

Электромагнитные взаимодействия ядер

В.Г.Недорезов, А.Н.Мушкаренков

Учебное пособие для студентов 4-го курса
Физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова

Оглавление

Введение.....	2
Гл.1. Характерные особенности использования электромагнитных проб при исследовании структуры ядер и нуклонов. Реальные и виртуальные фотоны. Амплитуды рассеяния фотонов и дисперсионные соотношения. Правила сумм.....	5
Гл.2. Упругое и неупругое рассеяние электронов на ядрах. Ядерный форм-фактор Сравнение сечений фото- и электровозбуждения ядер.....	7
Гл.3. Механизмы взаимодействия фотонов с ядрами в зависимости от длины волны фотона. Полные сечения фотопоглощения и фоторождения мезонов	12
Гл.4. Обзор современных фотоядерных проектов. Поляризационные наблюдаемые. Сечения и асимметрии реакций фоторождения мезонов.....	18
Гл.5. Методы монохроматизации пучков гамма - квантов средних энергий. Параметры пучков, получаемых разными методами.....	25
Гл.6. Метод обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах высокой энергии в сравнении с другими методами.....	34
Гл.7. Общая схема современного фотоядерного эксперимента по изучению структуры нуклонов. Роль основных компонентов.....	40
Гл.8. Общие принципы организации системы сбора и обработки данных. Формирование триггера. Структура NTPL – файла, основные переменные записи. Понятие элемента детектора и кластера, предварительная обработка событий.	45
Гл.9.Основные компьютерные программы, используемые для сбора, предварительной обработки и визуализации данных. Программы PAW и ROOT. Калибровки.....	48
Гл.10 . Моделирование изучаемых процессов и его роль в получении экспериментальных данных. Программа GEANT и генератор событий. Метод Монте-Карло. Программное обеспечение эксперимента GRAAL.....	52

Гл.11. Основные источники фона в эксперименте и методы его подавления.....	58
Гл.12. Идентификация мезонов и нуклонов. Основные критерии отбора событий фоторождения мезонов на нуклоне. Инвариантная и недостающая масса.....	63
Гл.13. Алгоритмы определения сечений и асимметрии реакций фоторождения нейтральных и заряженных пионов на свободном протоне.....	68
Гл.14. Общие отличия процессов фоторождения мезонов на свободных и внутриядерных нуклонах.....	75
Гл.15. Кулоновская диссоциация релятивистских ионов. Встречные пучки электронов и тяжелых ионов.....	91
Гл.16. Фотоядерные реакции: Астрофизические приложения.	96
Гл.17. Решение прикладных задач с использованием электромагнитных излучений. Применение синхротронного излучения в медицине.....	103

ВВЕДЕНИЕ

Основной темой спецкурса является изучение фотоядерных реакций при средних энергиях (от порога рождения пионов до нескольких ГэВ), когда длина волны налетающего фотона сравнима с размером нуклона. Такие реакции являются простым и эффективным способом изучения структуры ядра на уровне нуклонных и мезонных степеней свободы. Это связано с тем, что оператор электромагнитного взаимодействия относительно хорошо изучен, фотоны свободно проникают в ядро и достаточно эффективно взаимодействуют с нуклонами. Вносимый при этом в ядро угловой момент минимален по сравнению с сильно взаимодействующими частицами и множественность образующихся продуктов реакции относительно невелика. Вклад упругого рассеяния в фотоядерных реакциях пренебрежимо мал по сравнению с реакциями, где в качестве налетающих частиц используются мезоны, протоны или тяжелые ионы. Поэтому в сечениях фотоядерных реакций отчетливо выделяется резонансная структура, обусловленная возбуждением и распадом нуклонных резонансов. С точки зрения ядерных или нуклонных взаимодействий фотоны не имеют структуры. Это означает, что любая особенность в наблюдаемых сечениях связана именно со структурой ядра или нуклона.

Монографий и учебников, посвященных исследованию фотоядерных реакций при средних энергиях, написано мало. Основы исследований по этой тематике были заложены в классических работах Фейнмана. Однако, они ограничивались квантовой электродинамикой, где фотон представляется плоской волной, а электрон или атомное ядро – частицей с точечным зарядом. Новую информацию об электромагнитных взаимодействиях ядер, включая данные о статической, динамической и спиновой структуре нуклонов, об астрофизических приложениях, о ядерных и нуклонных формфакторах, пока можно найти только в трудах международных семинаров и конференций, которые регулярно проводятся в мире. Одна из целей настоящего спецкурса состоит в том, чтобы систематизировать эти результаты и показать современный уровень исследований.

Изучение фотоядерных реакций в широком диапазоне энергий позволяет получать фундаментальные сведения о различных свойствах ядерной материи и ее взаимодействиях. Основные направления исследований можно систематизировать в таблице:

E_γ (МэВ)	Направление исследований
до 5	Астрофизика.
5 – 30	Коллективные возбуждения ядер. Гигантские резонансы.
30 – 150	Кластерные состояния. Квазидейтроны.
150 – 2000	Нуклонные резонансы. Фоторождение мезонов. Статическая, динамическая, спиновая структура нуклонов.
до 10^6	Векторная доминантность, адронизация фотонов.

В течение многих лет фотоядерные исследования при средних энергиях были ограничены в связи с отсутствием фотонных пучков с требуемыми параметрами, а именно – высокой интенсивностью, монохроматичностью, высокой степенью поляризации, непрерывностью, низким уровнем фона. При этом основным инструментом были тормозные пучки с непрерывным спектром, которые не обеспечивали нужных требований, за исключением интенсивности. При низких энергиях (в области гигантских резонансов) тормозные пучки продолжают применяться за счет развития компьютерных методов обработки данных. В принципе это возможно, потому что в области низких энергий выход реакции заметно растет с ростом энергии фотонов. Но в области средних энергий, то есть выше порога рождения мезонов, без монохроматизации пучка качественные эксперименты стали практически невозможны. Поэтому настоящий спецкурс включает в себя описание методических достижений в создании фотонных пучков.

Для улучшения качества пучка применялись разные методы. Наибольшее распространение получил метод мечения тормозных фотонов, когда продукты реакции регистрируются в совпадении с рассеянными на тормозном радиаторе электронами. Этот метод позволил получить высокую монохроматичность пучка при достаточно высокой интенсивности, ограниченной быстродействием схемы совпадений. Были разработаны также способы получения тормозных поляризованных фотонов с использованием Томсоновского рассеяния и канализирования. В настоящее время на усовершенствованных таким образом тормозных пучках успешно ведутся работы в различных научных центрах Европы, США, Канады, Японии и других стран. Одним из перспективных методов улучшения параметров пучка стал метод обратного комптоновского рассеяния, который дал дополнительные преимущества для исследования фотоядерных реакций, а именно - более высокую степень поляризации пучка и низкий уровень фона. Этот метод активно используется на различных электронных накопителях для исследования фотоядерных реакций, а также в прикладных целях. Основным недостатком метода обратного комптоновского рассеяния долгое время была относительно низкая интенсивность пучка, но в последние годы найдены методы ее увеличения до значений, сравнимых с тем, что получают на тормозных пучках.

Разработка новых методов получения гамма - пучков в последние годы способствовала расширению тематики фотоядерных исследований. В частности, это относится к изучению спиновой структуры нуклонов, к астрофизическим приложениям, исследованию нестабильных экзотических ядер и др. Следует отметить, что в результате использования комптоновского пучка получено наиболее точное ограничение на анизотропию скорости света относительно диполя реликтового излучения в мировой системе координат.

Кроме фундаментальных исследований, фотоядерные методы активно используются в прикладных областях: материаловедении, биологии, практической медицине. Особое значение в этой связи имеет создание пучков синхротронного излучения на электронных накопителях. Эти вопросы также нашли отражение в программе спецкурса, способствующего образованию специалистов достаточно широкого профиля.

Особое внимание уделяется современным методам компьютерной обработки данных с использованием моделирования. Эти методы достаточно унифицированы, поэтому изучение спецкурса позволит получить необходимое образование для работы в различных ядерных центрах, где ведутся эксперименты на высоком научном и технологическом уровне.

Приведенные в учебном пособии ссылки (после каждой главы), как правило, не содержат оригинальных статей, а только монографии и обзоры, откуда взяты используемые материалы.

ГЛАВА 1.

Характерные особенности использования электромагнитных проб при исследовании структуры ядер и нуклонов. Реальные и виртуальные фотоны. Амплитуды рассеяния фотонов и дисперсионные соотношения. Правила сумм.

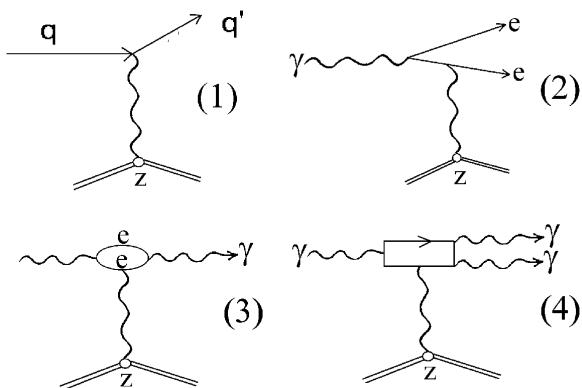
Согласно квантовой электродинамике, электромагнитное взаимодействие между двумя электрическими зарядами, например электронами или тяжелыми ионами, осуществляется обменом виртуальным фотоном. Фейнмановские диаграммы для различных видов этого взаимодействия показаны на рис.1. Константа электромагнитного взаимодействия $\alpha = e^2 / hc \approx 1/137$ и количество вершин определяют вероятность этих процессов. Например для рождения электрон – позитронной пары на точечном заряде (см.рис.1.1-1.2), где количество вершин равно двум, сечение пропорционально α^2 или, соответственно e^4 . Такая же вероятность характерна для Комптоновского рассеянию фотона на электроне (рис.1(3)).

Если вместо электрона будет объект с зарядом Ze (ион), то сечение соответствующего процесса будет иметь множитель Z^2 , то есть сечение комптоновского рассеяния будет пропорционально $Z^2 \bullet \alpha^2$.

Увеличение числа вершин на две уменьшает вероятность процесса примерно в $(1/\alpha)^2 \approx 10^4$ раз. Это относится, например, к упругому Дельбрюковскому рассеянию или расщеплению фотона в поле ядра (рис.1.1-4) , где количество вершин равно четырем. Очевидно, число вершин не может быть нечетным, потому что появление одной вершины, где рождается виртуальная частица, всегда сопровождается другой вершиной, где эта частица исчезает.

Рис.1.1

Диаграммы Фейнмана для электромагнитных процессов:
 1 - рассеяние электрона,
 2 - рождение электрон – позитронной пары,
 3 – комптоновское рассеяние,
 4 – расщепление фотона



Очевидно, расчет амплитуд и сечений по диаграммам Фейнмана носит качественный характер и может быть использован для оценки сечений только по порядку величины, поскольку он не учитывает ни ядерных формфакторов, ни искажений волны. Тем не менее, он позволяет определить множители для сечений разных процессов, включая, резерфордовское, моттовское или дельбрюковское рассеяние.

Для того, чтобы получить сечения с учетом структуры нуклонов, вводится амплитуда комптоновского рассеяния фотона на нуклоне (здесь и далее в этой главе используются материалы лекции [1.1]):

$$f = \boldsymbol{\epsilon}'^* \cdot \boldsymbol{\epsilon} f_1(\omega) + i \omega \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\epsilon}'^* \times \boldsymbol{\epsilon} f_2(\omega), \quad (1.1)$$

где $\boldsymbol{\epsilon}$ — калибровочно инвариантный оператор электромагнитного поля, $\boldsymbol{\sigma}$ — спин – оператор нуклона, ω — энергия фотона. При $\omega = 0$ (низкоэнергетическая теорема):

$$f_1(0) = -(\alpha / Z^2/M), \quad f_2(0) = (\alpha k^2 / 2M^2), \quad (1.2)$$

где M — масса, $\alpha = e^2 / 4\pi = 1/137$, eZ — электрический заряд, k — аномальный магнитный момент нуклона. Дисперсионные соотношения позволяют связать амплитуду рассеяния с полными сечениями фотопоглощения циркулярно поляризованных фотонов:

$$f_1(0) = -(\alpha / Z^2/M) + \omega^2 / 2\pi^2 \sigma_{\text{tot}}(\omega') / \phi(\omega') d\omega' \quad (1.3)$$

$$f_2(0) = (\alpha k^2 / 2M^2) + \omega^2 / 2\pi^2 \Delta\sigma_{\text{tot}}(\omega') / \phi(\omega') d\omega' / \omega' \quad (1.4)$$

$$\sigma_{\text{tot}}(\omega) = \sigma_{3/2}(\omega) + \sigma_{1/2}(\omega), \quad \Delta\sigma_{\text{tot}}(\omega) = \sigma_{3/2}(\omega) - \sigma_{1/2}(\omega), \quad (1.5)$$

Отсюда следует правило сумм Герасимова – Дрелла –Хирна, связывающее сечения фотопоглощения с фундаментальными характеристиками нуклона:

$$k^2 = -\frac{2m^2}{\pi e^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2}(\omega) - \sigma_{3/2}(\omega)}{\omega} d\omega \quad (1.6)$$

Другое правило сумм, выведенное впервые Балдиным, определяет связь электрической (α) и магнитной (β) поляризуемостей с полным сечением фотопоглощения:

$$\alpha + \beta = \frac{1}{2\pi^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\sigma_{tot}(\omega)}{\omega^2} d\omega \quad (1.7)$$

Спиновая поляризуемость γ была выведена Гелл-Манном :

$$\gamma = \frac{1}{4\pi^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2}(\omega) - \sigma_{3/2}(\omega)}{\omega^3} d\omega \quad (1.8)$$

Приведенные соотношения доказывают, что фотоядерные реакции при энергии выше массы пиона дают ключ к измерению фундаментальных характеристик нуклона.

Дополнительная литература:

- 1.1. D.Drechsel, “Generalized sum rules and the constituent quark model” PR C70:055202 (2004); [hep-ph/0404053](#).
- 1.2. S.Gerasimov. “Sum rules for photoabsorption cross sections on nucleons and lightest nuclei” Proc. EMIN-2006, INR publ, (2006), p.5-11. (www.inr.ru-EMIN-2006.)

ГЛАВА 2.

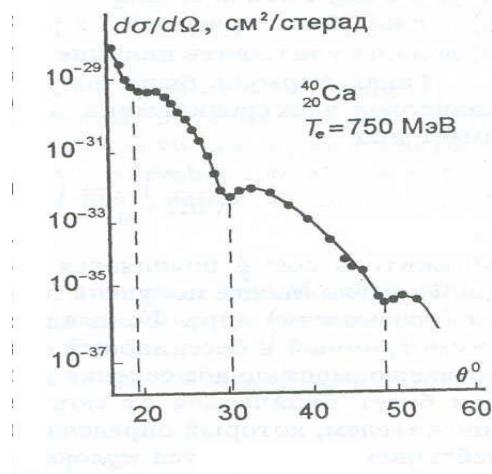
Упругое и неупругое рассеяние электронов на ядрах. Ядерный форм-фактор. Сравнение сечений фото- и электровозбуждения ядер.

Измерение сечения упругого рассеяния электронов с энергией 250 МэВ позволило Хоффштадтеру еще в 1953 году получить важные результаты о структуре ядра. На эту тему опубликовано достаточно много книг и обзоров. Здесь будут использованы материалы лекции [2.1] и монографии [2.2].

Как видно из рис.2.1, в сечении упругого рассеяния электронов на ядре кальция наблюдаются дифракционные минимумы, обусловленные волновыми свойствами электрона. Согласно законам волновой механики дифракционные минимумы должны возникать при углах $\sin \theta_{\min} \approx m \frac{0.61}{R} \lambda$, где R – радиус ядра, λ – длина волны де Броиля и масса электрона, соответственно. Это позволило определить радиус ядер, на которых изучалось рассеяние электронов, и показать, что ядро имеет достаточно резкую границу в распределении плотности. Радиус ядра описывается приближенной формулой $R \approx 1.2 \cdot A^{1/3}$ Фм, а толщина поверхностного слоя у всех ядер примерно одинакова и равна 2.4 Фм.

Рис.2.1

Сечение упругого
рассеяния электронов с
энергией 750 МэВ на ядре ^{40}Ca

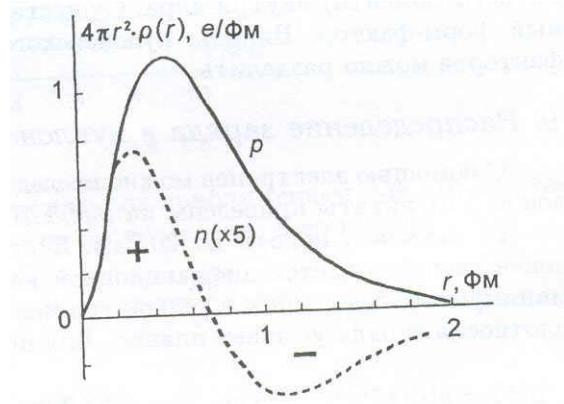


Как показали эксперименты по упругому рассеянию электронов с энергией до нескольких ГэВ, у нуклона резкой границы в распределении плотности нет, поэтому дифракционные минимумы в сечениях не наблюдаются.

Для протона плотность заряда $\rho(r) = \rho(0) \cdot e^{-r/a}$, где $a = 0.23$ Фм. Среднеквадратичный радиус протона и нейтрона равен примерно 0.8 Фм. Однако, распределение заряда у них разное (см.рис.2.2). В нейтроне центральная область заряжена положительно, а область $r \geq 0.7\text{Фм}$ – отрицательно. При этом суммарный заряд равен нулю. Такая зарядовая структура протона и нейтрона удовлетворительно объясняется квартковой моделью

Рис.2.2

Распределение электрического заряда в протоне и нейтроне



Современные исследования рассеяния электронов на нуклонах посвящены детальному изучению электрических (G_E) магнитных (G_M) формфакторов, которые характеризуют соответствующие распределения плотности. Для неполяризованных электронов сечение упругого рассеяния на протоне выражается формулой:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 E_e' \cos^2 \frac{\theta_e}{2}}{4E_e^3 \sin^4 \frac{\theta_e}{2}} [G_E^2 + \frac{\tau}{\varepsilon} G_M^2] (\frac{1}{1+\tau}) \quad (2.1)$$

Где $\tau = Q^2 / 4M^2$, $\varepsilon = [1 + 2(1 + \tau) \cdot \tan^2(\frac{\theta_e}{2})]^{-1}$ - степень поляризации виртуального фотона, E и

E' – начальная и конечная энергия электрона, соответственно. Числовой множитель в этом выражении совпадает с оценкой, которая была сделана выше с помощью диаграммы Фейнмана. Множитель $\cos^2(\theta/2)/\sin^4(\theta/2)$ был введен Моттом для учета спина электрона.

