} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \theta, \end{array} \right. \quad l=3 \quad \left\{ \begin{array}{l} Y_{33} = -\frac{1}{4} \sqrt{\frac{35}{4\pi}} \sin^3 \theta e^{3i\varphi}, \\ Y_{32} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{105}{2\pi}} \sin^2 \theta \cos \theta e^{2i\varphi}, \\ Y_{31} = -\frac{1}{4} \sqrt{\frac{21}{4\pi}} \sin \theta (5 \cos^2 \theta - 1) e^{i\varphi}, \\ Y_{30} = \sqrt{\frac{7}{4\pi}} \left(\frac{5}{2} \cos^3 \theta - \frac{3}{2} \cos \theta \right). \end{array} \right. \\ l=2 \quad & \left\{ \begin{array}{l} Y_{22} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \sin^2 \theta e^{2i\varphi}, \\ Y_{21} = -\sqrt{\frac{15}{8\pi}} \sin \theta \cos \theta e^{i\varphi}, \\ Y_{20} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right), \end{array} \right. \end{aligned}$$

Разнообразные формулы для сферических гармоник (называемых также *поверхностными гармониками первого рода*) приводятся в книге: *Magnus W., Oberhettinger F., Formulas and Theorems for the Functions of Mathematical Physics*, Chelsea Publishing Co., New York, 1954, pp. 53–55.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

Абельсон (Abelson) 629
Аберс (Abers) 414
Абрамович (Abramowitz) 190
Айзенберг-Селов (Ajzenberg-Selove) 694
Айсберг (Eisberg) 13, 18, 19, 94, 97, 134,
 155, 212, 213, 285, 485, 520
Алдер (Alder) 571
Ампер (Ampère) 318
Андерсон (Anderson) 601
Арцимович Л. А. 601, 603
Астон (Aston) 108
Ауэрбах (Auerbach) 538
Ашкин (Ashkin) 65

Байклинг (Byckling) 50
Бакол (Bahcall) 613
Баргман (Bargmann) 22
Бардин (Bardøen) 11
Бартлетт (Bartlett) 509
Батлер (Butler) 231
Бейер (Beyer) 90
Бейм (Baym) 11, 330
Беккерель (Becquerel) 15, 362
Белл (Bell) 328, 601
Белоконь В. А. 603
Бет (Beth) 115
Бете (Bethe) 56, 62, 65, 243, 571
Биркс (Birks) 90
Бишоп (Bishop) 601, 603
Блатт (Blatt) 330, 506, 508
Блеветт (Blewett) 49, 50
Блох (Bloch) 56
Бодански (Bodansky) 11
Бом (Bohm) 134, 147
Бор Н. (Bohr N.) 56, 65, 465, 541, 580
Бор О. (Bohr A.) 495, 497, 506, 508, 541,
 571
Борн (Born) 206
Бракнер (Brueckner) 140
Браун (Brown) 575
Бринк (Brink) 127, 258
Бродский (Brodsky) 354, 660
Брюссель (Brussel) 11

Булингтон (Burlington) 90
Бурчэм (Burcham) 258
Бёркен (Bjørken) 57, 356, 431

Вайскопф (Weisskopf) 272, 330, 506, 508
Ван де Грааф (Van de Graaff) 29
Ван дер Верден (Van der Waerden) 165
Ван дер Леун (Van der Leun) 694
Варбуртон (Warburton) 328
Уотсон (Watson) 206
Вейденмюллер (Weidenmüller) 538
Вейднер (Weidner) 116
Вейль (Weyl) 220
Вайнберг (Weinberg) 587, 588, 601
Вайскопф (Weisskopf) 330, 506, 508
Вайцзекер (Weizsäcker) 497
Векслер В. 38, 51
Вергейм (Wertheim) 656
Вигнер (Wigner) 147, 211, 243, 258, 587,
 588, 600
Вик (Wick) 127
Вильтс (Wilets) 12
Вилкинсон (Wilkinson) 258, 530, 538
Вильсон (Wilson) 49, 461, 616
Вольф (Wolf) 206
Вольфендэйл (Wolfendale) 414
Ву (Wu) 273—275, 413, 414

Гайтлер (Heitler) 62, 67, 356
Галиндо (Galindo) 165
Гамов (Gamow) 616, 625
Ган (Hahn) 579
Гареев Ф. А. 656
Гаудсмит (Goudsmit) 99, 165
Гейгер (Geiger) 69
Гейзенберг (Heisenberg) 14, 244, 465
Гелл-Манн (Gell-Mann) 233, 235, 251, 287,
 288, 290, 291, 316, 369, 396, 401, 404,
 467, 471, 481, 483, 493
Гельмгольц (Helmholtz) 577
Гепперт-Майер (Goeppert-Mayer) 510
Гербер (Herber) 656

- Герцберг (Herzberg) 575
 Герштейн С. С. 396
 Гибб (Gibb) 656
 Гинзбург В. Л. 625, 627
 Гиорсо (Ghiorso) 630
 Глаубер (Glauber) 193
 Глэзер (Glaser) 81, 82
 Глэстон (Glasstone) 601, 652
 Говальд (Howald) 634
 Голд (Gold) 624
 Гольдбергер (Goldberger) 206
 Гольдгаубер (Goldhaber) 232, 237, 344
 Гольданский В. И. 656, 658
 Готтфрид (Gottfried) 184
 Гретцер (Graetzer) 601
 Грибов В. Н. 359
 Гринбаум (Greenbaum) 11
 Гринвуд (Greenwood) 656
 Гровер (Grover) 569
 Гровс (Groves) 11
 Давидсон (Davidson) 571
 Дависсон (Davisson) 65
 Давыдов А. С. 575
 Дайсон (Dyson) 601
 де Бенедетти (De Benedetti) 461
 Дебрюннер (Debrunner) 11
 Дейч (Deutsch) 630
 де-Шалит (de-Shalit) 538
 Джексон (Jackson) 12, 18, 19, 23, 36, 41,
 104, 172, 185, 187, 228, 316—318, 330,
 356, 433, 438, 439, 541, 636, 637, 639
 Джонс (Jones) 12
 Джонстон (Johnston) 445
 Дирак (Dirac) 165, 230
 Дрэлл (Drell) 157, 354, 356, 431
 Дрикамер (Drickamer) 11
 Дриядр (Drijard) 90
 Друин В. А. 656
 Дэвис (Davis) 223, 224, 613, 615
 Займан (Ziman) 24, 575
 Зельдович Я. Б. 396, 495
 Зигбан (Siegbahn) 413, 571
 Йенсен (Jensen) 510, 538
 Ильинский Ю. А. 603
 Кабибо (Cabibbo) 390, 391
 Кабир (Kabir) 296, 414
 Каджанти (Kajantie) 50
 Калинкин Б. Н. 656
 Камминг (Cumming) 357
 Капица П. Л. 603
 Кемпфер (Kaempffer) 22, 24
 Керман (Kerman) 538
 Керст (Kerst) 46
 Кирстен (Kirsten) 604
 Киттель (Kittel) 575
 Кларк (Clark) 666
 Клейтон (Clayton) 625
 Кноп (Knop) 65
 Ковальский (Kowalski) 90
 Кован (Cowan) 223, 400
 Коэн (Cohen) 506, 538, 661
 Коккеде (Kokkedee) 493, 495
 Коллард (Collard) 203
 Конопинский (Konopinski) 413
 Конферман (Kopfermann) 571, 576
 Корлис (Corliss) 591
 Кофоэд-Хансен (Kofoed-Hansen) 413
 Кристенсен (Christensen) 413
 Критчфилд (Critchfield) 625
 Кропп (Kropp) 237
 Крукс (Crookes) 69
 Крейн (Crane) 203
 Курант (Courant) 37
 Куш (Kusch) 165, 166
 Ландau Л. Д. 575, 626
 Лармор (Larmor) 316
 Лауритсен (Lauritsen) 694
 Левеллин-Смит (Llewellyn-Smith) 12, 407,
 414
 Ледерер (Lederer) 143
 Ледерман (Lederman) 296, 414
 Лейтон (Leighton) 13, 23, 79, 97, 198, 211,
 286, 338, 356, 541, 636
 Ли Б. (Lee B.) 12
 Ли Т. Д. (Lee T. D.) 262, 272, 273, 400,
 401, 404, 414, 577
 Ливингстон (Livingston) 37, 49
 Ливингуд (Livingood) 50
 Линденбаум (Lindenbaum) 90
 Липкин (Lipkin) 413, 493
 Литтауэр (Littauer) 49
 Лифшиц Е. М. 575
 Лихтенберг (Lichtenberg) 493
 Лоу (Low) 236, 431
 Лоуренс (Lawrence) 38
 Лэйн (Lane) 538
 Лэмб (Lamb) 144
 Людерс (Lüders) 295
 Макмиллан (McMillan) 38, 629
 Макфарлейн (Macfarlane) 538
 Мальмштадт (Malmstadt) 90
 Манг (Mang) 538