Приведенные выше результаты имеют модельно зависимый характер. Попытки описать квантово – механические явления и микроструктуру нуклонов и ядер на языке обычных классических представлений вызывают много вопросов, которые в принципе не имеют «понятного» ответа. Например, фотон как частица должен иметь конкретный размер, а электрон как волна должен наоборот обладать протяженностью, чего на самом деле не наблюдается. Например, по современным данным электрон можно считать точечной частицей вплоть до расстояний порядка 10^{-16} см, то есть он не имеет структуры. С одной стороны, это облегчает задачу, потому что с точки зрения нуклонных взаимодействий многие налетающие частицы (например, фотоны и пионы) мало чем отличаются и сечения их взаимодействия с нуклонами очень похожи. С другой стороны, уже давно осознано, что классические подходы не имеют перспективы в описании микромира, поэтому остается принимать микроскопические модели «на веру».

В последние годы благодаря развитию новых экспериментальных методов большое внимание стали уделять изучению поляризационных наблюдаемых. Используя поляризованные электроны, стало возможным изучать формфакторы нуклонов, обусловленные

слабым взаимодействием. Слабый нуклонный форм-фактор протона может быть выражен в рамках кварковой модели следующим образом:

$$G_{E,M} = (1/4 - (2/3)\sin^2 \theta_W)G_{E,M}^u - (1/4 - (1/3)\sin^2 \theta_W)G_{E,M}^d - (1/4 - (1/3)\sin^2 \theta_W)G_{E,M}^s \quad (2.2)$$

Где $G^{s,d,u}$ – формфакторы кварков, W – угол смешивания Вайнберга – Салама, который является основным параметром электро – слабого взаимодействия. Таким образом, мы приходим к еще более глубокому пониманию материи, используя понятия формфакторов кварков. Эти работы составляют одно из важных направлений, связанных с изучением упругого рассеяния поляризованных электронов.

Рассмотрим теперь вкратце проблемы изучения неупругого рассеяния электронов на ядрах и нуклонах. Здесь ситуация намного сложнее, чем в случае упругого рассеяния и даже самые общие вопросы еще ждут своего решения. Диаграммы Фейнмана для упругих процессов, очевидно, имеют тот же самый вид, что и для упругих (см.рис.2.1). Поэтому для получения надежных данных из неупругого рассеяния электронов в первую очередь необходимо знание спектров виртуальных фотонов.

В однофотонном плосковолновом приближении сечение неупругого рассеяния электронов связано с полным адронным сечением взаимодействия виртуальных фотонов с ядром следующим соотношением:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \Gamma(E, E', \theta) \sigma_\gamma(q^2, W), \quad (2.3)$$

Где $\Gamma(E, E', \theta)$ – количество виртуальных фотонов, обусловленных рассеянием электрона с начальной и конечной энергиями E и E' на угол θ , сечение

$$\sigma_\gamma(q^2, W) = \sigma_{\gamma T}(q^2, W) + \varepsilon \sigma_{\gamma L}(q^2, W), \quad (2.4)$$

Где ε – параметр поляризации виртуальных фотонов, $\sigma_{\gamma T}(q^2, W)$ и $\sigma_{\gamma L}(q^2, W)$ – полные адронные сечения взаимодействия виртуальных фотонов с поперечной и продольной поляризацией, соответственно. q^2 – переданный 4-импульс, W – эффективная масса конечного адронного состояния.

Очевидно, при переданном импульсе равном нулю, реальный фотон не должен по определению отличаться от виртуального и сечение неупругого рассеяния должно совпадать с полным сечением фотопоглощения. Поэтому сравнение этих сечений, полученных

экспериментально, могло бы стать хорошей проверкой существующих моделей. Измерить сечение неупругого рассеяния электронов на нулевой угол практически очень сложно, потому что под нулевым углом велики «радиационные хвосты» от упругого рассеяния и пучок электронов дают большой фон. Поэтому приходится экстраполировать измеряемую зависимость от переданного импульса к нулевому значению:

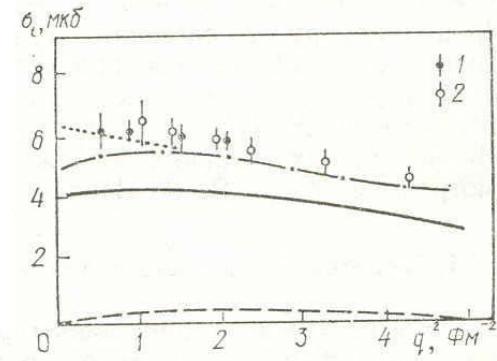
$$\sigma_\gamma(E_\gamma) = \lim \sigma_{\text{xt}}(q^2, W) = \lim \left(\frac{1}{\Gamma} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right)$$

$$q^2 \rightarrow 0$$
(2.5)

На рис.2.3 показана зависимость сечения поглощения виртуальных поперечных и продольных фотонов для ядра ^{12}C от переданного импульса. Обращает на себя внимание нелинейность экстраполяции в нулевой переданный импульс, что вносит дополнительные погрешности в получаемый результат.

Рис.2.3

Зависимость сечения поглощения виртуальных поперечных (сплошная кривая) и продольных (пунктир) фотонов для ядра C-12 от переданного импульса [16].



Следует отметить направление работ, связанное с изучением деления ядер – актинидов при средних энергиях под действием электронов и фотонов. Поскольку делимости ядер – актинидов близки к единице при энергии выше 100 МэВ, то, измеряя сечения деления можно получать данные о полных сечениях поглощения. Однако, экспериментальных данных на эту тему получено очень мало. В частности, измерялись эксклюзивные сечения электроделения урана-238 ($\sigma_{e,e'f}$) при угле рассеянных электронов 37.5° ; энергия пучка $E_e = 720$ МэВ. Далее с помощью модельно зависимого анализа из этих данных были получены сечения фотоделения урана-238, которые более чем в два раза оказались ниже тех же сечений, но измеренных в экспериментах с реальными фотонами. Пока известна всего одна работа, где удалось добиться согласия в пределах ошибок эксперимента (около 10%) в сечениях фотоделения урана-238 и урана – 235 между фотонными и электроядерными экспериментами, выполненная при энергии электронов $E = 78, 124$ и 183 МэВ. Анализ этих данных носил довольно сложный характер и не получил дальнейшего развития и широкого применения. Таким образом, работы направленные на использование электронов с целью получения полных сечений, поставили больше вопросов, чем дали на них ответов. Один из самых важных среди них – почему сечения

неупругого рассеяния при нулевом переданном импульсе не совпадают с фотоядерными сечениями,- до сих пор остается актуальным [2.2].

Особое значение этот вопрос приобретает в связи с новым важным направлением в исследовании взаимодействий тяжелых ионов, а именно кулоновской диссоциации [2.3]. Оказалось, что кулоновское взаимодействие, будучи дальнодействующим, при столкновении релятивистских ионов играет доминирующую роль и сечение фотоядерных реакций при энергиях выше нескольких ГэВ/нуклон в несколько раз превосходит геометрическое сечение прямого столкновения тяжелых ионов. Этот процесс описывается такой же диаграммой, как и рассеяние электронов (рис.1.1-1), поэтому и спектры виртуальных фотонов, в принципе, тоже одинаковы. О кулоновской диссоциации будет подробнее сказано в Главе 16. Здесь только следует подчеркнуть, что фото- и электроядерные реакции не являются замкнутой или обособленной ветвью ядерной физики. Постоянно развивающиеся новые направления требуют широкого подхода к объяснению различных явлений, которые на первый взгляд могут показаться весьма далекими друг от друга.

Инклузивные реакции под действием электронов и фотонов удобно сравнивать, изучая реакцию деления ядер, потому что сечение деления из-за низкого порога близко к полному неупрочному сечению взаимодействия налетающих частиц с ядрами. Выход реакции фотodelения (нормированный на эквивалентный фотон) - и электроделения (нормированный на электрон) можно соответственно записать следующим образом:

$$\sigma_q(E_e) = \frac{\int_0^{E_e} N^{\lambda l}(\gamma(E_e, E_\gamma)) \cdot \sigma_\gamma(E_\gamma) \cdot dE_\gamma / E_\gamma}{\int_0^{E_e} N^{\lambda l}(\gamma(E_e, E_\gamma)) dE_\gamma} \quad (2.6)$$

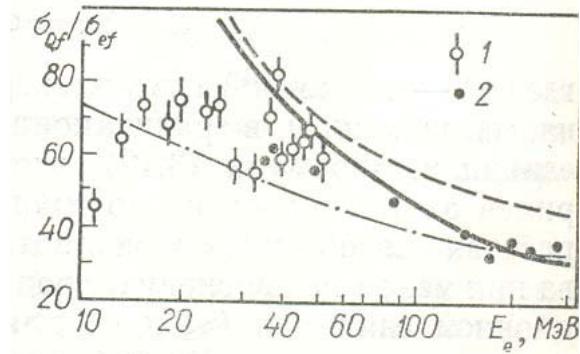
$$\sigma_e(E_e) = \frac{\int_0^{E_e} N^{\lambda l}(\gamma(E_e, E_\gamma)) \cdot \sigma_\gamma(E_\gamma) \cdot dE_\gamma / E_\gamma}{\int_0^{E_e} N^{\lambda l}(\gamma(E_e, E_\gamma)) dE_\gamma} \quad (2.7)$$

Нормировка на эквивалентный фотон в формуле 2.6 производится из-за непрерывной формы спектра тормозных фотонов. Понятие выхода фотоядерной реакции или сечения этой реакции на эквивалентный фотон являются тождественными. Различие между этими выходами состоит только в том, что в левой формуле спектр тормозных фотонов $N^{\lambda l}(\gamma(E_e, E_\gamma))$ - реальный, а справа – виртуальный. Поэтому мультипольности взаимодействия сильно

различаются. В случае тормозных фотонов доминирует E1, а в случае виртуальных фотонов – возрастает вклад более высоких мультипольностей.

На рис.2.4 показано отношение выхода фотоделения к сечению электроделения урана в зависимости от энергии электронов.

Рис.2.4.
Отношение выхода фотоделения к сечению электроделения урана.
Точки – экспериментальные данные.
Кривые – результат модельных расчетов
(см.ниже).



Как видно из рис. 2.4., отношение выходов фото и электроделения урана падает с ростом энергии электронов. Попытки точнее описать эту зависимость, представленные сплошной и пунктирной кривой, нельзя признать удовлетворительными. Это связано с недостаточно точным знанием формы спектров виртуальных фотонов. Поэтому наиболее часто используется эмпирическая кривая (штрих - пунктир), которая описывается формулой:

$$(2.8) \quad \frac{\sigma_Q}{\sigma_e} = \frac{\pi}{2\alpha \ln(E_e / m_e)}$$

Вопрос о спектрах виртуальных фотонов в значительной степени остается актуальным и в настоящее время.

Дополнительная литература:

1. И.М.Капитонов. *Введение в физику ядра и частиц.* Уч.пособие МГУ, УРСС, 2002. ISBN 5-354-0058-0.
2. В.Г.Недорезов, Ю.Н.Ранюк. *Фотоделение ядер за гигантским резонансом.* Наукова думка, Киев. 1989 ISBN 5-12-000869-0.
3. I.F.Pshenichnov. *Relativistic heavy ion collider as a photon factory: from GDR excitations to vector meson production.* Труды межд.семинара EMIN-2003, Москва (2003) стр. 234.

ГЛАВА 3.

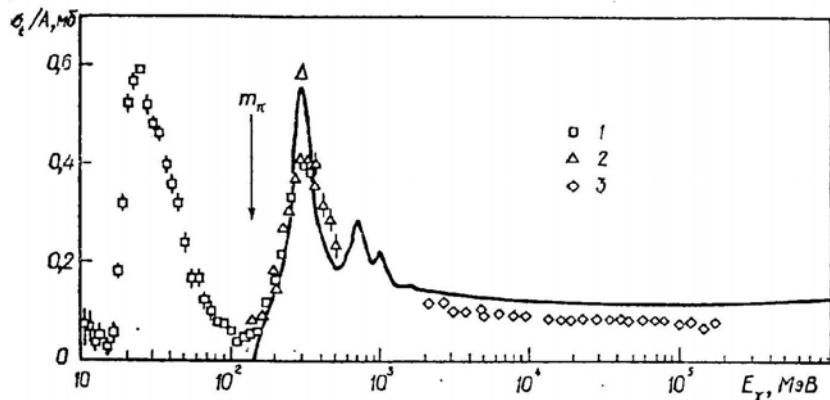
Механизмы взаимодействия фотонов с ядрами в зависимости от длины волны фотона. Полные сечения фотопоглощения и фоторождения мезонов.

Как уже отмечалось, реакции с реальными фотонами дают надежные и хорошо интерпретируемые данные о свойствах ядер и нуклонов. Рассмотрим это на примере полных сечений фотопоглощения, которые в настоящее время изучены в очень широком диапазоне энергий, начиная от энергии связи нуклона до нескольких тысяч ГэВ.

На рис.3.1 показано полное сечение фотопоглощения для ядер Be, Cu и Pb (в интервале энергий от 150 МэВ до 200 ГэВ), нормированное на число нуклонов в ядре, в сравнении с полным сечением фотопоглощения на протоне. При энергиях ниже 150 МэВ показано полное сечение фотопоглощения для ядра Be.

Из рис.3.1 видно, что при энергии ниже 150 МэВ сечение имеет резонанс, максимум которого лежит при энергии около 20 МэВ. При этой энергии длина волны налетающего фотона близка к 60 Фм, что примерно в пять раз превышает размер ядра. Таким образом, ядро попадает в поле волны, которая эффективно воздействует на заряженные нуклоны (протоны), раскачивая ядро как целое. В результате возникают гигантские резонансы, среди которых доминирует гигантский дипольный резонанс.

*Рис.3.1.
Полное сечение фотопоглощения для ядер Be(1),
Cu(2) и Pb(3) в сравнении с
полным сечением фотопоглощения на протоне
(сплошная кривая).*



Отметим, что длина волны микрочастицы, у которой скорость близка к скорости света, будь то гамма – квант, электрон, или мезон, определяется формулой де Бройля :

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\cdot hc}{E} \approx \frac{6.28 \cdot 200 \text{Фм}}{E(\text{МэВ})} \quad (3.1)$$

Для описания гигантских резонансов успешно применяются две совершенно разные модели. С одной стороны коллективная модель, или модель жидкой капли, рассматривает

возбуждение ядра как целого (колебания протонов относительно нейtronов в поле волны). При этом сечение представляется в виде суммы двух лоренцевых кривых:

$$\sigma_{tot} = \frac{\sigma_1}{\left(\frac{w^2 - w_1^2}{w\Gamma_1}\right)^2 + 1} + \frac{\sigma_2}{\left(\frac{w^2 - w_2^2}{w\Gamma_2}\right)^2 + 1} \quad (3.2)$$

Где w_1 , w_2 – частоты, σ_1 , σ_2 – амплитуды, Γ_1 , Γ_2 – ширины продольного и поперечного резонансов (для деформированных ядер). В сферических ядрах частоты w_1 , w_2 совпадают. С другой стороны, существует модель одночастичных возбуждений типа частица дырка, которая хорошо описывает положения максимумов в гигантском резонансе. Согласно этой модели фотон сначала взаимодействует с отдельным нуклоном ядра, передавая ему всю свою энергию в случае полного фотопоглощения, и лишь затем ядро возбуждается за счет остаточного взаимодействия. Успешное сосуществование двух принципиально разных моделей для объяснения одного и того же явления в данном случае лишь подтверждает вывод о том, что квантово-механические явления не имеют прямых аналогий в обычном макроскопическом мире.

На рис. 3.1. в области гигантского резонанса сечение показано только для одного ядра ($C-12$). Для других ядер сечения имеют практически такой же вид, но их абсолютные величины сильно различаются, подчиняясь правилу сумм Томаса – Рейха – Куна :

$$\sigma_0 = \int \sigma_{tot}(E_\gamma) dE_\gamma = 2\pi e^2 \frac{h}{mc} \frac{NZ}{A} \cong 60 \frac{NZ}{A} \text{МэВ} \cdot \text{мб} \quad (3.3)$$

Поэтому приводить на одном рисунке сечения для разных ядер в области гигантского резонанса нецелесообразно. В отношении полных сечений фотопоглощения и парциальных реакций в области гигантского резонанса написаны обзоры, монографии, справочники , имеются базы данных [3.2], где можно найти подробное описание этого явления.

На рис.3.1 можно заметить, что гигантский резонанс не симметричен: его правая ветвь более пологая, чем левая. Это связано с тем, что выше резонанса при энергиях до 150 МэВ вносит заметный вклад так называемый квазидейтронный механизм фотопоглощения. Начиная с энергии $E_\gamma \approx 50$ МэВ, когда длина волны гамма – квантов становится сравнима с размером дейтрана, сечение описывается формулой Левинджера :

$$\sigma_{tot} = L \frac{NZ}{A} \sigma_{\gamma d}(E_\gamma) e^{-E_\gamma / S_\lambda} \quad (3.4)$$

Где $\sigma_{\gamma d}(E_\gamma)$ - сечение фоторасщепления свободного дейтрана, $L \approx 10$ и $S = 60$ МэВ, - подгоночные параметры. Эта формула отражает модифицированную квазидейтронную модель, разработанную Левинджером.

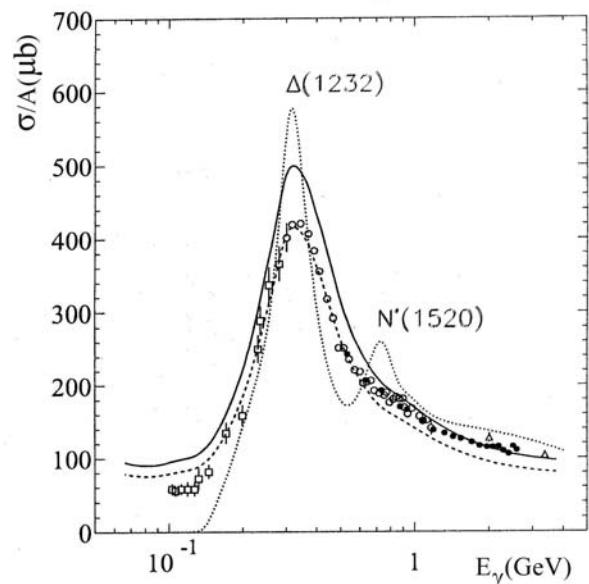
При энергиях налетающих фотонов выше ≈ 150 МэВ начинается область, где доминирует фоторождение мезонов на квазиводных нуклонах ядра. Поэтому сечения полного фотопоглощения, нормированные на число нуклонов в ядре, мало отличаются друг от друга и поэтому на одном рисунке приведены данные для бериллия, меди и свинца. Такая зависимость получила название «универсальной кривой». Однако, для тяжелых ядер недавно обнаружены отклонения от этой универсальной зависимости (см.обзор [3.3]).

Новые экспериментальные данные были получены на пучке меченых тормозных фотонов в Канаде и США. Используя метод измерения сечений фотodelения для оценки полных сечений фотопоглощения, авторы показали, что ядер-актинидов универсальная кривая только на 80% исчерпывает полные сечения (см.рис.3.2). Остальные 20% (превышение над универсальной кривой) пока не нашли своего объяснения. Хотя эффект превышения не очень велик, он носит принципиальный характер, потому что указывает на новые возможные механизмы поглощения фотонов ядрами.

Детальный анализ делимостей ядер – актинидов и полных сечений фотопоглощения на основе каскадно-испарительной модели, иллюстрирует рис. 3.2. Здесь показано полное сечение фотопоглощения ядер ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U и ^{237}Np , полученное из измеренных сечений фотodelения. Пунктир показывает то же сечение, деленное на фактор 1,2. Полное сечение на свободном нуклоне (усредненное для протона и нейтрона) точечной кривой, а универсальная кривая – сплошной линией. Универсальная кривая соответствует усредненному полному сечению фотопоглощения для ядер от ^7Li до ^{238}U включительно.

Рис.3.2

Сплошная кривая - полное сечение фотопоглощения для ядер –актинидов (усредненное для ^{237}Np , ^{238}U , ^{235}U и ^{233}U , полученное из сечений фотodelения этих ядер. Точечная кривая - полное сечение фотопоглощения на свободном нуклоне. Отдельные точки соответствуют универсальной кривой. Пунктирная кривая – то же самое, что сплошная кривая, но после деления на коэффициент 1,2 .



Из приведенных данных можно сделать несколько выводов. Во-первых, четко видна модификация нуклонных резонансов в ядерной среде: уже для ядер лития и более тяжелых $\Delta(1232)$ резонанс становится шире почти на 50 МэВ, а $N^*(1520)$ исчезает совсем. При этом интегральное сечение, нормированное на полное число нуклонов в ядре, практически не изменяется. Во-вторых, в области Δ -резонанса полное сечение фотопоглощения для ядер актинидов на 20% выше универсальной кривой. Этот факт трудно объяснить простой модификацией резонанса в ядерной среде, потому что интегральное сечение не может при этом меняться. Следовательно, можно предположить о существовании дополнительных механизмов взаимодействия фотонов с ядрами, которые не связаны с фоторождением мезонов.

Поскольку делимость ядра не может быть больше единицы, то трудно предложить другие объяснения наблюдаемому эффекту. В области энергий выше Δ -резонанса, и особенно выше $N^*(1520)$, видно, что полные сечения фотопоглощения, совпадают с универсальной кривой, но лежат систематически ниже сечения поглощения на свободном нуклоне. Тот факт, что интегральные сечения поглощения на связанном нуклоне становятся ниже, чем на свободном, можно объяснить моделью векторной доминантности, согласно которой при энергии фотонов выше примерно 1 ГэВ ядро становится менее прозрачным для фотонов из-за эффекта адронизации, или фоторождения тяжелых векторных мезонов.

Следует отметить, что надежные данные по полным сечениям фотопоглощения на свободном протоне и нейтроне имеются только для области энергий до 800 МэВ, где можно сравнить несколько результаты. При более высоких энергиях имеются только данные Армстронга и недавно появились сообщения о результатах измерений, выполненных в коллаборации GRAAL (они обсуждаются ниже), которые позволяют уточнить сечения до энергии 1.5 ГэВ. По этим данным на протоне достаточно отчетливо виден третий резонанс при энергии 1,0 ГэВ, а на нейтроне он практически не заметен. Это по-видимому означает, что процедура извлечения данных по нейтрону из измерений, сделанных на дейtronе, должна быть уточнена. В этом случае сравнение ядерных сечений фотопоглощения со свободным нуклоном следует делать именно с протоном, а не с усредненной суммой протонов и нейтронов, как делалось ранее.

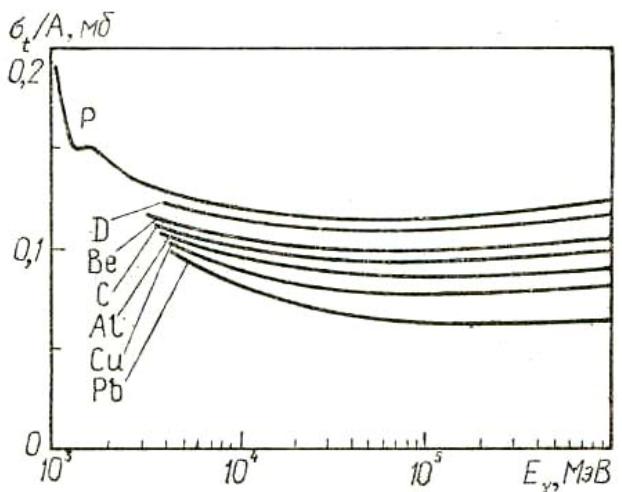
Следует отметить также, что оценки полных сечений фотопоглощения ядер – актинидов основаны на модельных расчетах делимостей этих ядер (см.рис.5) Хотя число исследованных изотопов довольно велико (^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U и ^{237}Np) и для всех этих ядер полученные таким образом полные сечения совпадают, желательно было бы провести измерения полных сечений другими, независимыми способами, например, методом суммирования сечений парциальных реакций.

Возвращаясь снова к рис.3.1, выделим область высоких энергий (выше порога рождения тяжелых мезонов), то есть примерно от 1 до 200 ГэВ. Видно, что отношение $\sigma_{tot}/A\sigma_{\gamma p}$ становится меньше единицы (для свинца примерно на 20%) во всей рассматриваемой области. Этот эффект объясняется моделью векторной доминантности, согласно которой фотон при энергии выше порога рождения векторных мезонов (для ρ -мезона этот порог равен 1090 МэВ) начинает себя вести как сильно взаимодействующая частица. Иначе говоря, при высоких энергиях фотон часть времени ведет себя как фотон, а часть времени как адрон, который взаимодействует только с поверхностными нуклонами.

Теоретические расчеты полных сечений фотопоглощения при высоких энергиях дают более сильную зависимость от атомного номера (см.рис.3.3). Видно, что для свинца σ_{tot}/A почти в 2 раза ниже, чем у свободного протона, что довольно сильно отличается от результатов экспериментов.

Рис.3.3

Расчетные значения полных адронных сечений фотопоглощения для различных ядер в области высоких энергий.



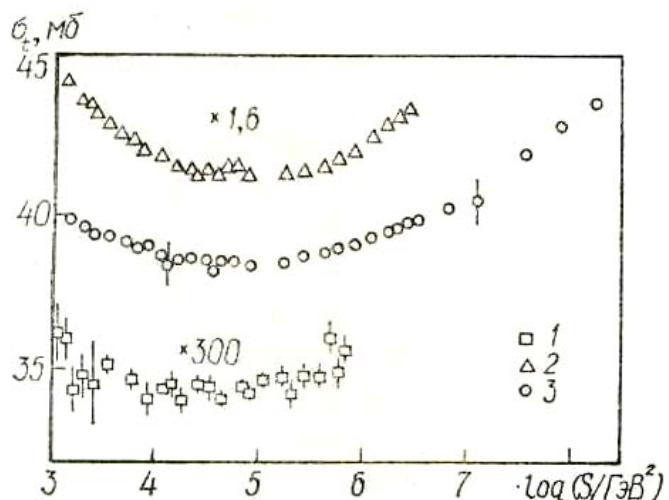
При высоких энергиях сечения взаимодействия фотонов, пионов и протонов имеют похожий вид (см.рис.3.4), но сильно отличаются по абсолютной величине. Для оценки этих сечений при энергии до 10^5 ГэВ их можно аппроксимировать по формуле (3.5):

$$\sigma_{tot}(S) = A + \delta \cdot \log^2(S/S_0) \quad (3.5)$$

Где S – квадрат энергии в системе центра масс, A, δ, S_0 – подгоночные параметры.

Рис.3.4

Сравнение полных сечений поглощения фотонов (1), пионов (2) и протонов (3) на протоне в области высоких энергий.



Дополнительная литература:

- 3.1. В.Г.Недорезов, Ю.Н.Ранюк. *Фотоделение ядер за гигантским резонансом.* Наукова думка, Київ. 1989 ISBN 5-12-000869-0.
- 3.2. <http://cdfe.sinp.msu.ru/services/meson.en.html>
- 3.3. В.Г.Недорезов, А.А.Туринге, Ю.М.Шатунов. *Фотоядерные эксперименты на пучках гамма-квантов, получаемых методом обратного комптоновского рассеяния.* УФН 174, 4 (2004) 354-370.

ГЛАВА 4.

Обзор современных фотоядерных проектов. Поляризационные наблюдаемые. Сечения и асимметрии реакций фоторождения мезонов.

Общие тенденции, которые можно отметить в исследовании фотоядерных реакций последних лет, состоят в следующем. Во-первых, эксперименты ведутся наиболее активно при энергиях от порога рождения пионов (≈ 150 МэВ) до нескольких ГэВ, то есть в области нуклонных резонансов. Об этом можно судить по трудам регулярно проводимых конференций NSTAR, EMIN и другим. По названиям конференций их легко можно найти в ИНТЕРНЕТе. Во-вторых, почти все эксперименты имеют корреляционный характер, то есть одновременно изучаются на совпадение все образующиеся продукты, связанные с фоторождением мезонов. В-третьих, особое внимание уделяется поляризационным эффектам и спиновой структуре нуклонов. Это стало возможным благодаря большому прогрессу в развитии как методов получения фотонных пучков нужного качества (высокая интенсивность, монохроматичность, поляризация), так и детектирующей аппаратуры (большой телесный угол, идентификация частиц, высокая эффективность).

Такие исследования стали концентрироваться в крупных научных центрах на базе современных ускорителей в виде довольно крупных международных коллабораций. В Европе к активно работающим центрам относятся Университет г.Майнц в Германии (микротрон MAMI-B), MAX-lab в ЛУНДе в Швеции (накопитель электронов MAX-II на энергию 1.5 ГэВ), GRAAL в Гренобле во Франции (накопитель электронов ESRF на энергию 6 ГэВ). Недавно в Дармштадте в Германии начал развиваться перспективный проект эксперимента по рассеянию электронов на встречных пучках тяжелых ионов ELISe. В Японии основным центром фотоядерных исследований является накопитель SP-ring8 на энергию 8 ГэВ, где создана установка LEPS. В Америке можно отметить установку LEGS в Брукхэвенской национальной лаборатории (BNL) на накопителе электронов NSLS с энергией 2 ГэВ. Исследование рассеяния электронов активно ведется в лаборатории Джейфферсона (JLAB) на ускорителе электронов CEBAF с энергией электронов 4 ГэВ. В России современные фотоядерные исследования при энергиях выше порога рождения мезонов выполнялись на установках РОКК в Новосибирском институте ядерной физики совместно с Институтом ядерных исследований РАН на накопителях электронов ВЭПП-3 и ВЭПП-4 на энергию 2 и 5.5 ГэВ, соответственно.

Перечисление почти всех крупных мировых фотоядерных проектов, большинство из которых являются международными, позволяет сделать вывод о том, что исследования ведутся преимущественно на установках нового типа с использованием электронных накопителей. В отличие от традиционных ускорителей с выведенным пучком электронов, накопители

позволяют реализовать новые методы получения фотонных пучков, о которых подробно будет сказано в следующей главе.

По материалам выполненных исследований по фоторождению мезонов созданы электронные базы данных: SAID в Вашингтонском Университете [4.1] в США, MAID в Университете г. Майнца в Германии [4.2], MESON в Центре данных фотоядерных экспериментов при НИИЯФ МГУ [4.3].

Одной из новых важных задач в этой связи является изучение поляризационных эффектов, поэтому рассмотрим кратко, какие поляризационные наблюдаемые представляют основной интерес. Для работы с этими базами и изучения спиновых характеристик нуклонов полезно иметь как общую информацию, так и методы обработки данных . Рассмотрим некоторые из них (по материалам обзора [4.4]) .

В общем виде оператор фоторождения псевдоскалярных мезонов (пионов и каонов) может быть записан в системе ц.м. в виде двух компонент. Пространственно подобная компонента определяется через 6 различных факторов :

$$\vec{J} = \vec{\sigma} \cdot F_1 + i(\hat{\vec{q}} X \hat{\vec{\sigma}}) \cdot (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{P}}) F_2 + \hat{\vec{P}} (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{q}}) F_3 + P (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{P}}) F_4 + \hat{\vec{q}} (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{q}}) F_5 + \hat{\vec{q}} (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{P}}) F_6 , \quad [4.1]$$

Где функции F_i есть амплитуды рассеяния, $\hat{\vec{k}}$ и $\hat{\vec{q}}$ - единичные векторы фотона и пиона, $\hat{\vec{\epsilon}}$ - поляризация фотона. Время – подобная компонента $\rho = (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}}) \hat{\vec{q}} + (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{q}}) F_8$.

Первое систематическое исследование поляризационных эффектов при взаимодействии фотонов с нуклонами и ядрами на пучках обратных комптоновских фотонов было начато на установке LEGS (Laser Electron Gamma Source) в Брукхэвене в 1990 г. при энергиях от 200 до 320 МэВ. В исследовании структуры нуклона начался новый этап, связанный с учетом тензорного взаимодействия, которое согласно кварковой модели приводит к смешиванию спинов кварков с их относительным движением. В результате возникает D – волновая компонента волновой функции нуклона, которая нарушает сферическую симметрию и ведет к статической деформации возбужденных состояний нуклона, в частности Δ - резонанса.

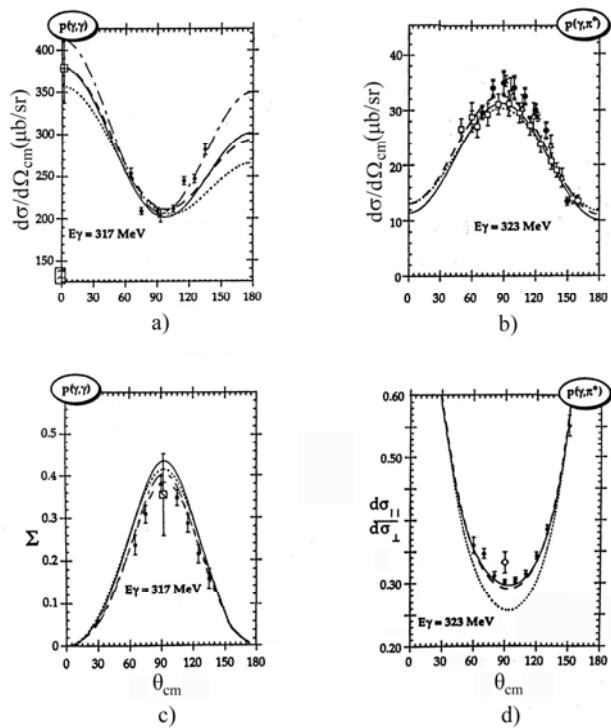
Поскольку фотоны возбуждают Δ -резонанс в результате M1 взаимодействия, а вклад квадрупольной E2 компоненты сравнительно мал, то для изучения внутренней структуры нуклона оказалось удобным измерение величины и знака отношения E2/M1 компонент. Основным каналом распада (99,4 %) возбужденных состояний нуклона в рассматриваемой области энергий является образование пионов (πN) и только 0,6 % соответствуют переходу в исходное начальное состояние (комптоновское рассеяние). Эти ветви имеют разную чувствительность к вкладу E2 компоненты, что было изучено экспериментально в Брукхэвене.

В экспериментах использовалась жидкокислородная мишень, а для регистрации протонов отдачи - дрейфовые трековые камеры и пластиковый спектрометр времени пролета. Фотоны регистрировались детектором NaJ(Tl) высокого разрешения. Результаты измерений угловых распределений и асимметрии (сигма) для комптоновского рассеяния и рождения нейтральных пионов показаны на рис.4.1. Поляризационные данные уточняют значение G_E / G_M и позволяют определить вклад E2 компоненты в N - Δ переход.

Рис.4.1

a), b) - угловые распределения для комптоновского рассеяния и фотогорождения π^0 -мезонов на протоне, соответственно, по данным LEGS. Кривыми обозначены различные варианты теоретических расчетов;

c) и d) соответствуют угловым распределениям и отношению сечений, соответственно, для комптоновского рассеяния и фотогорождения π^0 -мезонов на протоне на пучке поляризованных фотонов.



Наибольший интерес в последние годы вызывает изучение двойных поляризационных наблюдаемых, когда используются поляризованные гамма кванты и поляризованная мишень. Недавно в Брукхэвене получены первые результаты по асимметриям Σ, G , обозначающим пучковую асимметрию для неполяризованной мишени под углами 0/90 и +45/-45 и E – спиральную пучковую асимметрию.