- Марсден (Marsden) 69
 Маршак (Marshak) 369, 414
 Мейтнер (Meitner) 579
 Мелиссинос (Melissinos) 90
 Менделеев Д. И. 465
 Мерцбахер (Merzbacher) 97, 134, 165, 185,
 212—214, 227, 249, 258, 285, 321, 356,
 387, 411, 477
 Мессбауэр (Mössbauer) 644, 645
 Мессия (Messiah) 99, 165, 185, 249, 258,
 296, 316, 321, 356, 387, 485, 486
 Мигдал А. Б. 576
 Милликен (Millikan) 219
 Морпурго (Morpurgo) 493
 Морс (Morse) 13, 495
 Московский (Moszkowski) 330, 331, 413
 Мотт (Mott) 157
 Моттельсон (Mottelson) 495, 506, 508, 527,
 538, 540, 541, 571, 632
 Мур (Moore) 13
 Мэй (May) 90, 656
 Мэтьюз (Mathews) 90, 121, 190
 Мюнк (Münck) 12

 Намбу (Nambu) 353
 Нееман (Ne'eman) 493
 Неудачин В. Г. 576
 Ниель (Neal) 49
 Нильссон (Nilsson) 542, 557, 632
 Нишиджима (Nishijima) 233, 251
 Ньютона (Newton) 206, 338

 О'Нейл (O'Neill) 46
 Осборн (Osborn) 357

 Пайс (Pais) 233, 287—291
 Панофский (Panofsky) 203
 Парк (Park) 101, 134, 155, 185, 236, 285,
 316, 477, 520
 Паул (Paul) 65
 Паули (Pauli) 99, 102, 147, 272, 362, 446,
 623
 Пензиас (Penzias) 616
 Перл (Perl) 203
 Перльман (Perlman) 143
 Персико (Persico) 49
 Перье (Perrier) 628, 629
 Петржак К. А. 602
 Пипкин (Pipkin) 12
 Плеве А. А. 656
 Пойнティング (Poynting) 115
 Померанчук И. Я. 453, 461
 Понтекорво Б. М. 400, 414, 417, 418
 Пост (Post) 601

 Прайс (Price) 607
 Престон (Preston) 506
 Примаков (Primakoff) 12

 Равенхолл (Ravenhall) 12, 164
 Райэн (Ryan) 414
 Рамм (Ramm) 407
 Рамсей (Ramsey) 571
 Резерфорд (Rutherford) 150, 154, 155, 181,
 578
 Рейновотер (Rainwater) 541, 546
 Рейнес (Reines) 223, 237, 400
 Рейсланд (Reisland) 575
 Риазуддин (Riazuddin) 414
 Рич (Rich) 203
 Робсон (Robson) 258
 Розенблат (Rosenbluth) 172, 173
 Рочестер (Rochester) 231
 Рудерман (Ruderman) 604, 623
 Руплин (Ruplin) 569
 Рэлей (Rayleigh) 563, 575

 Сакураи (Sakurai) 157, 236, 340, 356
 Салливан (Sullivan) 12
 Санчес дель Рио (Sanchez del Rio) 165
 Сард (Sard) 23, 167
 Сарджент (Sargent) 144
 Сатчлер (Satchler) 258
 Сегре (Segrè) 14, 49, 628, 629
 Селлс (Sells) 116
 Септьер (Septier) 50
 Себорг (Seaborg) 591, 656
 Сидоров В. А. 342
 Скалли (Scully) 144
 Слив А. А. 540
 Слихтер (Slichter) 12
 Смирнов Ю. Ф. 576
 Смит Г. (Smyth H.) 602
 Смит Дж. (Smith J.) 23
 Снайдер (Snyder) 37
 Сноу (Snow) 12
 Собижевский А. 656
 Соколов А. А. 636, 657
 Стегун (Stegun) 190
 Стеффен (Steffen) 50, 571
 Страхан (Strachan) 414
 Струтинский В. М. 656
 Сударшан (Sudarshan) 369
 Сэндс (Sands) 13, 23, 79, 97, 198, 211,
 286, 338, 356, 541, 636

 Тавендалль (Tavendale) 90
 Талми (Talmi) 538
 Тейлор Б. (Taylor B.) 661

Тейлор Е. (Taylor E.) 23, 24
 Тернов И. М. 636, 657
 Тирринг (Thirring) 431, 460
 Томсон (Thomson) 108, 177
 Торен (Toren) 90
 Троуэр (Trower) 65, 90
 Уилер (Wheeler) 23, 24, 580
 Уисли (Wesley) 203
 Уленбек (Uhlenbeck) 99
 Уолкер (Walker) 90, 121, 190
 Фаберже (Fabergé) 293
 Фаулер (Fowler) 11, 604, 612, 624
 Фейнберг (Feinberg) 237
 Фейнман (Feynman) 13, 23, 79, 97, 182,
 198, 205, 211, 228, 286, 319, 338, 356,
 359, 369, 396, 401, 404, 541, 636
 Фелд (Feld) 493, 495
 Ферми Л. (Fermi L.) 13
 Ферми Э. (Fermi E.) 65, 67, 140, 310,
 311, 319, 356, 369, 467, 506, 508, 540,
 579, 590, 602, 610
 Феррари (Ferrari) 49
 Фешбах (Feshbach) 13, 495, 538
 Финберг (Feenberg) 243, 258
 Фирсов В. Г. 656
 Флеров Г. Н. 602, 656
 Фоли (Foley) 166
 Франклъ (Frankel) 656
 Фраучи (Frautschi) 483
 Фрацер (Frazer) 449
 Фриман (Freeman) 656
 Фриш (Frisch) 204, 579
 Фруассар (Froissart) 453
 Хаджедорн (Hagedorn) 50
 Хайд (Hyde) 601
 Халперн (Halpern) 11, 587
 Харитонов Ю. И. 540
 Харрис (Harris) 356
 Хевеси (Hevesy) 652
 Хенли (Henley) 244, 272, 431, 460
 Холландер (Hollander) 143
 Хоффштадтер (Hofstadter) 157, 162, 203, 204
 Хохлов Р. В. 603
 Христофилюс (Christofilos) 37
 Хульм (Hulme) 601

Цвойг (Zweig) 471
 Цинн (Zinn) 590
 Цумино (Zumino) 295
 Чабан А. А. 575
 Чадвик (Chadwick) 128, 344
 Ченг (Chang) 11
 Чианг (Chiang) 90
 Чью (Chew) 431, 432, 483, 493, 495
 Чэллен (Källen) 431, 460
 Шарф-Гольдхабер (Scharff-Goldhaber) 549
 Шварц (Schwartz) 400
 Шварцшильд (Schwarzschild) 328
 Швингер (Schwinger) 166, 295, 355, 356
 Шерер (Scherer) 12
 Шеффер (Schaeffer) 604
 Ширков Д. В. 495
 Шиффер (Schiffer) 538
 Шоппер (Schopper) 413
 Шредингер (Schrödinger) 465
 Штерн (Stern) 169, 204
 Штернхаймер (Sternheimer) 65
 Штрасман (Strassmann) 579
 Штюкельберг (Stuekelberg) 221, 228
 Шюльт (Schult) 12
 Эванс (Evans) 90
 Эддингтон (Eddington) 611, 612
 Эден (Eden) 457
 Эймс (Ames) 625
 Эlliott (Elliott) 538
 Элтон (Elton) 203, 448
 Эльзассер (Elsasser) 509
 Эндт (Endt) 694
 Энке (Enke) 90
 Эстерман (Estermann) 204
 Эшер (Escher) 464, 479
 Юберал (Überall) 203
 Юкава (Yukawa) 127, 146, 424, 434
 Юнг (Young) 35, 79, 90
 Я마다 (Hamada) 445
 Янг (Yang) 262, 272, 273, 400, 401, 404,
 467

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Адронное взаимодействие 287
Адронные свойства фотона 345
Адронов массы 480—482
Адроны 114
Акты рождения и уничтожения частиц 231
Альфа-распады 269
Альфа-частицы 129, 617
Амплитуда рассеяния 182—184
— упругого 352
Анализ активационный 634
— химический 633—635
Анализаторы многоканальные 87
Аналог закона Кирхгофа 381
Антиадроны 606
Антидайдрон 458
Антинейтрино 224, 398, 399
Антиомега 230
Антипион 236
Антипротон 230
Античастицы 226—231, 277
Антэлектрон 230
Астрономия γ -лучей 613
— нейтринная 613—615
— рентгеновская 605
Астрофизика лазерная 604
Асы 471
Атомный номер 128
Атомы меченные 9, 651—653
— мюонные 204
- Барион 478
Барионное число 221, 222
— для элементарных частиц 235, 236
Барионные числа дробные 472
Барионный октет частиц 479
Барионов состояния возбужденные 135—143
— основные 128—131
Барионы адронно стабильные 131
— как связанные состояния夸арков 478—480
— нестабильные 678—689
— очарованные 691
- Барионы стабильные 678—689
Барн 152
Барьер кулоновский 503
— потенциальный двугорбый 584
— реакции деления 584
Белый карлик 620
Бета-распад 274
— двойной 223
— нейтрона 414, 415
Бета-спектр 414
Биохимия 647
Бозон промежуточный 409, 456
— тяжелый 412
Бозона масса 96—102
— — промежуточного 389
— спин 96—102
Бозоны 101
«Большой взрыв» 616
Бомбы атомные 595
— водородные 595
Борновское приближение 154, 155, 186, 187
- Вектор изоспиновый 250
— поляризации 118
— фотона 325
Величина наблюдаемая 212, 214—216
— — сохраняющаяся 241
Величины сохраняющиеся 212—218
Вероятность перехода 307, 308
Взаимодействие кулоновское 56, 317
— магнитное дипольное 637
— нуклонов остаточное 510, 529
— пион-нуклонное 424
— пион-пионное 420
— сверхтонкое 637
— спаривания 514
— спин-орбитальное 520, 523—525
— типа «все или ничего» 56
— токов 318, 369—375
— Ферми универсальное 389, 408—410
— фотонов с адронами 338—354
— — — лептонами 354

- Взаимодействие электрическое квадрупольное 639, 640
 - монопольное 639
 - электростатическое 638
- Взаимодействия 301—360
 - адронные или сильные 9, 17, 113, 127, 271, 301, 319—460, 470
 - гравитационные 319
 - сверхслабые 113, 412
 - слабые 9, 17, 113, 301, 319, 361—416
 - электромагнитные 9, 17, 113, 271, 287, 301, 304—356
- Взрывающиеся звезды 618
- Взрывы ядерные 594—597
- Виртуальная пара 345
 - частица 345
- Волна падающая плоская 183
 - расходящаяся сферическая 183
 - электромагнитная 115
- Волновая функция испущенного фотона 322
- Волновой функции поведение асимптотическое в экспериментах по рассеянию 186
- Вращение ядра безвихревое 552
 - жесткое 552
- Времени жизни протона оценка 221
- Время жизни 118, 120
 - мюона 381
 - системы 326
 - электрона 219
- V-частица 233
- Галактика 609
- Гамильтониан взаимодействия пион-нуклонного 430—432
 - системы 305, 306, 338
 - слабого 369
 - тока с током 409
 - свободной частицы 315
 - ядра 553
- Гамильтониана инвариантность относительно изоспина 245, 246
 - калибровочных преобразований 221
 - операции поворота 242
 - T 281
 - TCP 294
 - четности 263, 264
- Гамма-спектр сложный 78
- Гармоники сферические 264, 697, 698
- Генератор tandemный Ван де Граафа 32
 - электростатический Ван де Граафа 29, 51, 136
- Генератор энергии радиоизотопный 598
- Генератора электростатического устройства 30
- Гиперзаряд (страница) 231—236, 287, 389
- Гиперон 130, 230, 251
- Гиперядра 222, 568
- Гипотеза приближенного сохранения аксиального векторного тока (ПСАВТ) 397
 - сохраняющегося векторного тока (СВТ) 396, 409
 - — — Гелл-Манна и Фейнмана 401
- Горение в звездах гелиевое 618
 - — — углеродное 618
- Гравитационная постоянная 661
- График Кури 365, 366
 - масс пропавшей частицы 145
 - Розенблата 173
 - Чью — Фраучи 490
- g -фактор 297
 - электрона 165, 166
- Двигатели ядерные 599—601
- Двигатель микроволновой 116
- Дейtron 131, 436
 - в синглетном состоянии 459
- Дейтрана размеры 201
 - фоторазрушение 344
- Декуплет частиц 479
- Деление индуцированное 584
 - нейтроном 584
 - ядра 584
 - индуцированное 584
 - — — нейтроном 584
 - спонтанное 584
- Дельта-функция 185
- Дельта-частица 479
- Демократия ядерная 483
- Детекторов полупроводниковых разрешение по энергии 80
 - устройство 79
- Детекторы 68—92
 - нейтрино 614
 - полупроводниковые 77—80
- Дефект массы 498
- Деформации ядер 542—547
 - деформация квадрупольная 564
 - ядра постоянная 563
- Диаграмма энергетических уровней 533
 - — — для атомного ядра 107
 - — — изобарных ядер 531
 - — — протонов и нейтронов 522
 - — — элементарной частицы 107

- Диаграммы процессов рассеяния 333
 — для пион-нуклонного рассеяния 425
 — фейнмановские 22, 23, 170, 178
 — рождение пионов 425
- Динейtron 458
- Дипротон 458
- Дираковский нейтрон 204
 — протон 204
- Диск черный 187
- Дисперсия 75
- Дифракционная картина оптическая 187
- Дифракционного пика сжатие 198
 — рассеяния особенности 192, 193
- Дифракционное рассеяние 188
- Дифракционные максимумы 183
 — минимумы 183
- Дифракционный пик 188
- Дифракция рентгеновских лучей 635
- Дифференциальное эффективное сечение двойное 180
 — — — pp-рассеяния упругого 193
 — — — рассеяния на дейтроне 201
 — — — упругого α -частиц 190
 — — — упругое 180
- Длина волны адрона приведенная комптоновская 346
 — частицы деборильевская 27, 199, 444
 — — — приведенная 27
 — пробега 58
 — свободного средняя 64
 — тяжелых заряженных частиц 55
 — — — средняя 55
 — — — — экстраполированная 55
 — радиационная 63, 64
- Дублет квадрупольный 646
- Единица времени 17
 — длины 17
 — импульса 17
 — массы 17
 — — атомной 107, 497
 — — изотопная относительная 107
 — энергии 17
- Единицы основные 17—19
- Задача двухуровневая 284
- Закон подобия или «скэйлинга» 176
 — сохранения барионного числа 224
 — — мюонного лептонного числа 225
- Законы сохранения 209—298
 — — аддитивные 212—238, 266
 — — момента количества движения 393
 — — мультиплективные 217, 261
- Законы сохранения четности 293
- Замедлитель 588
- Замкнутые оболочки 515—523
- Заряд изоспинового мультиплета 252
 — электрический 102—106, 218—221
 — электрона 660
- Заряда электрического распределение в сферических ядрах 162
- Зарядовая инвариантность пион-нуклонных взаимодействий 259
 — независимость адронных сил 243—245, 248, 435
- Зарядовое число для элементарных частиц 230, 235
- Заряженные лептоны 398
 — частицы 278
- Захват электронный 507
- Зашнировка 483—491
- Золотое правило 304—311, 363
 — — номер 2 310
 — — — 1 311
- Избирательность 651
- Излучение индуцированное и спонтанное 321
 — микроволновое «фоновое» 616
 — мультипольное 327—332
 — синхротронное 41, 62, 63, 635—637
 — тормозное 62, 63
 — электрическое дипольное 324
- Излучение прохождение через вещество 53
- Изобары 129
- Изовекторы 539
- Изомерный сдвиг 649
- Изомеры 539
- Изоскаляры 343
- Изоспин 10, 239—260, 531, 534
 — нейтрона 245
 — нуклона 244, 245
 — пиона 251
 — протона 245
 — фотона 343
- Изоспиновое пространство 443
- Изоспиновые дублеты 258
 — квартеты 258
 — квинтеты 258
 — триплеты 258
- Изоспиновый триплет 394
- Изоспины атомных ядер 253—258
 — элементарных частиц 249—253
- Изотоны 129
- Изотоны 129
 — радиоактивные 597
- Илем 616