Сечение рассеяния поляризованных фотонов в этом случае выражается через коэффициенты асимметрии Σ, G и E и коэффициент поляризации мишени P_Z :

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta, \varphi, E_\gamma) = \frac{d\sigma}{d\omega}(\theta, E_\gamma) \cdot \left\{ 1 + \left[Q_\gamma(E_\gamma) \Sigma(\theta, E_\gamma) - P_z U_\gamma(E_\gamma) \right] \cos(2\varphi) + \left[Q_\gamma(E_\gamma) G(\theta, E_\gamma) P_Z + U_\gamma(E_\gamma) \Sigma(\theta, E_\gamma) \right] \sin(2\varphi) - P_z V_\gamma(E_\gamma) E(\theta, E_\gamma) \right\}$$

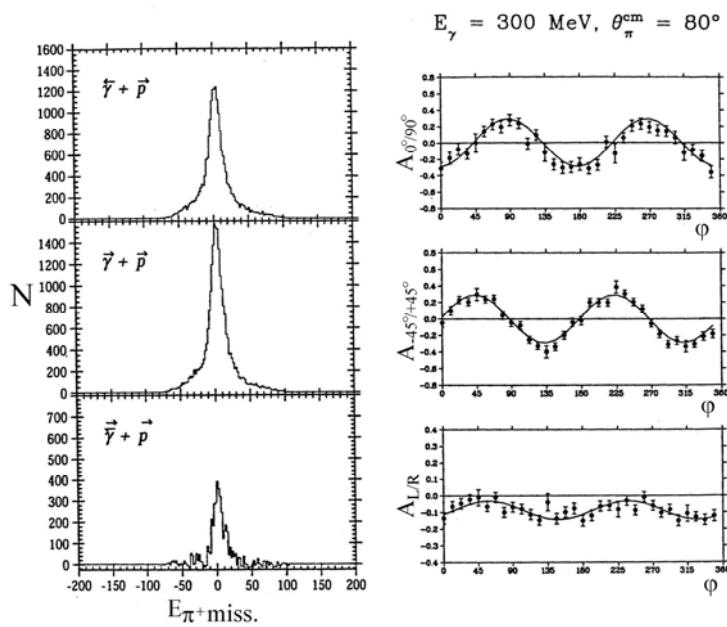
[4.2]

Коэффициенты $Q_\gamma(E_\gamma)$, $V_\gamma(E_\gamma)$, $U_\gamma(E_\gamma)$ определяют вектор Стокса гамма-пучка $S_\gamma(Q_\gamma, V_\gamma, U_\gamma)$.

Измерения проводились на поляризованной водородно – дейтериевой мишени SPHICE (Strongly Polarized Hydrogen deuteride ICE). Она представляет собой молекулярную смесь HD в твердой фазе, которая при низкой температуре (1.5–2 мК) и сильном магнитном поле (15-17 Т) позволяет иметь степень поляризации около 80 % для протонов и 50 % для дейtronов. Для циркулярно поляризованного гамма-пучка измерялись зависимости выхода положительных пионов при параллельном и антипараллельном направлении спинов нуклона и фотона. Азимутальная зависимость измеренных асимметрий Σ , G и E показана на рис.4.2.

Рис.4.2

Слева - спектр недостающих масс для π^+ -мезонов из поляризованной мишени на циркулярно поляризованных фотонах..
 $h(1/2)$ и $h(3/2)$ означает, что спины фотона и протона параллельны и антипараллельны, соответственно.
 Справа – асимметрия фоторождения π^+ -мезонов для отношения $0^\circ / 90^\circ$ (вверху), $-45^\circ / 45^\circ$ (в середине) на линейно поляризованных фотонах; внизу – асимметрия на циркулярно поляризованных фотонах. Кривые – результат аппроксимации.



Обращает на себя внимание низкий уровень фона в этих экспериментах. Полученные данные используются для проверки фундаментальных правил сумм Герасимова-Дрелла-Хирна и поляризуемостей нуклона. Данные по правилам сумм были использованы для определения аномального магнитного момента нуклона.

Систематическое изучение фото-рождения мезонов и спектроскопия возбужденных состояний нуклона были расширены в область энергий гамма – квантов до 1500 МэВ в эксперименте GRAAL на накопителе электронов ESRF (Гренобль, Франция). Там стало возможным изучение фоторождения странных частиц и векторных мезонов, что представляет интерес с точки зрения нуклонных и мезонных степеней свободы.

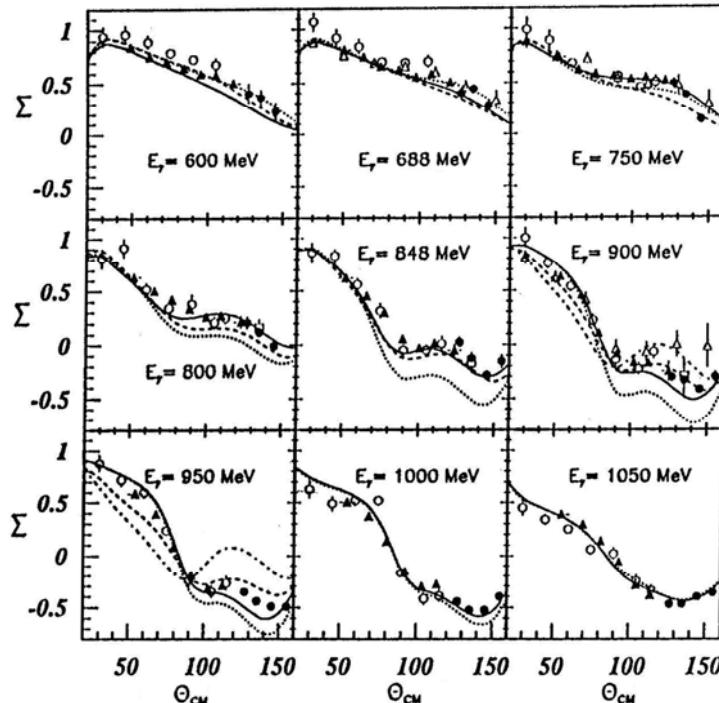
Параметры пучка и схема установки GRAAL будут описаны ниже. Здесь мы пока отмечаем общие характерные особенности современных экспериментов. Это относится как к качеству гамма - пучка, полученного с помощью обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах накопителя, так и качеству широкоапертурного ($\approx 4\pi$) детектора с криогенной мишенью. Основная часть детектора представляет собой шар из 480 кристаллов BGO толщиной в 21 радиационную длину, который обеспечивает энергетическое

разрешение $0.0244 E^{-0.47}$ (ГэВ). Для разделения нейтральных и заряженных частиц между BGO и мишенью помещен пластиковый ΔE детектор, состоящий из 32 полос пластика толщиной 5 мм, а также две цилиндрические пропорциональные камеры, позволяющие находить вершину взаимодействия гамма квантов с мишенью. В переднем направлении (при углах рассеяния менее 25^0) регистрация частиц производится с помощью плоских пропорциональных камер, двух стен из пластиковых сцинтиляторов площадью 9 m^2 и электромагнитного калориметра из слоев пластика и свинца. Задние углы (более 155^0) перекрывает диск из двух сегментов пластика и свинца. Таким образом, обеспечена регистрация частиц в полном телесном угле.

Первые публикации коллаборации ГРААЛЬ посвящены исследованию асимметрии фоторождения псевдоскалярных мезонов (нейтральных и заряженных пионов, а также η -мезонов). Измерения проводились на пучке линейно поляризованных фотонов с энергией от 500 МэВ до 1100 МэВ с использованием аргонового лазера ($\lambda = 514 \text{ nm}$) и 800 – 1500 МэВ ($\lambda = 340 \text{ nm}$). Перекрытие диапазона энергий в области энергий 800 – 1100 МэВ позволило контролировать систематические ошибки и получить прецизионные результаты. Для примера на рис.4.3 показаны данные об асимметрии фоторождения мезонов как функция угла $\theta_{\chi\mu}$ для разных энергетических диапазонов E_γ . Здесь представлены данные разных экспериментов в сравнении с теоретическими расчетами.

Рис.4.3

Асимметрия (Σ) для рождения π^+ - мезонов в реакции $\gamma p - \pi^+ p$ как функция угла вылета пиона в с.ц.м. для различных интервалов энергии налетающих фотонов. Сплошные кружки и треугольники – результаты работы GRAAL [31], открытые кружки – данные Дарресбюри, и квадраты – данные установки SLAC]. Сплошные кривые – результат мультипольного анализа. Пунктирные и точечные линии показывают предсказания изобарной модели.



Дифференциальные сечения фоторождения π^0 и η -мезонов, полученные коллаборацией GRAAL, показаны на рис.4.4-5. Виден рост асимметрии при энергии выше 1 ГэВ, который не предсказывается мультипольным анализом. Возможно, это свидетельствует о вкладе F_{15} – резонанса в фоторождение η -мезонов в этом диапазоне энергий. В целом, эти результаты имеют важное значение для описания нуклонных резонансов S_{11} (1525), D_{13} (1520), D_{15} (1700), F_{15} (1580).

Подробный теоретический анализ данных о свойствах нуклонных резонансов, полученных в последние годы, можно найти в обзорах (см. дополнительную литературу). Здесь мы ограничились только отдельными результатами, позволяющими увидеть возможности фотоядерных экспериментов для исследований в этой области.

Рис.4.4

Асимметрия (Σ) для рождения π^0 – мезонов в реакции $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ как функция угла вылета пиона в с.ц.м. для различных интервалов энергии налетающих фотонов по данным GRAAL. Сплошные кривые – результат мультипольного анализа.

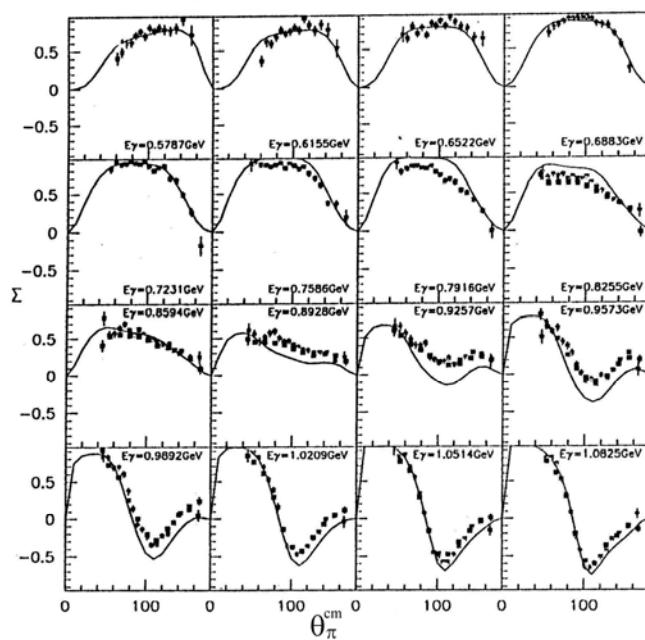
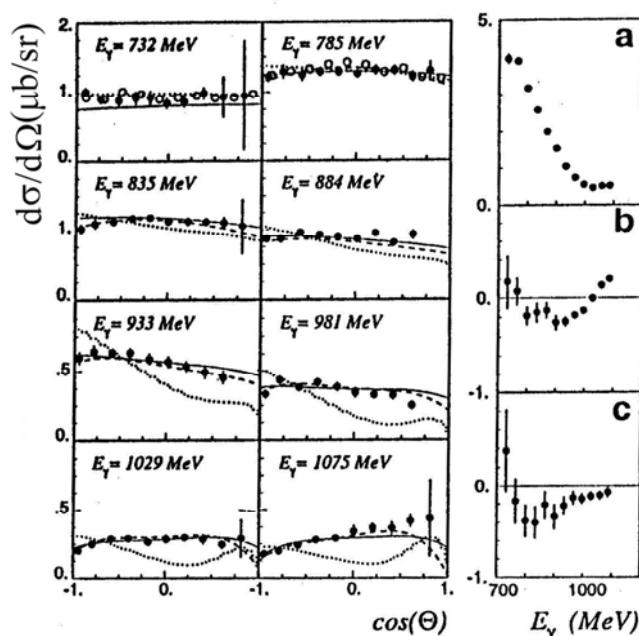


Рис.4.5

Дифференциальные сечения фоторождения η -мезонов в реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ как функция косинуса угла вылета пиона в с.ц.м. для различных интервалов энергии налетающих фотонов. Сплошные и открытые кружки – данные GRAAL и MAMI, соответственно. Справа наа, б, с показаны результаты аппроксимации сечени формуле: $d\sigma/d\Omega = q/k(a + b\cos\theta + c\cos^2\theta)$. Пунктирные линии – результат мультипольного анализа. Точечные и сплошные линии показывают предсказания теоретических моделей:

$$d\sigma/d\Omega = q/k(a + b\cos\theta + c\cos^2\theta)$$

Пунктирные линии – результат мультипольного анализа. Точечные и сплошные линии показывают предсказания теоретических моделей.



Дополнительная литература:

4.1 *SAID: <http://said.phys.vt.edu>*

4.2 *MAID: www.uni-mainz.de*

4.3 *<http://cdfe.sinp.msu.ru/services/meson.en.html>*

4.4 *В.Г.Недорезов, А.А.Туринге, Ю.М.Шатунов. Фотоядерные эксперименты на пучках гамма-квантов, получаемых методом обратного комптоновского рассеяния. УФН 174, 4 (2004) 354-370.*

4.5 *B.Krusche and S.Schadmand, arXive:nucl-ex/0306023 v.1 (2003)*

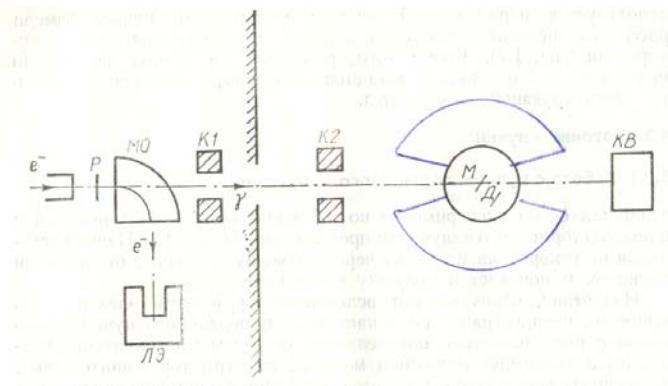
ГЛАВА 5.

Методы монохроматизации пучков гамма - квантов средних энергий. Параметры пучков, получаемых разными методами.

Типичная схема эксперимента по измерению выходов фотоядерных реакций с помощью тормозного излучения представлена на рис. 5.1. Пучок электронов от ускорителя проходит через тормозную мишень, отклоняется магнитом и попадает в ловушку электронов.

Рис.5.1

*Схема эксперимента по изучению ядерных реакций под действием тормозных фотонов :
Р — радиатор, источник тормозного излучения, М0- очищающий магнит,
К1, К2 — коллиматоры, КВ — квантометр,
М — исследуемая мишень; Д — детектор продуктов реакции;; ЛЗ — ловушка электронов.*



Излучение, образующееся вследствие торможения электронов в веществе, распространяется в направлении первичного пучка электронов с расходностью, определяемой сечением многократного рассеяния и толщиной тормозной мишени. Поток энергии тормозного пучка, прошедшего через исследуемую мишень, определяется с помощью квантометра:

$$W(E_e) = \int_0^{E_e} N_\gamma(E_e, E_\gamma) dE_\gamma = rq, \quad (5.1)$$

где r — постоянная квантометра, МэВ/Кл; q — заряд, возникающий в нем.

Поток тормозного излучения принято выражать в числе эквивалентных фотонов n_Q , определяемом из соотношения

$$n_Q = \frac{W}{E_e}. \quad (5.2)$$

Выход фотоядерной реакции, отнесенный к одному эквивалентному фотону, имеет вид

$$\sigma_Q = \frac{n_c}{n_\gamma n_Q}, \quad (5.3)$$

или

$$\sigma_Q = \frac{\int_0^{E_e} N_\gamma(E_e, E_\gamma) \sigma_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma / E_\gamma}{\int_0^{E_e} N_\gamma(E_e, E_\gamma) dE_\gamma}. \quad (5.4)$$

При энергиях $E_e < 100$ МэВ для измерения потока энергии гамма пучка вместо квантотметров обычно применяются абсолютные толстостенные ионизационные камеры, использующиеся при нормировке и расчете абсолютных выходов.

Сечение тормозного излучения из тонких мишеней, когда ионизационными потерями можно пренебречь, имеет вид (формула Шиффа):

$$\frac{d\sigma_B}{d\Omega_\gamma dE_\gamma} = \frac{\alpha r_0^2 Z^2}{E_\gamma} \Phi(Z, E_e, E_\gamma) \sim \frac{Z^2}{\theta_\gamma^4}, \quad (5.5)$$

$$\Phi(Z, E_e, E_\gamma) = 2 \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_0} \right) (\ln \alpha - 1) + \left(\frac{E_\gamma}{E_0 - 1} \right)^2 \left(\ln \alpha - \frac{1}{2} \right),$$

где

$$E_0 = E_e - m_e; \quad \alpha = \frac{\alpha_1 \cdot \alpha_2}{\sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}};$$

$$\alpha_1 = \frac{2(E_0 - 1)(E_e - E_\gamma - 1)}{E_\gamma m_e}; \quad \alpha_2 = \frac{191}{Z^{1/8}}.$$

Извлечение сечения фотоядерной реакции из данных о выходе является далеко не простой задачей. Необходимо экспериментально измерить зависимость выхода реакции от максимальной энергии тормозного спектра (энергии электрона), а затем решить уравнение (5.1), представляющее собой интегральное уравнение Фредгольма первого рода.

Решение уравнения (5.1) сопряжено с принципиальными трудностями - некорректностью задачи. Некорректность обусловлена наличием ошибок в исходной информации (в экспериментально измеренном выходе) и, как следствие, бесконечным числом решений уравнения 5.1. Существует много методов вычисления сечений из данных о выходе. Наибольшее распространение при изучении фотоядерных реакций получили методы Пенфольда — Лейсса и Кука. С последней работы началось использование принципа регуляризации при отыскании сечений фотоядерных реакций.

Несмотря на непрерывное совершенствование методов получения и обработки информации, точность экспериментальных данных при работе с пучком тормозного излучения остается низкой. В связи с этим во многих лабораториях большое внимание уделяется созданию пучков монохроматических фотонов.

Рассмотрим основные методы получения таких пучков на некоторых действующих установках [5.1]. К ним относятся: аннигиляция ускоренных позитронов, мечение тормозных фотонов путем регистрации рассеянных в радиаторе электронов в совпадении с продуктами изучаемой реакции, когерентное излучение электронов в ориентированных кристаллах, обратное комптоновское рассеяние лазерных фотонов на электронах, а также различные комбинированные методы, в основном мечение фотонов в сочетании с лазерным или аннигиляционным методом.

5.1. Метод аннигиляции ускоренных позитронов на лету.

Этот метод был предложен и активно развивался в Сакле (Франция). Поэтому рассмотрим его на примере установок, созданных на базе ЛУЭ-600 МэВ Сакле. Возможности систем такого рода определяются прежде всего параметрами пучков позитронов (рис. 5.2), которые получаются путем конверсии электронов на мишенях, расположаемых, как правило, на линейных ускорителях между ускоряющими секциями для возможности регулировки пучка по энергии в довольно широких пределах.