- Импульс, передаваемый при рассеянии 154, 449, 450
 Инвариант релятивистский 45
 Инвариантность галилеева 459
 — изоспиновая нарушенная 245—249
 — калибровочная 220, 221, 265
 — лоренцева 46, 374
 — масштабная 454—456
 — системы относительно поворотов 239—242
 — — — трансляции 218
 — уравнения Шредингера 282
 — физического закона относительно какой-либо операции симметрии 209
 Интенсивность адронных взаимодействий 420—424
 — пион-нуклонного взаимодействия 425
 — синхротронного излучения 636
 Интерпретация Штокельберга — Фейнмана античастиц 230
 — — — частиц 230
 Интерференция между падающей волной и волной рассеянной 182
 Испускание нейтрона ядром 537
 — спонтанное дипольного излучения 357
 — фотона квантовомеханической системой 319
 Источник космических лучей 609
 — радиоактивный 66
- Камера Токамак 594
 Камеры ионизационные 77, 79
 — искровой устройство 85
 — искровые 84, 85
 — пузырьковой устройство 81
 — пузырьковые 80—84
 — стримерные 91
 Каон 235, 251
 — заряженный 145
 — нейтральный 21, 130, 287—292
 — отрицательный 21, 234
 — положительный 21, 234
 Каонов нейтральных разность масс 298
 Каскадная частица 145
 Квадрупольный момент дейтрона 438
 Квант поля 126
 — световой 72, 73
 Квантование пространственное 97
 Квантования пространственного векторной диаграмма 98
 Квантовая механика 20, 21, 23
 — — — нерелятивистская 22
 Квантовое число барионного заряда 125
 — — внешнее 489
- Квантовое число внутреннее 489
 — — очарования 7
 — — хорошее 531
 — — цвета 7
 Квантовые числа аддитивные 268
 Кварк истранный 480
 — странный 480
 Кварк-активарковые пары 471
 Кварки 466—494
 — в связанных состояниях (барионы) 478—480
 — — — (мезоны) 475—478
 — тождественные 478
 Кварков комбинации 476, 482
 — поиск 473, 474
 — свойства 473
 Классический радиус электрона 359
 Когерентные свойства 292
 Колебания формы несжимаемого ядра 563
 Коллективные движения в ядрах 541
 Кольца пересекающиеся накопительные протонные 47—49, 51
 Коммутатор операторов 213
 Комptonовская длина волны пиона 660
 — — — протона 660
 — — — электрона 660
 Конверсия внутренняя 358
 Константа связи пион-нуклонного взаимодействия 432
 — — слабого взаимодействия 373, 388, 389
 Константы связи 301, 327, 396, 420
 Контактное взаимодействие 411
 Корреляции двухнуклонные в ядрах 567
 Космические лучи 604—610
 Коэффициент поглощения 56
 — — γ -лучей в алюминии 60
 — — — свинце 60
 — — полный 61
 — — полезного действия (Карно) 597
 — — пропускания 133
 — — размножения 589
 — — эффективности превращения энергии возбуждения в энергию световых квантov 73
 Критерий Лоусона 593
 Куперовские пары 514
- Ламбда-распад 124
 Ламбда-частица 131
 Лантаниды и актиниды 631
 ЛептоКварки 492
 Лептонное квантовое число 222—226
 Лептоны масса 118

- Лептоны 114, 118, 119
 Ливни каскадные 64, 65, 606
- Магические числа 510—515
 Магнетон 105
 — Бора 105
 — ядерный 105
- Магнит двухполюсный 36
 — четырехполюсный 37, 38
- Магнитные монополи 359
- Масса аксиальная 406
 — векторная 406
 — инвариантная 46
 — критическая 595, 596
 — пиона заряженного 660
 — — нейтрального 660
 — покоя 96, 97
 — полная 46
 — протона 660
 — фотона 337
 — частицы 96
 — электрона 660
 — ядра 107
- Массовое число ядра 162
- Массовые числа 128
- Масс-спектрометра устройство 108
- Масс-спектроскопия 108, 109
- Материя ядерная 499
- Матричный элемент 212, 213
 — — в математической теории изоспина 394
 — — для распада нейтрона 399
- Мезоатом мюонный 630
 — пиона 630
- Мезон векторный 340
- Мезоны 125—128
 — адронно стабильные 128
 — векторные 338—344, 448, 476
 — нейтральные 482
 — — нестабильные 476
 — нестабильные 670—677
 — очарованные 690, 691
 — псевдоскалярные 448
 — скалярные 448, 476
 — — нейтральные 446, 447
 — стабильные 670—677
 — экзотические 494
- Метод измерения массы заряженных частиц 109
 — масс-спектрометрии 633
 — определения масс ядер 144
 — спектра инвариантных масс 127
- Методы определения четности в физике элементарных частиц 270
 — — — ядерной 270
- Механизм потери энергии тяжелыми заряженными частицами 61
 — — — электронами 61
- Минимум ионизационный 58
- Мишень жидколоводородная 171
- Множественность рождения частиц 450, 451
- Множитель плотности состояний
- Модели элементарных частиц и ядер 463—574
- Модель атома Дж. Дж. Томсона 177
 — векторная доминантная 352
 — вращения безвихревого 551
 — — жесткого 551
 — — жидкой капли 496—507
 — — — обобщенная 528—530
 — Резерфорда 463
 — Саката 467, 494
 — Ферми-газа 496—507
 — Ферми — Янга 467
 — ядра коллективная 530, 541—574
 — — независимых нуклонов (МНН) 496
 — — Нильсона 530, 542, 556—562
 — — оболочечная 509—540, 566
 — — объединенная 541
 — — одновастичная 525
 — — — обобщенная 528—530
 — — с сильным взаимодействием нуклонов (МСВ) 496
- Моды монопольные 563
- Момент инерции ядра 550
 — квадрупольный 545
 — — внутренний 551
 — — наблюдаемый 551
 — — приведенный 543, 544
 — количества движения 239—260
 — — полный 553
 — магнитный аномальный 166
 — — дипольный 102—106
 — — дираковский 166
 — — нейтрона 170
 — — протона 169
 — — — электрона 157, 165—167
- Моменты квадрупольные одночастичные 545
 — — электрические статические 547
- Монополи 359
 — магнитные 355, 386
- Мультиплеты изоспиновые 249, 482
 — смешанные 253
 — унитарные 482
- Мюон 83, 401
- Мюоны покоящегося среднее время жизни 20
- Мюоний 630

- Мюонное квантовое число 222—226
 Мюоны космических лучей 65
 — отрицательные 415
 — положительные 415

 Нарушение изоспиновой симметрии 246
 — *CP*-инвариантности 292—296, 412
 — *T*-инвариантности 296, 412
 — четности 270—277
 — — при слабых взаимодействиях 379
 Насыщение ядерных сил 435, 436
 Нейтрино 53, 224, 362, 369, 398, 414—
 416, 613
 — мюонное 225, 401
 — «солнечное» 613
 — электронное 225
 Нейтрон валентный 535, 544
 Нейтронная звезда 620
 Нейтронной звезды поперечное сечение 621
 — утечки режим 623
 Непрерывный β -спектр 362—366
 Непроницаемая сердцевина 436
 Несохранение в слабых взаимодействиях
 гиперзаряда 287
 — — — четности 272, 369, 381
 Нецентральный характер ядерных сил 436
 Новых химических элементов создание
 628—633
 Нуклиды 129
 Нуклон валентный 519, 553
 Нуклоны голые 182
 — дираковские 170

 Облако адронное 347, 351
 Область «гигантского резонанса» 137, 139
 — индивидуальных резонансов 137, 139
 — ионизационная 61, 62
 — радиационная 62, 63
 — связанных (дискретных) состояний 137,
 139
 Обмен тяжелыми адронными квантами 448
 — фотонами, или квантами электромагнитного поля 126
 Обменные силы 436, 440—442
 Оболочки осцилляторные 517, 518
 Оже-электрон 614
 Омега-мезон 343
 Омега-минус частица 21
 Омега-частицы 131
 Оператор векторный 387
 — — аксиальный 387
 — изоспиновый 535
 — орбитального момента количества движения 264

 Оператор преобразования 214
 — симметрии 214, 215
 — спиновый 387
 — спиральности 276, 277
 — тензорный 439
 — унитарный 214—216
 — четности 215
 — эрмитов 214—217
 Операторов среднее значение 213
 Операторы антиунитарные 283
 — унитарные 283
 Операции симметрии непрерывные 261
 — — *P*, *C* и *T* 261—298
 Операция зарядового сопряжения 277—280
 — обращения времени 281—284
 — пространственной четности 261—266
 — *T*, переводящая исходное движение в обратное 282
 Оптика пучков частиц 35—38
 Особенности дифракционного рассеяния 192, 193
 Остов ядра деформированный 553
 Островки изомерии 528, 539
 Осциллятор трехмерный гармонический 485, 486, 488
 Отклонение среднеквадратичное 75
 Открытие пиона 127
 — странных частиц 222

 Параметр деформации ядра 558
 Партоны 94, 182, 492
 Переход мультипольный магнитный 330
 — — электрический 330
 Переходы сверхразрешенные 392
 — — для ядра 395
 Период полураспада 328
 — — приведенный 367, 368, 389, 392
 — — при спонтанном делении 585
 Пик упругого рассеяния 179
 Пион 9, 125, 127, 170, 250
 — виртуальный 125, 127
 — заряженный 24
 — отрицательный 23, 130
 — положительный 83, 380
 Пионизация 451, 452
 Плазма 593
 Плотность вероятности аксиальная при
 слабых взаимодействиях 386
 — звезды 620
 — сухого воздуха 661
 — электрического тока 317
 Поведение асимптотическое в экспериментах по рассеянию 186
 Повороты бесконечно малые 240

- Поглощение бозона фермионом 301
 — резонансное 645
 — фотона 357
- Подход Чью и Фрауки 483
- Позитрон 72
- Позитроний 279, 630
- Показатель преломления 198
- Полевой квант 434
- Полоса вращательная 554, 555
- Полосы вращательной уровень головной 554
- Получение энергии из радиоизотопов 597, 598
- Полюсы Редже 466—494
- Поляризация антинейтрино 224
 — нейтрино 224
 — полная 276
 — фотона 118
 — электрона 276
 — ядра 276
- Порядки величин 15—17
- Постоянная Больцмана 660
 — тонкой структуры 660
- Построение сохраняющейся величины 214
- Потенциал векторный 315
 — возбуждения атомов вещества 57
 — в ядре средний 567
 — кулоновского взаимодействия 155
 — оптический 539
 — рассеивающий 158
 — скалярный 315
- Юкавы 434
- ядра 515
- Ямады — Джонстона 445
- Потенциальные ямы для нейтронов и протонов в ядре 503
- Потери энергии на излучение 61, 63
 — — — процессы возбуждения связанных электронов 61
 — — — ионизации связанных электронов 61
- Поток нейтринный 614
 — нейtronов при ядерных взрывах 597
- Правила отбора для гиперзаряда 379
 — — при распадах 125, 250
- Предел унитарный 411
 — — верхний 411
- Преобразование Лоренца 19, 20
 — Фурье 121
 — — Бесселя 196
- Преобразования дискретные 215, 261
 — инфинитезимальные 261
 — калибровочные 221
 — непрерывные 215—217
- Приближение борновское 186—187
 — Глаубера 198—202
 — Фраунгофера 187—194
 — электрическое дипольное 322
- Пример β -спектра 363
 — дифракционного рассеяния для элементарных частиц 192
 — — — ядер 192
- Примитивные частицы (ур-частицы) 467—474
- Принцип Бабине 189
 — запрета Паули 101, 102, 117, 466, 505, 622
- Притяжение между нуклонами 435
- Пространство изоспиновое 246, 247
- Протон 21, 83
 — валентный 544
 — реальный 170
 — физический 170
- Протона размер 198
- Протонный спектр ЯМР 641
- Процесс деления ядра 579—587
 — обмена пионами между нуклонами 445
 — химический радиационно-индукционный 653
- Процессы адронные 375, 376
 — взаимодействия фотонов с веществом 59
 — — при высоких энергиях 449—456
 — — слабые 375
 — захвата антинейтрино протонами 400
 — — — протоном электронных нейтрино с низкой энергией 399
 — лептонно-адронные 375, 376
 — лептонные 375, 376
 — рождения частиц 22
 — случайные 73
 — уничтожения частиц 22
 — химические радиационно-индукционные 653
- Псевдоскалярные частицы 441
- Пси-частицы 692, 693
- Пуассоновский характер распределения 451
- Пучки встречные 46—49
 — моноэнергетических частиц 54, 151
 — нейтринные 407
- Радиоактивность 15
- Радиоактивный источник 328
- Радиоастрономия 613
- Радиоизотопы 598
- Радиолиз импульсный 653, 654
- Радиус действия сил адронных 17, 420—424
 — — — ядерных 435

- Радиус нейтрона 176
 — протона 176
 — среднеквадратичный распределения электрического заряда в ядре 162
 — ядра 160
 Радиусы протонных и нейтронных ям 504
 Разделение изотопов промышленное 594
 Размерности соображения 334
 Разрешение по энергии в полупроводниковом детекторе 80
 — — — — сцинтилляционном счетчике 72
 Распад адрона 124
 — каона 289
 — мюона 376, 379—382
 — нейтрона 113
 — пиона 124
 — позитронный ядра 507
 — ро-мезона 112
 — сигма-частицы 376
 — электронный ядра 506
 Распады 119—125
 — по временной четности запрещенные 283
 — — — разрешенные 283
 — экспоненциальные 120, 121
 Распределение вероятности нормальное, или распределение Гаусса 76
 — Пуассона 74—76
 — — гистограмма 74, 75
 — — — рассеченные частиц по углам 55, 58
 — Ферми 162—164
 — — по энергиям 55, 58
 — электрического заряда в сферических ядрах 162
 — для нуклона 149
 — — — ядер 149
 — — — тока 171
 Распространенность относительная 510, 511
 Рассеиватель серый 195
 Рассеяние Бабá 332—336, 455
 — вперед векторного мезона 353
 — двухкратное 201, 202
 — дифракционное 187
 — когерентное на ядре 198
 — кулоновское 62
 — лептонов электромагнитное 332—337
 — Мёллера 332—336, 358
 — Мотта 157, 172
 — нейтрино на электронах 411
 — нерелятивистской частицы на заданном потенциале 182
 — неупругое 353
 — — глубокое 181
 Рассеяние пion-нуклонное при низких энергиях 428, 429
 — поляризованных протонов на бесспиновых ядрах 443
 — резерфордовское 153
 — упругое 150, 151, 353
 — — на ядре 199
 — частиц 182—202
 — частицы на одномерной прямоугольной яме 133
 — — — — электрона на бесспиновом ядре 159
 — — — — протоне неупругое 178
 — — — — упругое 178
 — — — — электронов высоких энергий 9
 — — — — на нуклонах глубокое неупругое 353,
 355
 — — — — неупругое 10
 Рассеяния упругого пик 179
 Распространенность относительная атомных ядер в природе 510, 511
 Расщепление зеемановское 106
 — масс, обязанное электромагнитному взаимодействию 251
 — спиро-орбитальное энергетических уровней 468
 — уровня 520
 Реактор термоядерный 593
 Реакторы-размножители 590
 — ядерные 587—591, 597
 Реакции нейтринные 7, 223
 — — — неупругие 406
 — — — при высоких энергиях 400
 — — — слияния ядер 592
 — — — скорость 592
 — — — термоядерные 15
 — — — упругие 406
 — — — цепные 585
 Реакция слияния ядер лазерная 594
 Реджевские аналоги 490
 Резонанс дипольный «гигантский» 344, 572
 Резонансная флюоресценция для ядер 147
 Резонансы 131—135, 179, 222
 — дипольные «гигантские» 564
 — пропускания 133, 134
 Релятивистский инвариант 45
 — скаляр 46
 Рентгеновская астрономия 613
 Рентгеновское излучение характеристическое 636
 Рождение омега-мезона 344
 — пары частица — античастица 229
 — ро-мезона 344
 — фи-мезона 343, 344

- Рождение электронов на фотокатоде в
фотоумножителе 73, 74
- электрон-позитронных пар 59, 60
- Ро-мезон нейтральный 110
- Ро-мезона время жизни 110
- масса 111
- Сакатоны 467
- Сверхновые 610
- Светопроводы 71
- Связь LS и jj 529
- Сдвиг изомерный 649
- химический 649
- Семейства вращательных уровней 552—556
- Сечение рассеяния глубокое неупругое
электронов 177
- полное нейtronов на ядре ^{235}U 586
 - — пионов отрицательных на прото-
нах 141
 - — — положительных на протонах
141
 - частицы и античастицы на одинаковой
мишени 454
 - эффективное 151—153, 159, 183, 349,
352, 401—405, 452
 - — — дифференциальное 152, 153, 184
- Сжатие звезды под действием гравитаци-
онных сил 617
- Сигма-частица заряженная 145
- Сигма-частицы 131
- Силы гравитационные 113
- кориолисовы 554
 - Лоренца формула 36
 - многочастичные сложные 569
 - циклон-нуклонного взаимодействия
435—445
 - обменные 440—442
 - остаточного взаимодействия в ядре
530—567
 - поляризационные 568
 - спаривания 529, 568
 - спин-орбитального взаимодействия 510
 - тензорных 439, 448
 - трехчастичные 569
 - ядерные 530
 - — зависящие от спина 519
 - — нулевого радиуса действия 411
- Симметрии 209—298
- нарушение в магнитном поле 242, 243
 - сохраняющиеся 212—218
- Симметрия нарушенная 210, 211
- Синглеты изоспиновые 257
- Синтез ядер 591—594, 616—619
- Синхротрон бустерный 41
- Синхротрон протонный 47, 48
- Синхротрона основные элементы 39
- Синхротроны 38—44
- Система единиц гауссова 19
- отсчета лабораторная 44—46
 - — центра масс (центра импульсов) 44—
46
- Скорость света 660
- Слабые процессы, основные сведения 375—
379
- распады, в которых не сохраняется
гиперзаряд 377
 - — — странность 377
- Слабый ток нестационарный 389
- — — странный 389
- Слабых процессов классификация 375
- Смещение доплеровское 646
- Собственные значения энергии 284
- функции 284
- Соотношение Гелл-Манна — Нипиджимы
472
- неопределенности гейзенберговские 123,
126, 311
- Соотношения коммутационные 99, 248
- Состав звезды 620
- ядерной компоненты первичных косми-
ческих лучей 605, 607
- Состояние аналоговое для ядер 535
- родительское для ядер 535
 - сверхтекущее ядерного вещества 571
- Состояния аналоговые резонансные в
изобарных ядрах 255, 530
- — ядер 532
 - возбужденные 131—143
 - — ядра 139, 527, 562
 - — — вращательные 562
 - — — вырожденные 285
 - — колебательные сферических ядер 562—
566
 - — однодырочные 526
 - — с отрицательной энергией 227
 - — — положительной энергией 227
 - — стационарные 305
- Сохранение зарядовой четности 280
- странности во взаимодействиях адрон-
ных 233
 - — — электромагнитных 233
 - четности 264, 270—277
 - — в адронных взаимодействиях 272
 - — — электромагнитных взаимодей-
ствиях 272
 - электрического заряда 221
- Сохраняющейся величины отыскание
214