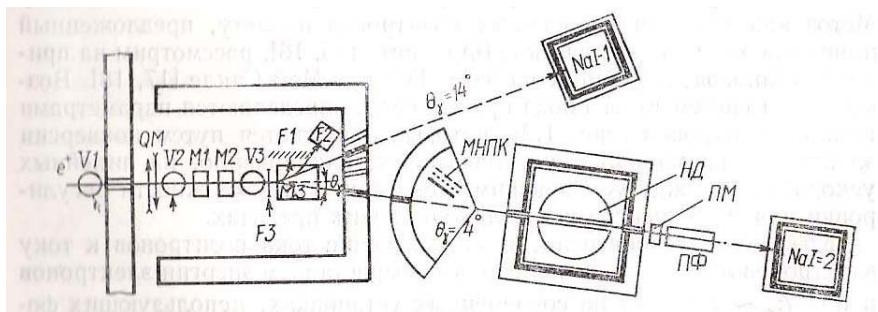


Рис.5.2

Схема установки по получению пучков квазимохроматических аннигиляционных фотонов на ЛУЭ-600 МэВ Сакле в зале низких энергий 20—140 МэВ:

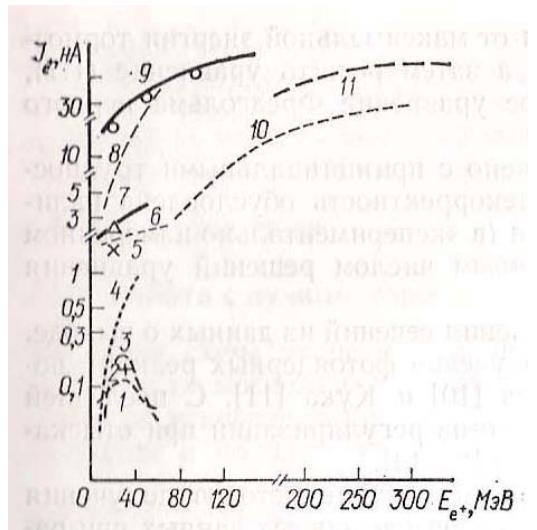
V1-V3 - мониторы положения и профиля пучка; QM — квадрупольные линзы; Ml, M' магнитная система «зигзаг»; M3 — очищающий магнит; F1 — пластиковые детекторы для регистрации электронов; F2 — цилиндр Фарадея; F3 — аннигиляционная мишень; NaJ(Tl) — сцинтилляционные спектрометры для регистрации жестких и мягких фотонов; МНПК — многонитевые пропорциональные камеры; НД — нейтронный детектор, ПМ - приспособление для установки мишени внутри НД; ПФ — поглотитель пучка фотонов.

Коэффициент конверсии, т. е. отношение тока позитронов к току электронов, увеличивается с возрастанием энергии электронов и при $E_e \sim 100$ МэВ на современных установках, использующих фокусирующие соленоиды и другие устройства формирования пучка (см.рис.5.3), достигает значения примерно 10^{-3} .

На ЛУЭ-600 МэВ Сакле имеются два вывода пучка: низких ($E_{e^+} = 20 \sim 140$ МэВ) и высоких ($E_{e^+} = 120 \sim 530$ МэВ) энергий. На установке по получению квазимохроматических фотонов низких энергий (рис. 5.2) используется метод двухфотонной аннигиляции, когда регистрируется не только жесткий, но и мягкий квант, вылетающий под большим углом. Это позволяет получать пучок с хорошим качеством благодаря снижению тормозного фона методом совпадений (мечения аннигиляционных фотонов), что достигается ценой потери интенсивности у-пучка на два-три порядка.

Рис. 5.3.

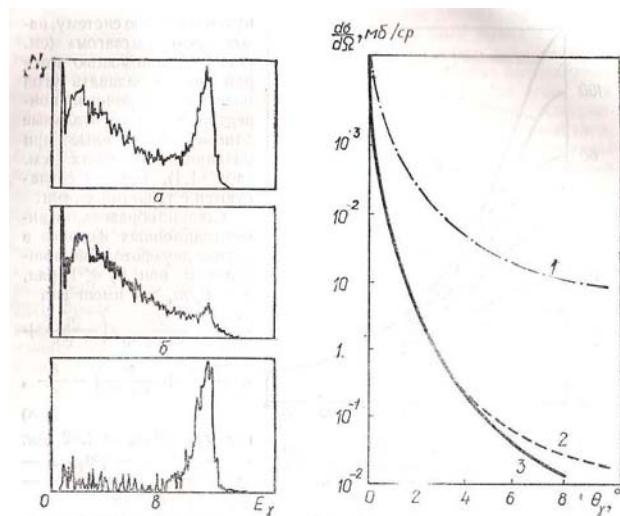
Параметры пучков позитронов, энергия и интенсивность различных ускорителей:
 1,8—Ливермор (США);
 2—ИЯИ АН СССР (Москва);
 3,9,11—Сакле (Франция); 4—Гессен (ФРГ);
 5—Гент (Бельгия); 6—Майнц (ФРГ);
 7—НБС (США); 10—Фраскати, Италия.



В области энергий $E \sim 300$ МэВ (запад высоких энергий) интенсивность пучка аннигиляционных фотонов на ЛУЭ-бОО МэВ (без мечения) Сакле составила около $5 \cdot 10^7$ фотон /с ($\Delta E = 4$ МэВ). Эта интенсивность достигнута с помощью жидколоводородной мишени, позволяющей добиться наилучшего соотношения между потоком монохроматических фотонов и полным потоком ν -квантов от аннигиляционной мишени. Типичные спектры аннигиляционных и тормозных у-квантов от мишени LiH и Си приведены на рис. 5.4.

Рис. 5.4.

Спектры аннигиляционных и тормозных гамма-квантов от мишени LiH толщиной 3 мм (а), Си 35 мкм (б) и их разность (в). Угол излучения $\theta = 2^\circ$, Энергия позитронов 80 МэВ. Справа показаны сечения аннигиляционного (1) и тормозного излучений на электроне (2) и ядре (3) в зависимости от угла вылета фотона при энергии электрона 100 МэВ, $Z = 1$.



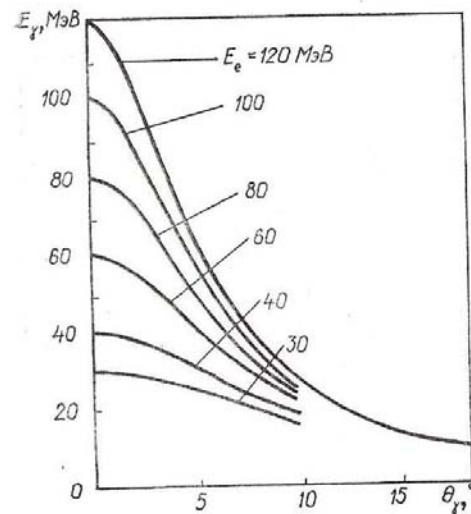
Оптимальные значения интенсивности γ -излучения подбираются выбором толщины мишени, углов излучения и коллимации пучка.

Из рис. 5.4 видно, что с увеличением угла интенсивность и энергия γ -квантов уменьшаются (см. также рис. 5.5), но при этом возрастает коэффициент качества пучка. Вместо того, чтобы смешать исследуемую мишень (ось пучка квазимонохроматических

фотонов) на заданный угол относительно оси пучка позитронов, обычно используют специальную магнитную систему, называемую «зигзаг». С ее помощью можно задавать угол падения позитронов на конвертер.

Рис.5.5

Зависимость энергии аннигиляционных фотонов от угла вылета при различных энергиях позитронов



Поскольку, как видно из приведенных выше данных, вклад монохроматических аннигиляционных фотонов в полный выход гамма-излучения составляет не более нескольких процентов и его доля падает с увеличением энергии позитронов, характеристики любых фотоядерных реакций приходится определять методом вычитания. При этом, если раньше, как правило, проводилось вычитание двух выходов, измеренных соответственно на пучке позитронов и электронов одинаковой энергии, то теперь чаще пользуются вычитанием выходов, полученных на одном и том же позитронием пучке, но с разными аннигиляционными мишениями. Последний способ на практике более точен, так как не требует перестройки ускорителя в процессе эксперимента.

В настоящее время эксперименты на пучках квазимонохроматических аннигиляционных фотонов практически прекращены. Это связано с тем, что с увеличением энергии фотонов фон от тормозного излучения становится слишком велик. Поэтому в области энергий выше 100 МэВ сейчас более распространен метод монохроматизации с помощью мечения фотонов.

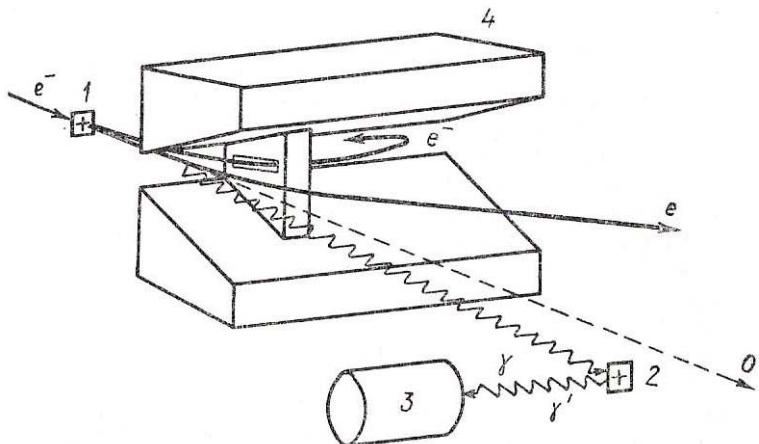
5.2. Метод мечения фотонов по энергии.

В связи с запуском сильноточных электронных ускорителей с непрерывным во времени пучком в различных лабораториях мира стал успешно развиваться метод мечения фотонов. В этом методе энергия тормозного у-кванта, вызвавшего ядерную реакцию, определяется по энергии рассеянного электрона, излучившего этот квант. Принципиальная схема установки по получению меченых фотонов довольно проста (рис.5.6), техническая реализация также не вызывает больших трудностей.

Рис.5.6

Схема установки по получению тормозных меченых фотонов:

1,2 – тормозная и ядерная мишени, соответственно, 3- детектор вторичных частиц, 4 – анализирующий магнит.



Как уже отмечалось, вместо тормозного может использоваться аннигиляционное излучение, индуцированное позитронами. В первом случае (на тормозном пучке) система мечения значительно проще, имеет выигрыш в интенсивности гамма-квантов и охватывает более широкий диапазон энергий, в котором измерения сечений можно проводить одновременно без перестройки энергии пучка ускорителя. Во втором существенно улучшается отношение полезной загрузки в заданном диапазоне энергий к низкоэнергетическому фону.

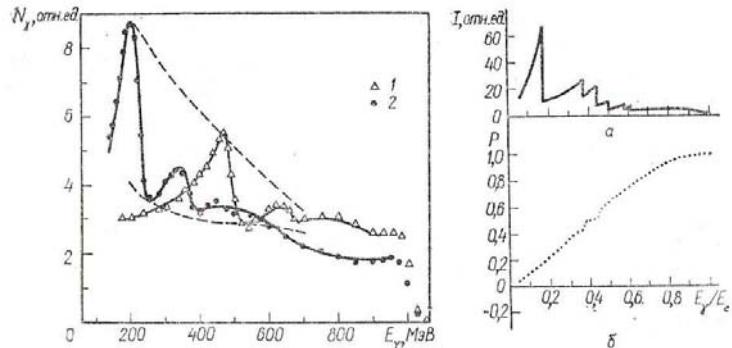
Тормозные пучки меченых фотонов реализованы во многих лабораториях, включая Майнц (Германия), Лабораторию Джейферсона (США) и др. Полная интенсивность пучка достигает значений порядка 10^9 фотонов/с при токе электронов порядка 0.1 мка. Разрешение по энергии, как правило, составляет несколько МэВ. В системах мечения рассеянные в радиаторе электроны обычно регистрируются пластиковыми счетчиками, расположенными в фокальной плоскости анализирующего магнита. Размер пластиковых задается требуемым энергетическим разрешением. При этом, поскольку тормозной спектр резко спадает с увеличением энергии фотонов, ширина пластиковых счетчиков, расположенных ближе к оси пучка, уменьшается, чтобы число фотонов в каждом энергетическом интервале было примерно одинаковым. Системы мечения калибруются с помощью сцинтиляционных спектрометров полного поглощения NaI (Tl), которые устанавливаются на оси гамма-пучка. На некоторых установках используется поляризация гамма-пучка от тонкой мишени, достигающая ~40 % при небольших углах рассеяния. В системах мечения удается использовать лишь часть интенсивности электронных пучков. Основное ограничение на интенсивность накладывается быстродействием системы регистрации частиц на совпадения. В настоящее время характерное разрешающее время схем совпадений составляет около 1 нс, что ограничивает полный поток меченых фотонов на уровне 10^9 фотон/с. Поэтому все чаще используют комбинированные методы получения монохроматических фотонов для повышения качества пучка.

5.3. Квазимонохроматическое излучение фотонов из ориентированных монокристаллов.

Методика работы с монохроматическими фотонами, получаемыми методом когерентного излучения из ориентированных кристаллов под действием электронов, в ядерной физике применялась реже, чем описанные выше методы, хотя широко апробировалась на различных электронных ускорителях. Спектр когерентного излучения из кристалла, облучаемого электронами, кроме тормозной компоненты содержит несколько пиков, один из которых (при меньшей энергии) имеет максимальную интенсивность (рис. 5.7). Количество фотонов в главном пике достаточно велико 10^{9-10} фотон/с). Настройка по энергии осуществляется путем вращения кристалла относительно направления подающего пучка.

Рис. 5.7.

Слева : спектр гамма-квантов, образующихся в результате когерентного рассеяния электронов с энергией 1 ГэВ в кристалле алмаза: 1,2 — экспериментальные данные; сплошные кривые получены методом наименьших квадратов;
Справа: Расчетный спектр (а) и коэффициент поляризации (б) для фотонов, образующихся при когерентном излучении электронов в кристалле алмаза ($E_y = 6$ ГэВ).



Видно, что при энергии электронов 1 ГэВ диапазон энергий гамма -квантов составляет 100 — 550 МэВ. Поскольку спектр гамма-квантов существенно зависит от угла излучения, для повышения точности измерений, он постоянно мониторируется магнитным спектрометром. Следует отметить, что существенным достоинством работы с монокристаллами является возможность получения поляризованного гамма- пучка, (рис. 5.7). К сожалению, эта поляризация не может регулироваться в процессе эксперимента и ее величина далека от 100%.

Дополнительная литература:

5.1. В.Г.Недорезов, Ю.Н.Ранюк. Фотоделение ядер за гигантским резонансом. Наукова думка, Киев. 1989 ISBN 5-12-000869-0.

ГЛАВА 6.

Метод обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах высокой энергии в сравнении с другими методами.

Впервые метод обратного комптоновского рассеяния был предложен в 1963 году Арутюняном и Туманяном, которые рассчитали основные характеристики пучка, получающегося при столкновении лазерных фотонов с электронами. Затем этот метод был экспериментально подтвержден в ФИАНе и детально изучен во Фраскати. Широкое применение метода обратного комптоновского рассеяния в фотоядерных экспериментах началось в 1994 году в Новосибирске, где был выполнен цикл работ по исследованию фотопоглощения и фотоделения ядер на установке РОКК (Рассеянные Обратные Комптоновские Кванты). В настоящее время работы по фотоядерным реакциям на комптоновских пучках активно ведутся в Брукхэвене (США) на установке LEGS (Laser Electron Gamma Source), Гренобле на накопителе ESRF (эксперимент GRAAL – GRenoble Accelerateur Anneau Laser), в Японии на SPring-8 (установка LEPS – Laser Electron Photon Source) и других. Дополнительную информацию по этим установкам можно найти в обзоре [6.1].

Важным достоинством используемого в этих работах пучка (в дополнение к монохроматичности, обеспечиваемой системой мечения) является когерентность и высокая степень поляризации, что позволяет исследовать спиновую структуру нуклонов, различные поляризационные эффекты в рассеянии фотонов на ядрах и нуклонах. Для получения комптоновских пучков необходимы электронные накопители, где ток электронов достигает нескольких сотен mA. При этом интенсивность гамма - пучка сравнительно невысока (до 10^7 фотон/сек). Ограничение по интенсивности связано с выбиванием лазерным лучом электронов с орбиты накопителя и уменьшением времени жизни пучка. Для фотоядерных исследований в области средних энергий существуют дополнительные ограничения на интенсивность пучка, связанные с ограниченным быстродействием используемой электроники, возможностями системы сбора и обработки данных при записи событий, и в целом все эти условия вполне согласуются между собой.

Повышение интенсивности гамма – пучка, получаемого методом обратного комптоновского рассеяния вполне возможно, если использовать длинноволновые лазеры. В этом случае потери энергии электрона на излучение гамма-квантов сравнительно невелики, и поэтому рассеянный электрон не теряется в накопителе, а возвращается на свою равновесную орбиту. В этом случае принципиальных ограничений на интенсивность пучка нет. Первые успешные экспериментальные результаты в этом направлении получены в Японии на

нескольких электронных накопителях с использованием длинноволновых CO₂ лазеров, а также в США в университете Дьюка с помощью лазера на свободных электронах. Учитывая важность этого направления, особенно для прикладных исследований, мы обсудим этот вопрос ниже в отдельной главе.

Среди проектов для будущих установок подобного типа следует отметить станцию «ГАММА», которая создается в Курчатовском Центре Синхротронного Излучения (КЦСИ) на накопителе электронов «Сибирь-2». В России этот центр является первым специализированным источником СИ, и создание на нем пучка жестких гамма квантов является актуальной задачей.

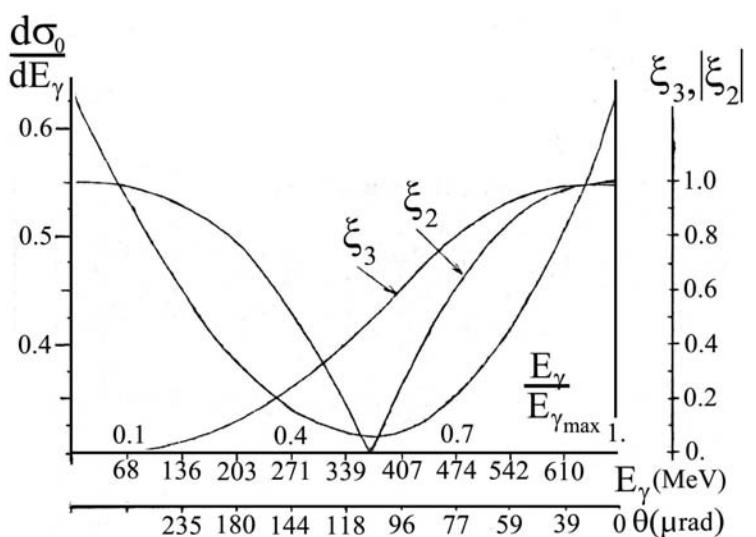
6.1. Основные характеристики процесса обратного комптоновского рассеяния.

Дифференциальное сечение обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах в лабораторной системе (без учета поляризации) согласно расчетам [7,8] можно представить виде :

$$\frac{d\sigma}{dn} = 4\pi r_0^2 \left[\frac{K}{1+n} + \frac{1+n^2}{K} - \frac{4n^2}{(1+n^2)^2} \right] \quad [6.1]$$

где K = 1 + n + λ, n = θ γ, γ = E_e / m_e, λ = 2γ ω / E_e, ω – энергия лазерных фотонов, θ - угол вылета гамма – кванта относительно импульса электрона.

Рис.6.1.
Спектр $d\sigma_0/dE_\gamma$ (левая шкала) и поляризация (ξ_3 - линейная, ξ_2 – циркулярная (правая шкала)) для обратного комптоновского излучения. По осям абсцисс отложена энергия (верхняя шкала) и угол испускаемых гамма – квантов.



Спектр гамма – квантов, который представлен на рис.6.1, описывается уравнением

$$\frac{d\sigma_0}{dE_\gamma} = \frac{\pi r_e^2}{2} \frac{m_e^2}{\omega E_2} \left[\frac{m_e^4}{(4\omega^2 - E_\gamma^2)^2} \frac{E_\gamma}{E_e - E_\gamma} - \frac{m_e^2}{\omega E_e} \frac{E_\gamma}{E_e - E_\gamma} + \frac{E_e - E_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_e}{E_e - E_\gamma} \right] \quad [6.2]$$

Энергия комптоновских квантов однозначно связана с углом рассеяния:

$$E_\gamma = 4\gamma^2 \frac{\omega}{1 + n^2 + \lambda} \quad [6.3]$$

Из приведенных формул видно, что большая часть интенсивности пучка фотонов сосредоточена в пределах малого угла, характеризуемого релятивистским фактором $1/\gamma = m_e/E_e$. Для большинства имеющихся установок энергия электронов составляет несколько ГэВ, следовательно характерный угол не превышает 10^{-3} рад.

Поляризация комптоновских гамма квантов определяется поляризацией лазерных фотонов. Сечение с учетом поляризации фотонов (при рассеянии на неполяризованных электронах) можно выразить через параметры Стокса $\xi = \{\xi_1, \xi_2, \xi_3\}$, где $\xi_3 = 1$ означает горизонтальную (x) линейную поляризацию, $\xi_3 = -1$ соответствует вертикальной (y) линейной поляризации, ξ_1 характеризует линейную поляризацию под углом 45° , ξ_2 соответствует циркулярной поляризации :

$$d\sigma = d\bar{\sigma} - \frac{4r_e^2 d\varphi dy}{x^2} \xi_3 \left[\left(\frac{1}{x} - \frac{1}{y} \right)^2 + \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{y} \right) \right] \quad [6.4]$$

Здесь ϕ означает азимутальный угол, x и y – переменные, определяемые начальным и конечным импульсом фотона (k, k') и электрона (p, p'), $x = 2pk/m^2$, $y = 2pk'/m^2$, соответственно.

Зависимость линейной и циркулярной поляризации гамма квантов от энергии вместе со спектром показана на рис.6.1. Видно, что при максимальной энергии, которая соответствует углу рассеяния 180° , степень поляризации равна 100 %. Следует однако отметить, что до сих пор прямых экспериментов по измерению поляризации гамма – квантов средних энергий не было сделано.

6.2. Параметры установок.

Основные параметры имеющихся в мире установок с пучками комптоновских фотонов средних энергий приведены в таблице 6.1.

Видно, что имеющиеся установки перекрывают широкий диапазон энергий вплоть до 3.5 ГэВ. Интенсивность пучка не превышает 10^7 фотонов/сек, что определяется временем жизни пучка в накопителе. Для получения высокой степени монохроматичности комптоновского пучка по энергии дополнительно используется метод мечения, то есть регистрация на совпадение рассеянных электронов с продуктами ядерной реакции. Для этого предпочтителен непрерывный во времени пучок, или пучок с большим коэффициентом заполнения.

Название установки и накопителя	Ladon	Tala-don	POKK			LEGS	GRAAL	LEPS
			1	2	1M			
Фраскати Adone	Новосибирск ВЭПП 4, 3, 4М		Брукхэв ен NSLS			Грено Бль ESRF	Осака SP- ring 8	
Энергия электронов Ee, ГэВ	1.5	1.5	1.8-5.5	.35 - 2.0	1.4- 5.3	2.5	6.04	8.0
Ток электронов Ie, А	0.1	0.1	0.2	0.1	0.2	0.2	0.1	0.2
Энергия лазерных фотонов W, эВ	2.45	2.45	2.34 - 2.41	2.41 – 2.53	1.17 – 3.51	3.53	3.53	3.5
Энергия комптоновских квантов E _γ , МэВ	5-80	35-80	100- 960	140 – 220	100 – 1200	180 -320	550 – 1470	150- 2400
Разрешение по энергии ΔE _γ (FWHM), МэВ	0.07- 8	4 –2	1.5 – 2	4		6	16	30
Интенсивность N _γ /сек	10 ⁵	5.10 ⁵	2.10 ⁵	2.10 ⁶	2.10 ⁶	4.10 ⁵	2.10 ⁶	10 ⁷

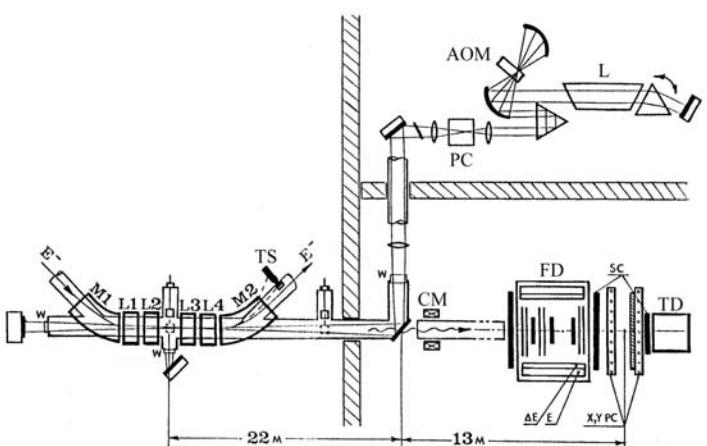
Таблица 6.1
Параметры установок с пучками обратных комптоновских фотонов.

На современных накопителях, используемых как специализированные источники синхротронного излучения, расстояние между банчами (электронными сгустками) может составлять величину порядка одной наносекунды при длительности сгустка несколько десятков пикосекунд, а длина орбиты достигает километра и более. Поэтому такой пучок с точки зрения регистрирующей системы (с учетом разрешающей временной способности при регистрации на совпадение электронов с продуктами ядерной реакции) можно считать непрерывным. Однако, даже в односгустковом режиме, используемом для работы на встречных пучках, частота повторения достаточна для работы системы мечения при ограниченной интенсивности.

Рис.6.2

Схема установки РОКК-2 на накопителе электронов ВЭПП-3.

TS - система мечения фотонов по энергии, M1 – M2 - магниты, L1 - L4 - квадрупольные линзы, w - кварцевое окно, L – лазер, AOM - акусто-оптический модулятор, PC - ячейка Поккельса, FD - детектор ядерных фрагментов, CM – очищающий магнит, SC, X, Y, PC – мониторы пучка, TD – детектор полного поглощения фотонов



Варианты систем мечения различны на разных установках и отличаются как типом детекторов для регистрации рассеянных электронов, так и элементами накопителя, которые требуют специальной доработки. В Брукхэвене на установке LEGS используется длинный канал для проводки рассеянных электронов к пластиковым сцинтилляторам через специально сконструированную линзу

. На всех остальных установках, отмеченных выше в таблице 1, детектор рассеянных электронов устанавливается за магнитом накопителя в непосредственной близости от оси пучка электронов. При этом, чтобы иметь максимальный диапазон системы мечения, на время инжекции, когда колебания орбиты велики, детектор на несколько сантиметров отодвигается от пучка, в рабочем режиме приближается к нему. В качестве примера на рис. 2 показана схема, используемая в Новосибирске на установке РОКК-2.

Следует отметить, что гамма – установки, приведенные в таблице 1, имеются на всех центрах синхротронного излучения, на которых работает одновременно большое число пользователей пучков СИ. Это обусловлено не только интересом к изучению взаимодействия гамма квантов с ядрами, но и тем, что создание комптоновских установок на накопителях полезно для диагностики работы самого накопителя, что включает в себя прецизионный контроль вакуума, диагностику накопления ионов в накопителе, измерение положения и стабильности орбиты электронов, измерение динамической поляризации пучка электронов в накопителе.

Установлено, что вакуум в накопителе неоднороден; вблизи орбиты за счет накопления ионов он значительно отличается от среднего. Обычными методами изучать такие параметры, которые очень важны для оптимальной настройки пучка, практически невозможно. В этой связи большой интерес представляет проект создания комптоновского пучка на накопителе электронов «Сибирь-2» в Курчатовском центре синхротронного излучения КЦСИ, который является первым специализированным источником СИ в России.

Дополнительная литература:

6. I.B.G. Недорезов, A.A. Туринге, Ю.М. Шатунов. Фотоядерные эксперименты на пучках гамма-квантов, получаемых методом обратного комптоновского рассеяния. УФН 174, 4 (2004) 354-370.

ГЛАВА 7.

Общая схема современного фотоядерного эксперимента по изучению структуры нуклонов. Роль основных компонентов.

Рассмотрим схему современного фотоядерного эксперимента на примере установки ГРААЛЬ (GRAAL – Grenoble Accelerateur Anneau Laser). На этой установке, начиная с 1990 года ведется систематическое изучение фоторождения мезонов и спектроскопия возбужденных состояний нуклона в области энергий гамма – квантов до 1500 МэВ на накопителе электронов ESRF (Гренобль, Франция). В этой области стало возможным исследование фоторождения странных частиц, векторных мезонов, что представляет интерес с точки зрения нуклонных и мезонных степеней свободы.

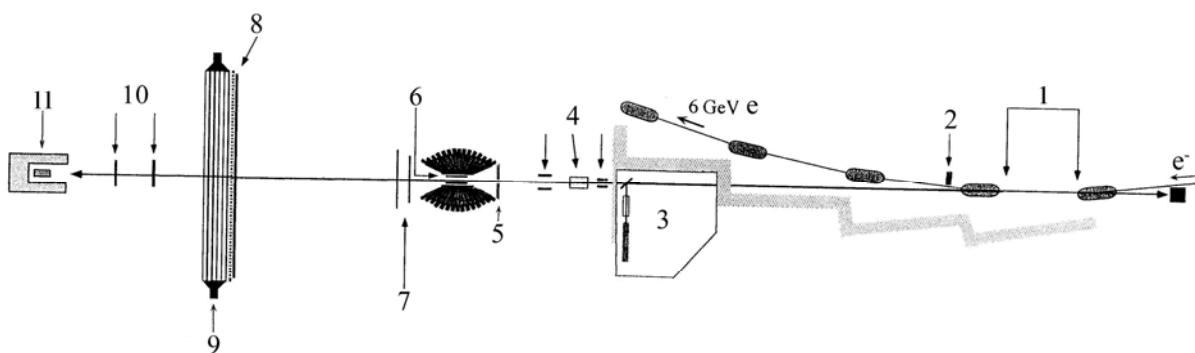


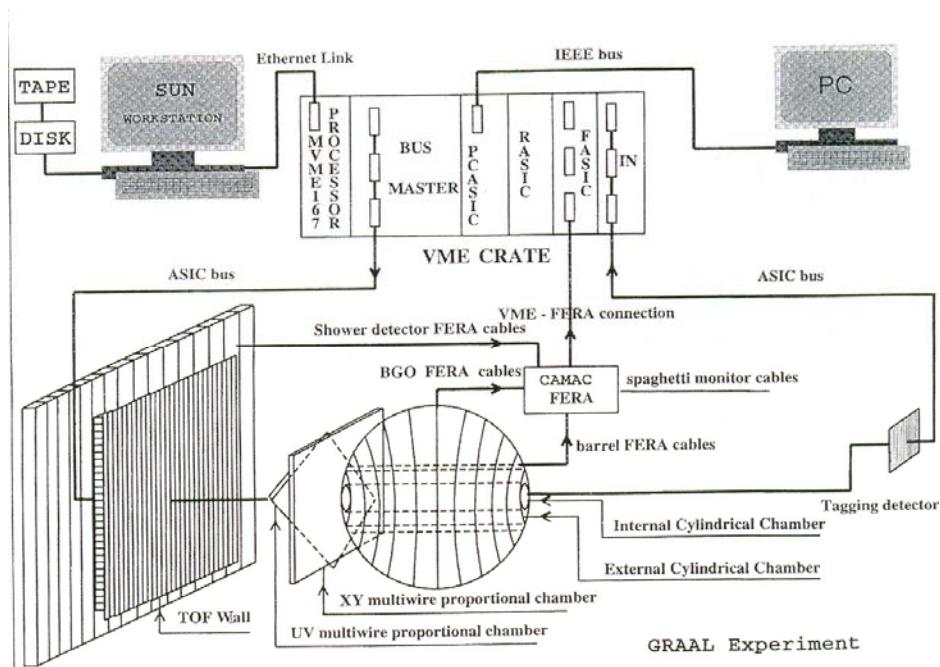
Рис. 7.1.

Основные элементы установки GRAAL: 1 – область взаимодействия лазерных фотонов с электронами накопителя, 2 – система мечения, 3 – лазерный хатч, 4 – система формирования и очистки гамма – пучка, 5 – широкоапertureный детектор нейтральных и заряженных частиц, 6 – мишень, 7 - пропорциональные камеры, 8 - двойная стена из пластиковых сцинтилляторов, 9 – электромагнитный калориметр, 10 – мониторы пучка, 11 – спектрометр полного поглощения.

Несмотря на довольно большое количество самых разнообразных устройств, используемых при проведении эксперимента, их можно классифицировать как состоящие из элементов. Каждый элемент связан с отдельным информационным каналом, по которому в виде аналогового сигнала выдается информация об его амплитуде, времени срабатывания и т.д. Общее число информационных каналов на установке GRAAL составляет несколько тысяч, а в более крупных экспериментах может достигать миллионов. Однако, схема их компьютерной обработки оказывается достаточно однотипной (см.рис.7. 2).

Рис. 7.2.

Блок – схема системы сбора и обработки данных установки GRAAL



Каждый информационный канал содержит, как правило, предусилитель, кабельную линию связи, усилитель, дискриминатор, формирователь. После формирователя аналоговый сигнал становится логическим и поступает в аналого-цифровой преобразователь типа АЦП или ВЦП. По каждому информационному каналу сигналы со всех элементов детектора поступают в крейт VME, откуда с помощью процессора цифровой сигнал передается в компьютер и записывается в память для дальнейшей обработки. Для работы с большим количеством данных необходим достаточно мощный компьютер (SUN-station) и большие объемы памяти. Кроме этого, в работу включен персональный компьютер, который с помощью программы LABVIEW управляет экспериментальными устройствами (лазер, источники питания детекторов и др.). Рассмотрим теперь отдельные части экспериментальной установки более детально.

7.1. Гамма – пучок.

Как видно из рис.7.3 гамма пучок получается в процессе обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах накопителя. Оптимальный энергетический спектр и степень поляризации комптоновского пучка, падающего на мишень, формируются с помощью коллиматоров. При этом используется зависимость энергии комптоновского излучения и степени поляризации от угла рассеяния, о которой говорилось выше.

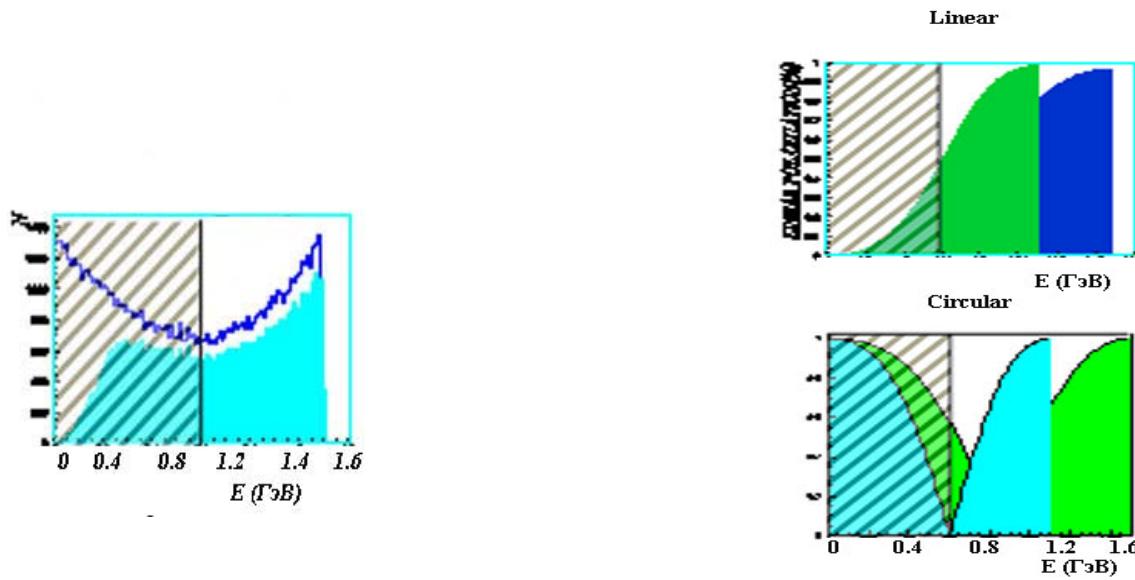


Рис.7.3

Энергетический спектр (вверху слева) и степень поляризации(справа) комптоновского гамма-пучка, формируемые с помощью коллиматора. Заштрихованная область означает ту часть спектра, которая вырезается коллиматором.