- Спектр значений энергии частицы непрерывный** 133
 — излучения абсолютно черного тела 617
 — инвариантных масс 110—112
 — мессбауэровский 648
 — непрерывный 179, 532
 — протонов, рассеянных от мишени Fe_2O_3 138
 — рассеянных электронов на протонах 179
 — сцинтилляционный 72
 — фазовый 111, 112
 — электронов распада неполяризованных мюонов 381, 382
 — энергетический нейтронов, испущенных в реакции $n + {}^{235}\text{U}$ 586
 — энергетических уровней нуклона 142
 — ядра ${}^{58}\text{Fe}$ 142
 — изобарного 255—257
Спектрометр мессбауэровский 645
 — ЯМР простейший 640
Спектроскопия внутренних оболочек 650, 651
 — мессбауэровская 646
 — ядер и частиц 136, 143
Спектры вращательные бесспиновых ядер 547—552
Специальная теория относительности 19, 23, 45, 46
Спин, или внутренний момент количества движения 97, 100
 — основных состояний ядер 526
 — частиц 96
Спина связь с симметрией волновых функций 101
Спин-орбитальные силы 442—445
Спинор Паули двухкомпонентный 297
Спинтарископ 69
Сpirальность состояний 118
Среднее время жизни 328
 — мюона 388
 — элементарной частицы в лабораторной системе отсчета 20
Среднеквадратичное отклонение, характеризующее ширину распределения в математической статистике 75—77
Средства эксперимента 25—90
Стабильные частицы 26
Статистика математическая 73—77
Степеней свободы внутренних возбуждения 44, 45
Странностей приписывание различным адронам 233
Странность каона 233
 — сигма-частицы 234
 — элементарной частицы 100, 481
Странные элементарные частицы 467
Структура атомов 149
 — возбужденных состояний 149
 — лептонов 150
 — основного состояния 149
 — химических молекул 635—651
 — частиц 182—202
 — субатомных 149—205
 — ядер 149
Субатомная физика 9, 10, 577
Субатомной физики начало развития 15
 — определение 9
 — основные принципы 10
 — связь с астрофизикой 10
 — химией 10
 — энергетикой 10
 — фейнмановские диаграммы 19—23
 — язык 15—24
Субатомный зоопарк 96—147
Субчастицы 249, 250
Сферические гармоники 563
Счетчики сцинтилляционные 69, 77
 — пластиковые 70, 71
- Тау-частица** 272
Тахионы 126
Температура дебаевская 644
 — спиновая 643
 — ядра 503
Теорема Грина 189
 — оптическая 184
 — Померанчука 453
Теоремы высокознергетические 452
Теория возмущений 285
 — Кабибо 390—392
 — мезонная нуклон-нуклонного взаимодействия 445
 — относительности общая 126
 — специальная 125
 — слабых взаимодействий 412, 413
 — Чью и Лоу пион-нуклонного рассеяния 431
 — — — — — фоторождения пионов на нуклонах 431
 — — — — — электромагнитных взаимодействий 412, 413
 — Юкавы ядерных сил 433—435
 — ядра микроскопическая 567
Тета-частица 272
Ток аксиальный 397

- Ток векторный 397
 — слабый адронный 372, 373, 393, 408
 — — — при высоких энергиях 397—407
 — — — лептонный 372, 373, 382—388, 408
 — — — электромагнитный 339
Токи слабые 374, 397
 — — в ядерной физике 392
 — — нейтральные 7, 409, 410
 — — нестранные 389—392
 — — странные 389—392
Толщина поверхности ядра 164
Торможение перелятивистской частицы в веществе 58
Траектории Редже 483—491
Триплет сакатонов 467
Угол Кабибо 391, 397
Удельные потери энергии протонов в водороде 57, 58
 — — — свинце 57—59
 — — — тяжелых заряженных частиц в меди 59
Удельных потерь энергии формула 57—59
Универсальность мюон-электронная 382
 — слабых взаимодействий 396
 — электрон-мюонная 408
Уничтожение пары частица — античастица 229
Уpsilon-частица 7
Уpsilonон-частицы масса 7
Уравнение Дирака 463
 — интегральное теории рассеяния 185, 186
 — Клейна — Гордона 434
 — непрерывности 318, 338
 — Пуассона 433
 — Шредингера 133, 213, 218, 220, 264, 281, 286, 305—307, 351, 444, 458, 463, 466, 485, 516, 550
 — — невременное 182.
Уравнения Максвелла 19, 318
Уровни вращательные 547, 548
 — колебательные 565
 — родительского ядра 532
 — энергетические в прямоугольной потенциальной яме 132
 — — — бесконечной 313
 — — ядра 139, 555
 — яростовые 569
Ур-частицы 467—474
Ускорение силы тяжести 661
Ускорители 26—52
 — высоких энергий 26
Ускоритель Ван де Граафа tandemный 30, 31
 — линейный 32—34
 — — протонный 33, 50
 — — электронный 33
Ускорителя устройство линейного 33
 — — простейшего 29
Условие ортонормировки 713
 — самосогласования 483
 — симметрии 713
Установка для изучения процессов рождения адронов в электрон-позитронных столкновениях 341
 — — определения периодов полураспада 329
 — — проведения экспериментов с мюонным нейтрино высоких энергий 401
 — по производству ядерной энергии 588
Устойчивость фазовая в ускорителях 51
Устройства электронного схема расположения основных блоков 86
 — электронные для счетчиков частиц 86, 87
 — — логические 87—89
Устройство аналоговое 86
 — атомной бомбы 595
 — логического элемента 88
 — цифровое 86
Фазовое пространство 311—315
 — — квантовомеханическое 311
 — — классическое 311
Фазовые множители 288
Фактор Больцмана 275
Фейнмановские диаграммы 370, 371
 — — для рассеяния неупругого электрона на протоне 178
 — — — упругого электрона на протоне 178
Ферми-газ вырожденный 503
Фермиона масса 96—102
 — спин 96—102
Фермионы 101
Физика атомная 53, 177
 — плазмы 594
 — элементарных частиц 10
 — ядра 10
Физические константы 600
Фи-мезон 476
Фокусировка жесткая 37, 47
Фокусирующие магниты (пары четырехполюсных магнитов) 39
Фонон 565
Фононов испускание 319—327