Для монохроматизации пучка с высоким энергетическим разрешением в эксперименте используется метод мечения фотонов по энергии. Электрон, испытавший излучение фотона в процессе комптоновского рассеяния, отклоняется внутрь кольца магнитом, как показано на рис. 7.1. По величине отклонения от орбиты, определяемой потерей энергии и величиной магнитного поля, легко рассчитать энергию излученного фотона:

$$E_\gamma = E_e - E_{e'}, \quad (7.1)$$

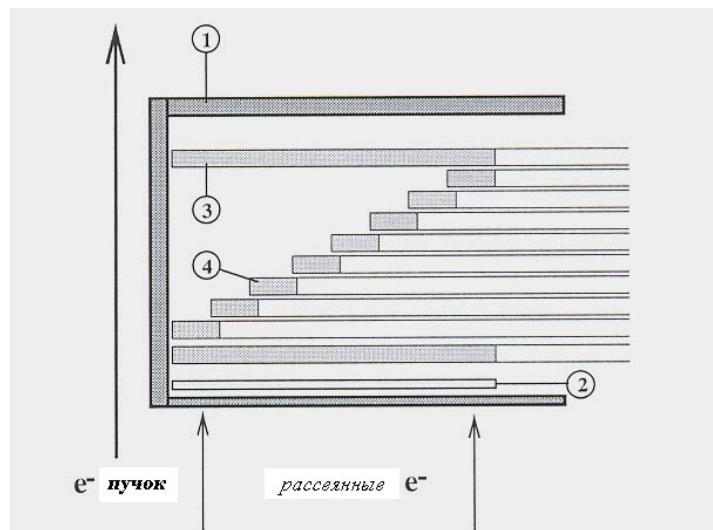
Где E_e и $E_{e'}$ - начальная и конечная энергия электрона, соответственно. Для реализации метода, очевидно, необходима быстродействующая система совпадений, которая позволит регистрировать продукты реакции на совпадение с рассеянными электронами.

Система мечения фотонов по энергии на установке GRAAL представляет из себя детектор из слоев пластика и кремниевого микрострипового детектора (см. рис. 7.4). Ее край находится в непосредственной близости от пучка электронов, циркулирующего в накопителе. Поэтому на время инжекции, когда пучок еще не установился в окончательное положение, ее приходится отодвигать от пучка. В рабочем положении расстояние от стенки до пучка составляет 1 см, что соответствует энергии фотонов (нижняя граница спектра) 500 и 800 МэВ для зеленой и ультрафиолетовой линии лазера, соответственно.

Рис.7.4.

*Система мечения фотонов по энергии.
1 – вакуумный бокс, 2 – микростриповый
кремниевый детектор, 3,4 – пластиковые
счетчики.*

*Расстояние от пучка до ближайшей,
параллельной ему стенки - 1 см.*



Для измерения интенсивности гамма – пучка, его положения и спектра дополнительно используется ряд мониторов (см.рис.7.1). Спектрометр полного поглощения («спагетти») представляет собой трубку (стакан) из волоконных сцинтилляторов, между которыми залит свинец. На задней стороне этого стакана установлены 4 фотоумножителя, которые позволяют измерять центр тяжести (ось) пучка и полную загрузку. Для измерений дозы пучка, прошедшего через мишень, дополнительно используются два тонких (5 мм) пластиковых счетчика, которые калибруются при малых загрузках пучка. Эффективность таких счетчиков не превышает 1%, но в них практически отсутствуют наложения из-за малой загрузки.

7.2. Мишень.

В настоящее время активно совершенствуются методы изготовления поляризованных мишеней. На установке GRAAL пока используются мишиени из жидкого водорода идейтерия, но поляризованные мишиени уже прошли апробацию на разных установках, и вопрос их широкого применения уже назрел.

Рис.7.5.

*Схема твердотельной поляризованной
мишени из водорода идейтерия.*

*Для 5 см HD ее толщина составляет
720 мг/см².*

*Входное окно из каптона и майлара
имеет толщину 50 микрон.*

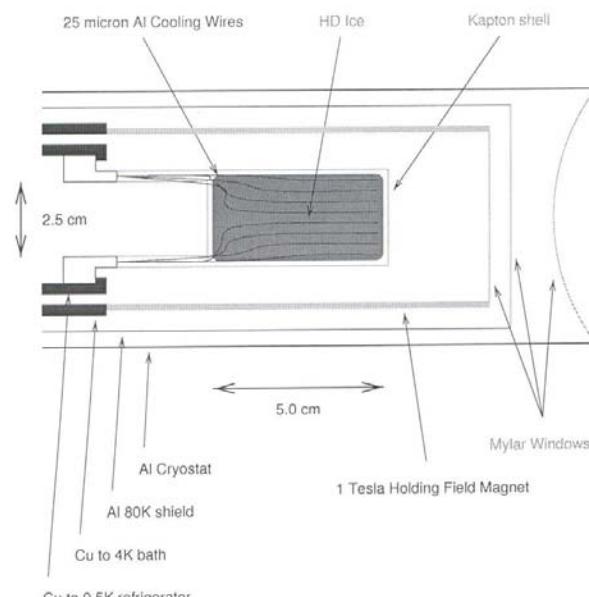
Рабочая температура – 0.5 К.

Магнитное поле – 1 Тесла,

Время релаксации – 10 дней и 1 месяц

Для водорода идейтерия,

Соответственно.



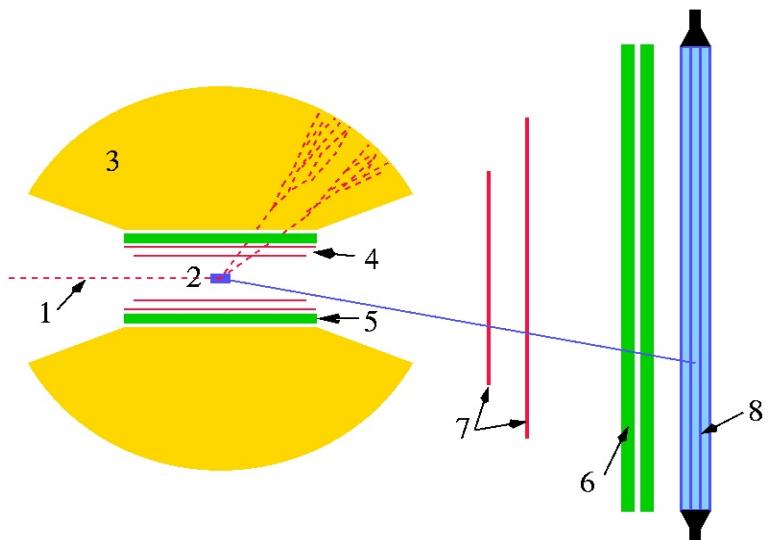
7.3. Детектор

На установке ГРААЛЬ используется детектор частиц с телесным углом, близким к 4π и детектор направления «вперед» (см.рис.7.6). Основная часть детектора представляет собой шар из 480 кристаллов BGO толщиной в 21 радиационную длину, который обеспечивает энергетическое разрешение $0.0244 E^{-0.47}$ (ГэВ). Для разделения нейтральных и заряженных частиц между BGO и мишенью помещен пластиковый ΔE детектор, состоящий из 32 полос пластика толщиной 5 мм, а также две цилиндрические пропорциональные камеры, позволяющие находить вершину взаимодействия гамма квантов с мишенью. В переднем направлении (при углах рассеяния менее 25^0) регистрация частиц производится с помощью плоских пропорциональных камер, двух стен из пластиковых сцинтилляторов площадью $9 m^2$ и электромагнитного калориметра из слоев пластика и свинца . Задние углы (более 155^0) перекрывает диск из двух сегментов пластика и свинца. Таким образом, обеспечивается регистрация частиц в полном телесном угле.

Рис. 7.6.

*Детектор LAGRANGE
установки GRAAL*

- 1 – пучок,
- 2- мишень,
- 3 – $BGO - bal,l$
- 4 – цилиндрические
Пропорциональные камеры,
- 5 – Пластиковые сцинтилляторы,
- 6 – двойная стена из пластиковых
Счетчиков,
- 7 – плоские пропорциональные
Камеры,
- 8 – ливневый калориметр



Дополнительная литература:

1. C. Schaerf. Polarized gamma-ray beams.. Phys.Today 58:44-50,2005.

ГЛАВА 8.

Общие принципы организации системы сбора и обработки данных. Формирование триггера. Структура NTPL – файла, основные переменные записи. Понятие элемента детектора и кластера, предварительная обработка событий.

Система сбора данных эксперимента служит для сбора сигналов со всех детекторов установки, оцифровки сигналов и их записи на постоянные носители информации, а также для настройки и контроля работы экспериментальной установки. В настоящее время в ядерной физике и физике элементарных частиц в качестве стандарта для построения систем сбора данных приняты стандарты CAMAC (Computer Automated Measurement And Control) и VME. (VERSA Module Europe). Они представляют собой модульные системы, состоящие из различных приборов, а также цифровой стандартизированный интерфейс, используемый для компьютерной автоматизации и управления измерениями. Электроника системы сбора данных (Амплитудно-цифровые и время-цифровые преобразователи, счётчики и т.д.) выполняется в виде отдельных сменных модулей с интерфейсами CAMAC или VME в зависимости от выбранного стандарта. Эти модули помещаются в один или несколько контейнеров (крейтов), которые предоставляют возможность обмена данными между различными модулями по внутренней шине. Одним из модулей в крейте обязательно является контроллер крейта. Общий вид крейтов CAMAC и VME с помещёнными в них модулями показан на рис. 8.1. Как правило, один или несколько модулей системы имеют интерфейс для связи с персональным компьютером или же сами являются ЭВМ, выполненным в виде отдельного модуля. Важным элементом системы является программное обеспечение, посредством которого осуществляется управление экспериментальной установкой.

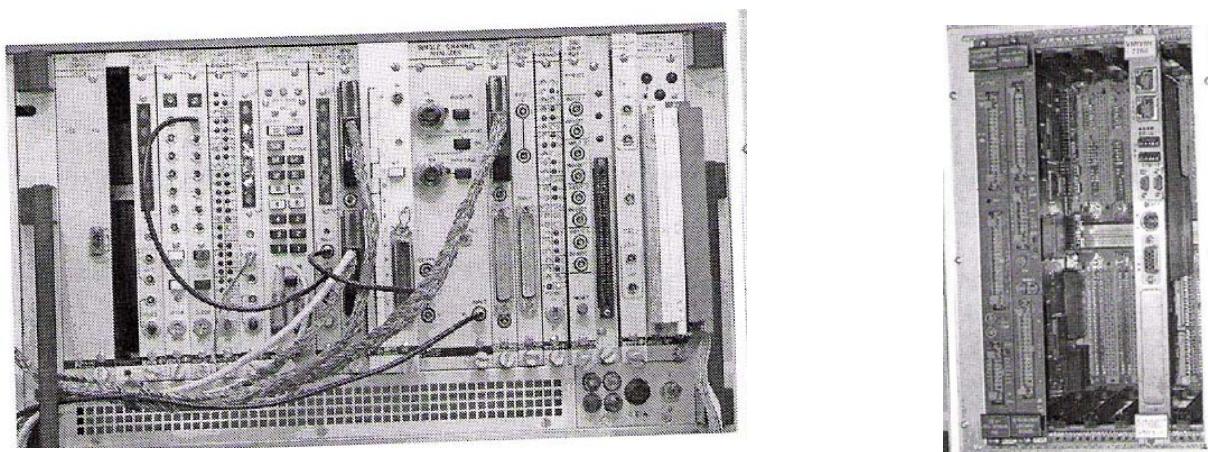


Рис. 8.1. Общий вид крейтов CAMAC (слева) и VME (справа).

В качестве примера рассмотрим систему сбора данных уже упоминавшегося эксперимента GRAAL (рис. 8.2). Электроника реализована в модулях как системы CAMAC, так и VME. Связь между модулями системы CAMAC и VME осуществляется через модуль FASIC. Данные с каждого из детекторов установки поступают в модули CAMAC и VME по шинам стандарта FERA (Fast Encode Readout ADC) и ASIC (Application Specific Integrated Circuit).

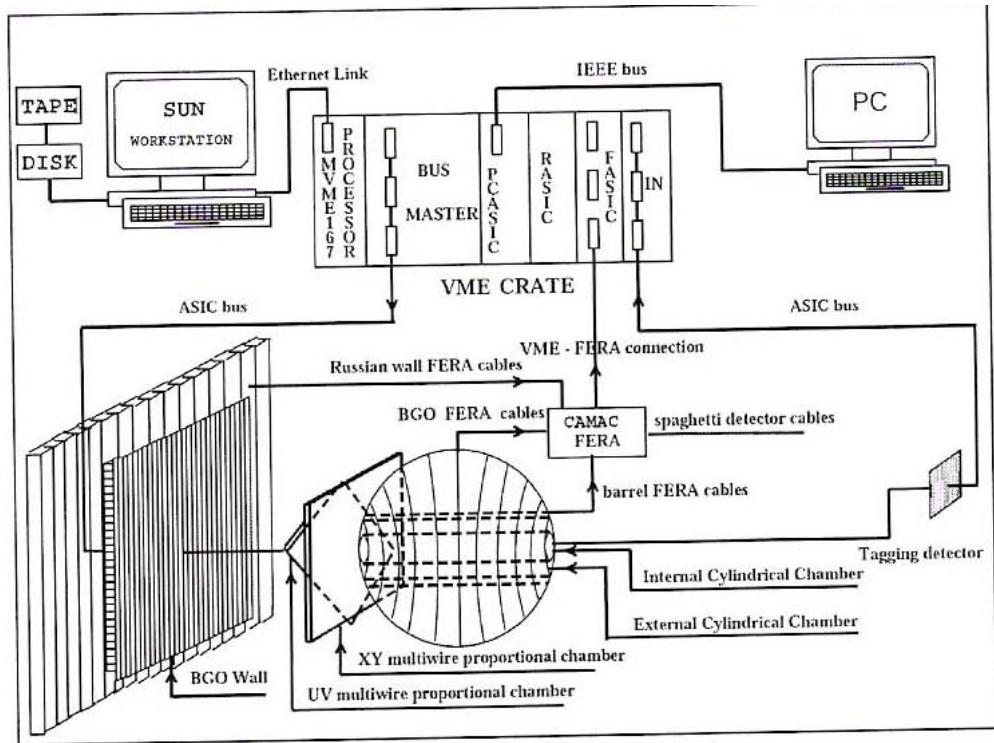


Рис. 8.2. Система сбора данных эксперимента GRAAL.

Управление оптической системой лазера осуществляется с персонального компьютера (PC), через модуль PCAS1C, связанного с PC по шине стандарта GPIB (IEEE bus). Управление всей установкой осуществляется с рабочей станции SUN, связанной с модулем MVME167 посредством ETHERNET соединения. Модуль MVME167 представляет собой одноплатный компьютер, который служит для управления модулями VME по запросам с компьютера SUN. При помощи программы AKIGRAAL, запускаемой с SUN, контролируется работа установки и организуется сбор данных и их запись на DLT ленту. Объем одной ленты DLT равен 10 Гб. Система сбора данных GRAAL может обработать событие с объемом ~ 3200 бит за время ~ 17.5 мксек без передачи по ETHERNET и записи на DLT ленту, что соответствует загрузке (потоку данных) $\text{tm} 23$ Мб/сек. Скорость ETHERNET составляет 600 Кб/сек, скорость записи на DLT ленту ~ 300 Кб/сек.

В эксперименте, поток данных и объём одного события зависят от настроек установки и интенсивности пучка 7-квантов и составляет в среднем 100 -г 150 Кб/сек и ~ 700 байт, соответственно.

Сигналом, указывающим системе сбора данных начать запись события, является так называемый триггер. Различают физический или жесткий триггер, соответствующий жестко заданным условиям отбора, и компьютерный или мягкий триггер, формируемым программным способом. Физический триггер в установке GRAAL формируется при выполнении следующих условий: BGO - калориметр срабатывает в совпадении с системой мечения. При этом для того, чтобы отрезать события, не соответствующие рождению мезонов, порог срабатывания BGO калориметра (минимальное суммарное энерговыделение) устанавливается на уровне 200 МэВ. Этот порог задается дискриминатором и не может меняться программным способом.

Число «мягких» триггеров зависит от конкретного алгоритма анализа. Например, для изучения фоторождения 3 заряженных частиц в конечном состоянии используется отбор событий, когда двойная стена пластиковых сцинтилляторов и «Barrel» срабатывают в совпадении с системой мечения. При этом, количество событий в двойной стене пластиковых сцинтилляторов должно быть более двух, а в детекторе «Barrel» - более одного.

Триггер монитора пучка формируется при совпадении сигнала от системы мечения с сигналом от детектора «Spaghetty» или тонкого монитора.

Дополнительная литература:

1. GRAAL homepage: <http://www.infn.it/levisand/graal/graal.html>

ГЛАВА 9.

Основные компьютерные программы, используемые для сбора, предварительной обработки и визуализации данных. Программы PAW и ROOT. Калибровки.

Организация программ анализа данных GRAAL представлена на рис.9.1. Наряду с программами для обработки и анализа экспериментальных данных, существует набор программ для моделирования эксперимента. Моделирование, в основном, необходимо для расчета эффективности регистрации и анализа той или иной исследуемой реакции, а также для оценки вклада фоновых событий. Программы анализа данных написаны на языке FORTRAN77, с использованием библиотек GERNlib 2.

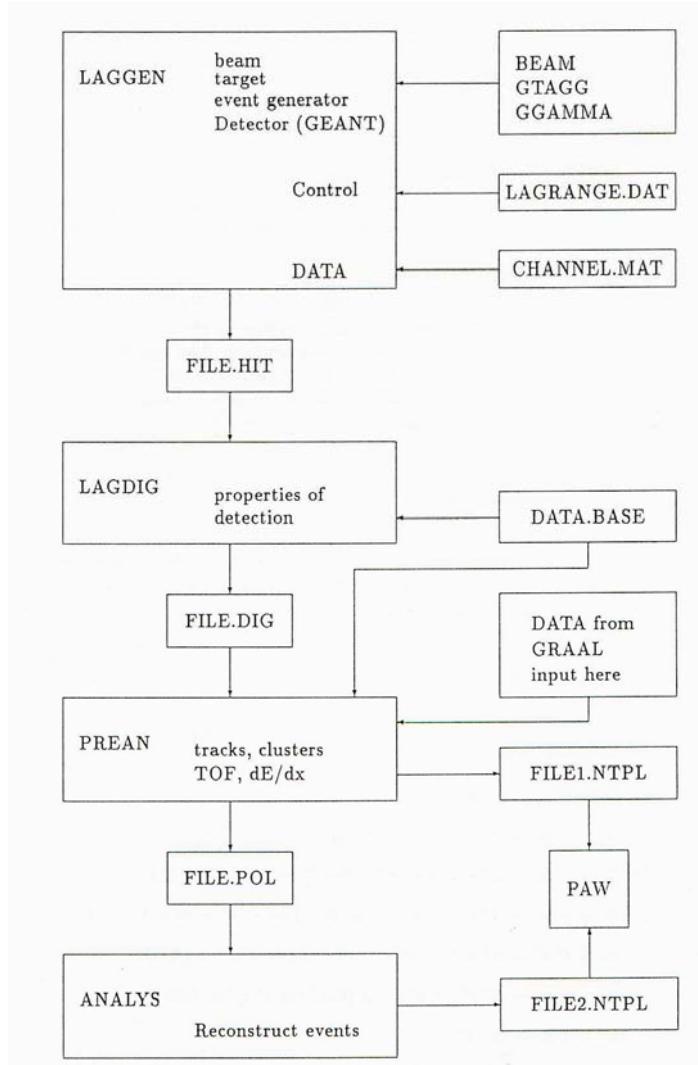


Рис.9.1.