- Форма линии брейт-вигнеровская 122
 — лоренцевская 122
- Формула Бальмера 466
 — Бете — Блоха 57
 — Вейцзекера 499
 — Кабибо 392
 — массовая Бете — Вейцзекера 501, 502
 — Мотта 153—157
 — полуэмпирическая для массы ядер 499, 507
 — Резерфорда 153—157, 203, 204
 — Розенблата 172
- Формфактор 181, 403
 — для нейтрона 348
 — — протона 348
 — магнитный 171, 172, 174, 175
 — нейтрона 175
 — основного состояния дейтрана 200
 — слабый 404
 — электрический 171, 172
- Формфакторов дипольная интерполяция 176
- Формфакторы 150, 157—162
 — векторные 405
 — — аксиальные 405
 — в субатомной физике 158
 — и распределения заряда 161
 — нуклона упругие 169—177
 — слабые 408
 — слабых взаимодействий 398
- Фотон 114
 — виртуальный 125, 127
 — времениподобный 337, 340, 341
 — голый 347, 350
 — пространственноподобный 337, 340, 341
 — реальный 341
- Фотона виртуального импульс 337
 — — энергия 337
- Фотоны 59—61
 — виртуальные 370
 — времениподобные 337
 — пространственноподобные 344—354
 — реальные 344—354
 — с высокой энергией 347
 — — низкой энергией 347
- Фотоумножитель 69
- Фотоэффект 71
- Фундаментальные взаимодействия 17, 24
- Функции Бесселя 190
 — волновые тождественных частиц антисимметрические 101
 — — — симметрические 101
 — изоспиновые нормированные 394
- Функции Лагерра 487
- Функция Бесселя кулевого порядка 190
 — Грина 185
 — источника 431
 — профиля тени 195—198
 — распределения Ферми 163, 515
 — Ферми 336
 — Юкавы 372
- Фурье-образ плотности вероятности (см. формфакторы) 158
- Характерные величины энергий возбуждения 16
 — значения плотности вещества 16
 — — расстояний 16
- Химический сдвиг 649
- Химия радиационная 653
 — ядерная 628—656
- Центробежное растяжение ядра 551
- Цикл CNO 611
 — pp 613—615
- Циклотрон 38
- Частиц стабильных свойства 662—666
 — субатомных измерение масс 107—113
 — элементарных идентификация 96—106
 — — классификация по семействам 107—144
- Частица бесспиновая нерелятивистская 281
 — дираковская 167
 — имеющая массу покоя 18
 — не имеющая массы покоя 18
 — омега-минус 21
 — псевдоскалярная 267
 — релятивистская 41
- Частицы 226—231
 — виртуальные 127
 — заряженные тяжелые 56—61
 — нестабильные 234
 — очарованные 690—693
 — рождение 19, 21
 — странные 237, 272
 — тождественные 101
 — точечные бесспиновые 411
 — уничтожение 19, 21
- Черенковский счетчик 144
- Черная дыра 620
- Черный диск 187
- Четности внутренние субатомных частиц 266
- Четность внутренняя протона 266
 — зарядовая 279, 280

- — пиона 280
- нечетная (отрицательная) 264
- относительная 268
- протона 266
- фотона 279
- четная (положительная) 264
- Четыре-векторы 338, 339
- Числа квантовые 560
 - — асимптотические 560
 - — магические 509
- Число квантовое аддитивное 265
 - — мультиплекативное 265
- Ширина линии естественная 122, 123
 - — излучения наблюдаемая 73
 - — наблюдаемых резонансных состояний 537
- Ширинны аналоговых состояний изобарных ядер 537
- Эксперимент Франка — Герца 94
 - Штерна — Герлаха 97
- Эксперименты по магнитному удержанию плазмы 594
- Электрические заряды дробные 472
- Электрического тока плотность 317
- Электрическое зарядовое число элементарной частицы 219
- Электродинамика 19
- Электромагнитное взаимодействие 255
- Электрон 61—64, 369
 - вторичный 75
 - гидратированный 655
 - дираковский 166
 - конверсионный 358
 - реальный 166
 - физический 166, 167
- Электронные устройства 68, 86—89
- Электронный «радиус» 660
- Электростатическая энергия классическая 256
- Элементы сверхтяжелые 630—633
 - трансурановые 629, 630
 - фокусирующие 37
- Энергетическая щель 567
- Энергетические потери нерелятивистских частиц 66
- Энергии возбужденных состояний 141
 - отрыва 512, 513
 - покоя 141
 - — частиц 481
- Энергия вращения 549
 - высвобождаемая при делении 580
 - звезд 610—613
- кулоновская 500
- покоя 18
- — ядра 497, 499, 579—601
- симметрийная 500
- термоядерная 591—594
 - Ферми 503, 622
- Эпсилон-мезон 447
- Эта-мезон 279
- Эффект Зеемана 106
- Комптона 59, 60, 71
- Мессбаузера 9, 144, 643, 644
- фотоэлектрический 59, 60
- Эффективное сечение 349, 352, 401—405, 452
 - — полное 349, 352
- Эффективные сечения адронных процессов при высоких энергиях 422
- — дифференциальные *pp*-рассеяния при низких и средних энергиях 441
 - — полные *pp*-рассеяния 422
 - — упругого *pp*-рассеяния 449
- Эффекты изотопические 653
- поляризационные 546

- Явление радиоактивности 362
- Явления релаксационные 642
- Ядер атомных основных состояния 128
 - радиоактивных излучение 9
 - свойства 694—708
 - стабильных полоса 129
- Ядерная физика и техника 577—656
- Ядерная энергия 579—601
- Ядерное вещество 502
- Ядерные бомбы 9
 - ракеты 599
- Ядерный магнетон 660
 - магнитный резонанс (ЯМР) 641
- Ядра бессpinовые 550, 551
 - изобарные дочерние 532
 - магнические двойные 519
 - постоянно деформированные 542, 561
 - — аксиально-симметричные 550
- Ядра потенциал центральный 523
 - радиоактивные 275, 362
 - самосопряженные 260
 - с замкнутыми оболочками 542
 - стабильные 632
 - температура 503
 - тяжелые 532
- Яма потенциальная деформированная 557
 - — — сферическая 510
- Ямы потенциальной глубина 505
- Яркие белые карлики 410

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|----|
| От редактора перевода | 5 |
| Предисловие авторов к русскому изданию | 7 |
| Предисловие авторов | 9 |
| Глава 1. Некоторые предварительные сведения о субатомной физике и о ее языке | 15 |
| § 1. Порядки величин | 15 |
| § 2. Единицы | 17 |
| § 3. Язык субатомной физики — фейнмановские диаграммы | 19 |
| § 4. Литература | 23 |
| Задачи | 24 |
| Цитированная литература | 24 |
| Часть I | |
| СРЕДСТВА ЭКСПЕРИМЕНТА | |
| Глава 2. Ускорители | 26 |
| § 1. Почему именно ускорители? | 26 |
| § 2. Электростатические генераторы (генераторы Ван де Граафа) | 29 |
| § 3. Линейные ускорители | 32 |
| § 4. Оптика пучков частиц | 35 |
| § 5. Синхротроны | 38 |
| § 6. Лабораторная система отсчета и система отсчета центра масс | 44 |
| § 7. Встречные пучки | 46 |
| § 8. Литература | 49 |
| Задачи | 50 |
| Цитированная литература | 51 |
| Глава 3. Проникновение излучения через вещество | 53 |
| § 1. Основные понятия | 54 |
| § 2. Тяжелые заряженные частицы | 56 |
| § 3. Фотоны | 59 |
| § 4. Электроны | 61 |

| | |
|--|----|
| § 5. Литература | 65 |
| Задачи | 65 |
| Цитированная литература | 67 |
| Глава 4. Детекторы | 68 |
| § 1. Сцинтилляционные счетчики | 69 |
| § 2. Математическая статистика | 73 |
| § 3. Полупроводниковые детекторы | 77 |
| § 4. Пузырьковые камеры | 80 |
| § 5. Искровые камеры | 84 |
| § 6. Электронные устройства для счетчиков частиц | 86 |
| § 7. Логические электронные устройства | 87 |
| § 8. Литература | 90 |
| Задачи | 90 |
| Цитированная литература | 91 |

Часть II**ЧАСТИЦЫ И ЯДРА**

| | |
|--|-----|
| Глава 5. Субатомный зоопарк | 96 |
| § 1. Масса и спин. Фермионы и бозоны | 96 |
| § 2. Электрический заряд и магнитный дипольный момент | 102 |
| § 3. Измерение масс субатомных частиц | 107 |
| § 4. Первое знакомство с субатомным зоопарком | 113 |
| § 5. Фотоны | 115 |
| § 6. Лептоны | 118 |
| § 7. Распады | 119 |
| § 8. Мезоны | 125 |
| § 9. Основные состояния барионов | 128 |
| § 10. Возбужденные состояния и резонансы | 131 |
| § 11. Возбужденные состояния барионов | 135 |
| § 12. Литература | 143 |
| Задачи | 144 |
| Цитированная литература | 147 |
| Глава 6. Структура субатомных частиц | 149 |
| § 1. Упругое рассеяние | 150 |
| § 2. Эффективные сечения | 151 |
| § 3. Формулы Резерфорда и Мотта | 153 |
| § 4. Формфакторы | 157 |
| § 5. Распределение электрического заряда в сферических ядрах | 162 |
| § 6. Лептоны — точечные частицы | 165 |
| § 7. Упругие формфакторы нуклона | 169 |
| § 8. Глубокое неупругое рассеяние электронов | 177 |
| § 9. Рассеяние и структура частиц | 182 |
| § 10. Литература | 202 |
| Задачи | 203 |
| Цитированная литература | 205 |

Часть III**СИММЕТРИИ И ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ**

| | |
|--|------------|
| Глава 7. Аддитивные законы сохранения | 212 |
| § 1. Сохраняющиеся величины и симметрии | 212 |
| § 2. Электрический заряд | 218 |
| § 3. Барионное число | 221 |
| § 4. Лептонное и мюонное числа | 222 |
| § 5. Частицы и античастицы | 226 |
| § 6. Гиперзаряд (странный) | 231 |
| § 7. Литература | 236 |
| Задачи | 237 |
| Цитированная литература | 238 |
| Глава 8. Момент количества движения и изоспин | 239 |
| § 1. Инвариантность относительно поворотов в пространстве | 239 |
| § 2. Нарушение симметрии относительно поворотов в пространстве в магнитном поле | 242 |
| § 3. Зарядовая независимость сил адронного взаимодействия | 243 |
| § 4. Изоспин нуклона | 244 |
| § 5. Нарушенная изоспиновая инвариантность | 245 |
| § 6. Изоспины элементарных частиц | 249 |
| § 7. Изоспины атомных ядер | 253 |
| § 8. Литература | 258 |
| Задачи | 259 |
| Цитированная литература | 260 |
| Глава 9. Операции симметрии P, C и T | 261 |
| § 1. Операция пространственной четности | 261 |
| § 2. Внутренние четности субатомных частиц | 266 |
| § 3. Сохранение четности и ее нарушения | 270 |
| § 4. Операция зарядового сопряжения | 277 |
| § 5. Операция обращения времени | 281 |
| § 6. Двухуровневая задача | 284 |
| § 7. Нейтральные каоны | 287 |
| § 8. Нарушение CP -инвариантности | 293 |
| § 9. Литература | 296 |
| Задачи | 296 |
| Цитированная литература | 299 |

Часть IV**ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**

| | |
|---|------------|
| Глава 10. Электромагнитные взаимодействия | 304 |
| § 1. Золотое правило | 305 |
| § 2. Фазовое пространство | 311 |
| § 3. Классическое электромагнитное взаимодействие | 315 |
| § 4. Испускание фотонов | 319 |

| | |
|--|-----|
| § 5. Мультипольные излучения | 327 |
| § 6. Электромагнитное рассеяние лептонов | 332 |
| § 7. Взаимодействие фотонов с адронами. Векторные мезоны | 338 |
| § 8. Взаимодействие фотонов с адронами. Реальный и пространственно-подобный фотоны | 344 |
| § 9. Выводы и нерешенные проблемы | 354 |
| § 10. Литература | 356 |
| Задачи | 357 |
| Цитированная литература | 359 |
| Глава 11. Слабые взаимодействия | 361 |
| § 1. Непрерывный β -спектр | 362 |
| § 2. Времена жизни относительно β -распадов | 367 |
| § 3. Взаимодействие токов | 369 |
| § 4. Основные сведения о слабых процессах | 375 |
| § 5. Распад мюона | 379 |
| § 6. Лептонный слабый ток | 382 |
| § 7. Константа связи G слабого взаимодействия | 388 |
| § 8. Нестранный и странный слабые токи | 389 |
| § 9. Слабые токи в ядерной физике | 392 |
| § 10. Адронный слабый ток при высоких энергиях | 397 |
| § 11. Выводы и нерешенные проблемы | 408 |
| § 12. Литература | 413 |
| Задачи | 414 |
| Цитированная литература | 416 |
| Глава 12. Адронные взаимодействия | 419 |
| § 1. Радиус действия и интенсивность адронных взаимодействий | 420 |
| § 2. Пион-нуклонные взаимодействия. Обзор экспериментов | 424 |
| § 3. Гамильтониан пион-нуклонного взаимодействия | 430 |
| § 4. Теория Юкавы ядерных сил | 433 |
| § 5. Свойства сил нуклон-нуклонного взаимодействия | 435 |
| § 6. Мезонная теория нуклон-нуклонного взаимодействия | 445 |
| § 7. Адронные процессы при высоких энергиях | 449 |
| § 8. Литература | 456 |
| Задачи | 457 |
| Цитированная литература | 460 |

Часть V

МОДЕЛИ

| | |
|--|-----|
| Глава 13. Кварки и полюсы Редже | 466 |
| § 1. Примитивные, или ур-частицы | 467 |
| § 2. Кварки | 471 |
| § 3. Охота за кварками | 473 |
| § 4. Мезоны как связанные состояния кварков | 475 |
| § 5. Барионы как связанные состояния кварков | 478 |
| § 6. Массы адронов | 480 |
| § 7. Зашнуровка и траектории Редже | 483 |

| | |
|---|------------|
| § 8. Перспективы и проблемы | 491 |
| § 9. Литература | 493 |
| Задачи | 493 |
| Цитированная литература | 495 |
| Глава 14. Модель жидкой капли и модель ферми-газа | 496 |
| § 1. Модель жидкой капли | 497 |
| § 2. Модель ферми-газа | 502 |
| § 3. Литература | 506 |
| Задачи | 506 |
| Цитированная литература | 507 |
| Глава 15. Оболочечная модель ядра | 509 |
| § 1. Магические числа | 510 |
| § 2. Замкнутые оболочки | 515 |
| § 3. Спин-орбитальное взаимодействие | 523 |
| § 4. Одночастичная оболочечная модель | 525 |
| § 5. Обобщенная одночастичная модель | 528 |
| § 6. Аналоговые резонансные состояния в изобарных ядрах | 530 |
| § 7. Литература | 538 |
| Задачи | 538 |
| Цитированная литература | 540 |
| Глава 16. Коллективная модель ядра | 541 |
| § 1. Деформации ядер | 542 |
| § 2. Вращательные спектры бесспиновых ядер | 547 |
| § 3. Семейства вращательных уровней | 552 |
| § 4. Одночастичные движения в деформированных ядрах (модель Нильсона) | 556 |
| § 5. Колебательные состояния сферических ядер | 562 |
| § 6. Модели ядра. Заключительные замечания | 566 |
| § 7. Литература | 571 |
| Задачи | 572 |
| Цитированная литература | 574 |
| Часть VI | |
| ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА | |
| Глава 17. Ядерная энергия | 579 |
| § 1. Процесс деления ядра | 579 |
| § 2. Ядерные реакторы | 587 |
| § 3. Синтез ядер и термоядерная энергия | 591 |
| § 4. Ядерные взрывы | 594 |
| § 5. Получение энергии с помощью радиоизотопов | 597 |
| § 6. Ядерные двигатели | 599 |
| § 7. Литература | 601 |
| Цитированная литература | 601 |
| Глава 18. Ядерная астрофизика | 604 |
| § 1. Космические лучи | 604 |
| § 2. Энергия звезд | 610 |

| | |
|---|------------|
| § 3. Нейтринная астрономия | 613 |
| § 4. Синтез ядер | 616 |
| § 5. Нейтронные звезды | 620 |
| § 6. Литература | 624 |
| Цитированная литература | 625 |
| Глава 19. Ядерная химия | 628 |
| § 1. Получение новых химических элементов | 628 |
| § 2. Химический анализ | 633 |
| § 3. Структура химических молекул | 635 |
| § 4. Меченные атомы | 652 |
| § 5. Радиационная химия | 653 |
| § 6. Литература | 655 |
| Цитированная литература | 656 |

Часть VII**ПРИЛОЖЕНИЯ**

| | |
|--|-----|
| Таблица П.1. Наиболее часто используемые физические константы | 660 |
| Таблица П.2. Более полный перечень констант | 660 |
| Таблица П.3. Свойства стабильных частиц | 662 |
| Таблица П.4. Стабильные и нестабильные мезоны | 670 |
| Таблица П.5. Стабильные и нестабильные барионы | 678 |
| Таблица П.6. Свойства ядер | 694 |
| Таблица П.7. Сводный указатель компилиятивных изданий по экспериментальным данным о ядерных уровнях для ядер с разными значениями <i>A</i> | 709 |
| Таблица П.8. Сферические гармоники | 713 |
| Именной указатель | 714 |
| Предметный указатель | 718 |

Г. Фраунфельдер, Э. Хенли

СУБАТОМНАЯ ФИЗИКА

Редактор Е. Майкова Художник А. Шипов Художественный редактор Л. Безрученков
Технический редактор Н. Манохина Корректор Е. Литвак

ИБ № 409

Сдано в набор 21.06.78. Подписано к печати 08.01.79.
Бумага типографская № 1, формат 70×90^{1/16}. Гарнитура обыкновенная. Печать высокая.
23 бум. л., 53,82 усл. печ. л., 46,54 уч.-изд. л. Изд. № 2/7780. Тираж 13700 экз. Зак. 0796.
Цена 3 р. 90 к.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР» Москва, 1-й Рижский пер., 2

Ордена Трудового Красного знамени
Московская типография № 7 «Искра революции»
Союзполиграфпрома при Государственном комитете
СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
Москва, К-1. Трехпрудный пер., 9