*Схема программного обеспечения
для моделирования и обработки
данных эксперимента GRAAL
по исследованию фоторождения мезонов*

Экспериментальные данные записаны на DLT ленты в виде файлов в бинарном формате. Программа DECODE преобразует эти файлы в формат NTuple, для работы с которым используется библиотека HBOOK, входящая в набор библиотек CERNLIB. Файлы DATA.BASE содержат информацию о калибровках каждого из детекторов. Программа PREAN, используя информацию из DATA.BASE, выполняет предварительный анализ экспериментального файла поступающего от DECODE. Она переводит сигналы из каналов АЦП и

ВЦП в единицы измерения физических величин: МэВ, сек. На этом этапе так же происходит анализ структуры событий, как для каждого детектора в отдельности, так и для всей установки в целом. Так, например, отбираются события, в которых число сработавших пластиков в детекторе системы мечения равно единице. Затем анализируются кластеры стрипового детектора (группы одновременно сработавших соседних стрипов) и делается проверка геометрического совпадения координат пластика и координаты образования кластера. Затем вычисляются углы (θ и ϕ) прохождения частиц через MWPC. Делается анализ образовавшихся кластеров BGO-калориметра (группа одновременно сработавших соседних кристаллов). Выполняется анализ треков в детекторе LAGRANGE. Треком называется геометрически ассоциированная группа событий в детекторах центрального или переднего направлений.

Программа FLUX служит для вычисления количества гамма-квантов упавших на мишень за время измерений. Программы отбора событий служат для выделения событий, соответствующих той или иной изучаемой реакции (подробнее о критериях отбора событий см . в главе "Методы идентификации каналов фоторождения мезонов на нуклонах").

Программа LAGGEN (LAGrange GENerator) использует пакеты программ, описывающие гамма пучок, детектор системы мечения, элементы детектора LAGRANGE, а также базу данных "CHANNEL.MAT", в которой хранятся имеющиеся литературные данные по сечениям, угловым распределениям, асимметриям и другим уже известным характеристикам изучаемых процессов. Смоделированные файлы обрабатываются далее программой LAGDIG (LAGrange DIGital), которая приводит их к виду, похожему на результат эксперимента, то есть учитывает функции отклика детекторов. Поэтому на выходе LAGDIG'а может быть использована программа предварительного анализа PREAN (PREliminary Analysis) , которая используется и для анализа экспериментальных данных. При этом последние должны быть обработаны программой DECODE , которая декодирует сырье данные и приводит их к удобному цифровому виду в формате ntuple. Файлы на выходе программы PREAN могут быть далее представлены в графическом или ином виде с помощью программы PAW (Program Analysis Workstation). Такой набор программ для анализа и моделирования эксперимента является достаточно стандартным для любого ядерно – физического эксперимента.

Программа LAGGEN написана на основе библиотек GEANT3.21. Задачей этой программы является генерация различных каналов реакций и моделирование отклика детекторов при регистрации продуктов реакций. Программа GGAMMA, используя параметры пучка фотонов лазера и пучка электронов накопителя ESRF, моделирует спектр энергий налетающих фотонов. На основе этого спектра, а так же заданных сечений и угловых распределений реакций, LAGGEN моделирует кинематику реакций. Сечения и

угловые распределения продуктов реакций задаются в соответствии с известными экспериментальными данными, а так же различными теоретическими моделями. На основе описанной геометрии и характеристик детектора LAGRANGE программа LAGGEN моделирует его отклик при регистрации той или иной частицы.

Программа LAGDIG моделирует отклик электронной аппаратуры, то есть переводит физические величины, в сигнал АЦП и ВЦП. Результатом работы этой программы является файл, аналогичный тому, что может быть получен в ходе эксперимента после работы программы DECODE. Далее, алгоритмы анализа моделюемых и экспериментальных данных полностью совпадают.

HBOOK представляет собой набор процедур и функций FORTRAN для работы с 1D и 2D гистограммами, а также файлами формата Ntuple (Tuple (англ.) — группа взаимосвязанных элементов данных или записей.)

Концепцию файла Ntuple просто понять на следующем примере. Пусть требуется сохранить для последующего анализа N событий эксперимента. Пусть, так же, каждое из событий характеризуется M различными переменными (например, число сработавших кристаллов детектора, координаты каждого из сработавших кристаллов, амплитуда импульсов от каждого кристалла, время срабатывания и т.д.). Файл Ntuple можно представить, как $M \times N$ таблицу, в которой по столбцам расположены переменные, а по строкам номера событий. Организация подобной таблицы самостоятельно (например, в виде обычного ASCII файла) часто бывает затруднительна из-за большого числа переменных, а так же из-за наличия внутренней связи между переменными (например, координата кристалла зависит от его номера), процедуры обработки которых необходимо было бы также самостоятельно устанавливать для каждого конкретного случая. Таким образом, можно сказать, что Ntuple — это унифицированный формат записи статистических данных (аналогично формату базы данных).

Программы PAW (Physics Analysis Workstation) и ROOT — это интерактивные программы анализа данных и графического представления результатов, с возможностью автоматизации посредством скриптов. По сути, PAW является интерфейсом к набору библиотек CERNLib. Все, что можно сделать в PAW интерактивно, также можно реализовать в компилируемом программном коде, непосредственно используя ту или иную процедуру из библиотек CERNLib.

Интерфейс PAW реализован через собственный язык команд, посредством которого и происходит работа, заключающаяся, как правило, в написании различных скриптов на данном языке. Существует также графическая реализация интерфейса PAW, называемая PAW++, которая в некоторых случаях упрощает работу с PAW.

ROOT представляет более мощную по сравнению с PAW среду для анализа данных. Он не входит в CERNlib и является отдельным проектом, развивающимся в рамках CERN. В отличие от PAW, использующем библиотеки написанные на FORTRAN, ROOT работает с C++, что позволяет реализовать объектно ориентированный подход в работе с ROOT. В ROOT так же реализован свой отличный от Ntuple формат записи статистических данных, дающий гораздо больше возможностей при работе с данными.

Дополнительная литература:

2. *GRAAL homepage*: <http://www.infn.it/levisand/graal/graal.html>
3. *CERNLib*: <http://cernlib.web.cern.ch/cernlib>.
4. *Scientific Linux CERN* : <http://linux.web.cern.ch/linux/>.
5. *The ROOT system Home Page* : <http://root.cern.ch/>.

ГЛАВА 10.

Моделирование изучаемых процессов и его роль в получении экспериментальных данных. Программа GEANT и генератор событий. Метод Монте-Карло.

Чем больше накапливается знаний о природе изучаемых процессов, тем важнее становится роль моделирования в современных исследованиях. Любая экспериментальная установка строится и оптимизируется с учетом закладываемых в нее требований. Например, детектор должен обладать способностью разделения разных частиц по виду, по энергии, по углу и т.д. Поэтому его размеры, тип, количество элементов и др. можно определить заранее с высокой точностью, исходя из поставленной задачи.

Другая важная функция моделирования – использование накопленных знаний в процессе анализа новых экспериментальных данных. Например, для определения абсолютных значений сечений фоторождения мезонов или полных сечений фотопоглощения полезно использовать данные об угловой зависимости изучаемых процессов, которая влияет на общую эффективность регистрации изучаемого процесса.

Процесс моделирования в настоящее время достаточно унифицирован и базируется в основном на разработках большой группы физиков в ЦЕРНе [GEANT].

Но прежде чем перейти к описанию программ моделирования, используемых на примере установки GRAAL, рассмотрим основной метод, который называется Монте – Карло и на котором основаны эти программы.

Как известно, процессы в микромире, которые мы рассматриваем, носят случайный характер. Поэтому изучение этих процессов основано на теории вероятностей, которая позволяет разглядеть порядок там, где его как будто нет. Для начала нам потребуется генератор случайных чисел, который можно сделать разными способами. Например, последовательность чисел после запятой в трансцендентном числе $\pi = 3,14159265358\dots$ заполняет отрезок (0,1) ровным слоем. Случайные точки в многомерном пространстве: в прямоугольнике $(b - a) \cdot h : x = a + \gamma_1(b - a), y = \gamma_2 h$ и т.д. При моделировании траекторий частиц учитывают случайные элементы траектории: длину пробега, тип взаимодействия, угол рассеяния. Их вероятностные характеристики выражаются через коэффициенты (сечения) взаимодействия. С помощью генератора случайных чисел разыгрывается достаточно большое число ожидаемых событий и получается вполне определенный результат.

Рассмотрим математическое моделирование ядерно-физического эксперимента на примере разработанного в CERN'е пакета программ GEANT. Этот пакет свободно распространяется в Интернете на сайте CERN'a вместе с его детальным описанием. Остановимся поэтапно на общих принципах проведения модельного эксперимента. Зная их, каждый физик, владеющий программированием, может написать собственный пакет программ

для моделирования свободный, возможно, от тех ограничений, которые присутствуют в GEANT'е.

Все процедуры и функции (объекты), из которых состоит программа моделирования, можно разбить на пользовательские, которые пишет пользователь GEANT'а, и системные, составляющие пакет GEANT'а. В свою очередь, системные объекты делятся на вызываемые пользователем и скрытые от него.

На первом этапе необходимо задать формы объёмов, занимаемых всеми используемыми в эксперименте объектами (вакуумные камеры, магниты, детекторы, подставки и т. д.), а также всем пространством эксперимента. В рамках GEANT'а можно задать формы, представляющие собой стандартные геометрические тела: прямоугольный параллелепипед, призму, пирамиду, многогранник, цилиндр, конус, шар, эллипсоид и некоторые другие, в том числе полые, тела, части которых, возможно, отсечены одной или несколькими плоскостями. Случай, когда тело имеет настолько сложную форму, что для него нельзя подобрать форму из GEANT'а, весьма редки. Описание форм происходит посредством вызова из пользовательской программы процедуры GEANT'а, параметрами которой является идентификатор, определяющей тип формы, числа, определяющие размеры формы (например, для прямоугольного параллелепипеда это полудлина, полуширина и полувысота, для трубы – внутренний, внешний радиус и полудлина и т. д.) и уникальный номер описанной формы. Каждой форме соответствует своя декартовая прямоугольная система координат (например, для трубы начало координат находится в её центре, а ось z направлена вдоль её длины).

На втором этапе задаются вещества, которыми заполнены используемые в эксперименте объекты. Вещества бывают двух типов: простые, состоящие из атомов одного элемента, и сложные, состоящие из атомов нескольких элементов. Сначала описываются простые вещества, в том числе те, из атомов которых состоят сложные вещества. При этом в качестве параметров соответствующей процедуры GEANT'а задаются номер вещества, его название, атомный вес, атомное число, плотность, радиационная длина и длина поглощения. При описании сложных веществ задаются дополнительно число входящих в вещество элементов, удельный вес каждого из них по числу атомов или по массе, а также плотность вещества. Отметим, что первые два этапа могут быть пройдены в любом порядке.

На третьем этапе формы тел наполняются веществами и размещаются в пространстве. Также происходит задание внешних магнитных полей, если таковые есть. При этом сначала задаётся форма объёма, который занимает всё пространство эксперимента (назовём её исходной формой). Система координат, соответствующая этой форме, в дальнейшем будет системой координат эксперимента. Исходная форма заполняется веществом посредством указания номера этого вещества (как правило, это воздух или вакуум). При размещении

последующих форм объёмов экспериментальных тел пользователь указывает, относительно какой материнской формы (исходной или другой, ранее уже размещённой) задаются координаты размещаемой формы, указывается также номер размещаемой формы, смещения центра её координат по x, y и z относительно центра координат материнской формы, а также полярные и азимутальные углы всех трёх осей координат размещаемой формы относительно каждой из осей материнской формы. Задание шести чисел для описания поворота системы координат, разумеется, избыточно. Сделано оно для удобства пользователя. Если при задании углов будет нарушены условия ортогональности и взаимной ориентации осей, система исправит ошибку и предупредит об этом пользователя. Как и исходная форма, все размещаемые формы (используемые в эксперименте объекты) заполняются описанным ранее веществом и, возможно, внешним магнитным полем, для которого задаются интенсивность и тип расположения силовых линий в пространстве. В принципе, вектор внешнего магнитного поля в каждой точке пространства можно задать некоей функцией. Вещество, которым заполняется размещаемая форма, заменяет собой вещество материнской формы. Ограничением GEANT'а является то, что вещество внутри любой формы должно быть однородным. Одна и та же форма может быть размещена во многих местах, заполняться разными веществами и разными магнитными полями (использоваться для описания разных экспериментальных объектов одной и той же формы). Каждой размещённой форме (экспериментальному объекту) ставится в соответствие свой уникальный номер. После размещения объектов в экспериментальном пространстве вид этих объектов из любой точки пространства эксперимента может быть сохранён в файле или распечатан, при этом для каждого объекта можно задать свой цвет.

После того, как конфигурация экспериментального оборудования задана, начинается генерация событий. Число событий задаётся пользователем и ограничено лишь быстродействием ЭВМ и объёмом памяти, доступным для записи параметров каждого из событий. Рассмотрим, из чего состоит генерация каждого события.

Пользователь “вмешивается” в генерацию события три раза: один раз обязательно, в начале каждого события, и два раза не обязательно: после каждого шага события (о том, что такое шаг события, будет сказано ниже) и в конце каждого события. Любое событие начинается с вылета неких частиц (назовём их исходными частицами) из некой точки экспериментального пространства (первой точки). При инициализации каждого события GEANT вызывает пользовательскую программу инициализации события, имеющую определённое имя. Назовём её программой инициализации события. В ней пользователь путём вызова соответствующих процедур GEANT'а указывает, какие именно частицы вылетают, (каждая частица имеет в GEANT'е свой номер, и пользователь указывает этот номер). Он

указывает также координаты точки их вылета и все три компонента импульса каждой из частиц. И координаты точки вылета, и компоненты импульса для каждой исходной частицы каждого события могут задаваться как фиксированными, так и стохастическими, разыгранными в соответствии с заданной функцией распределения. На этом обязательное участие пользователя в генерации события заканчивается.

Рассмотрим, из чего состоит генерация события системными объектами пакета GEANT. Прежде всего, событие можно разделить на проводки каждой частицы, как исходной, так и вторичной, от точки её образования (для исходной частицы – первичной точки) до вылета из экспериментального объёма или до точки поглощения или распада частицы, или до того момента, когда энергия частицы станет ниже минимальной энергии для частиц данного типа, заданной пользователем. Проводка каждой частицы делится на шаги. Каждый шаг состоит из свободного пролёта частицы до взаимодействия частицы с одним из атомов вещества того объекта, в котором летит частица и самого взаимодействия (реакции) с этим атомом или до вылета из объекта. Шаг разыгрывается следующим образом. Сначала на основе известных сечений взаимодействия частицы с атомами вещества разыгрывается длина свободного пробега частицы и находится точка, в которой оказывается частица после свободного пробега. Если эта точка находится внутри того же экспериментального объекта, в котором разыгрывался свободный пробег, то вычисляется энергия, которую, возможно, потеряла частица во время свободного пробега (тек, например, электрон вследствие радиационных потерь). Далее, если вещество сложное, разыгрывается тип атома, на котором произошла реакция, потом на основе соотношения сечений возможных реакций разыгрываются тип реакции и, на основе дифференциального сечения реакции, энергии всех продуктов реакции и углы, под которыми они вылетают. Следует отметить, что дифференциальные сечения, заложенные в GEANT, не всегда соответствуют действительности с хорошей точностью. Пользователь может задать свои, более точные значения сечений и “обязать” GEANT использовать их при расчётах. Если эта точка находится вне экспериментального объекта, в котором разыгрывался свободный пробег, то вычисляются координаты точки вылета частицы из объекта, вычисляется энергия, которую, возможно, потеряла частица во время свободного пробега, и на точке выхода из объекта шаг завершается.

После каждого шага события GEANT вызывает пользовательскую программу, также имеющую определённое имя. Назовём её программой контроля шагов события. В ней пользователь получает доступ к типу произошедшей реакции, к энергии, которую потеряла частица на шаге, и ко всем параметрам как проводимой частицы, так и других объектов, участвующих в событии (физического тела, в котором движется частица, ядра атома, на котором произошла реакция, всех образовавшихся в результате реакции частиц). Отметим, что

среди системных переменных GEANT'а, к которым после каждого шага имеет доступ пользователь, есть переменная, которая указывает на то, что произошло в результате шага. Возможные варианты: частица осталась в рассматриваемом объекте, находится в точке выхода из него, находится в начальной точке своего существования, в точке входа в новый объект или в точке вылета из всего экспериментального пространства. Любые из этих параметров пользователь может записать для дальнейшего контроля и анализа, вычислять на основе их интересующие его величины (например, потери энергии в рабочем веществе сцинтилляционного детектора) или, если в этом нет необходимости, оставить программу контроля шагов события пустой.

Проведя одну частицу до конечной её точки, GEANT берёт следующую, потом следующую, и так до тех пор, пока все частицы, как исходные, так и вторичные, не будут проведены. В результате число шагов события может изменяться от одного (была задана одна исходная частица, и она вылетела из экспериментального пространства, не вступив ни в какие реакции) до нескольких сот тысяч. Недостатком GEANT'а является то, что по ходу эксперимента изменить параметры экспериментальных объектов (например, плотность вещества внутри них) невозможно.

После каждого сгенерированного события GEANT также вызывает пользовательскую программу. Назовём её программой контроля событий. В ней пользователь получает доступ ко всем сохранённым и вычисленным в процессе генерации события величинам. Как правило, пользователь записывает их в файл особого типа - *ntuple*. В эти файлы последовательно записываются заданные пользователем наборы величин для всех сгенерированных событий. Отметим, что файлы типа *ntuple* используются и для записи данных реальных экспериментов, тогда в них записываются величины, измеренные физическими приборами. Если пользователь хочет записывать данные моделирования в *ntuple*, он должен до начала генерации событий описать структуру файла, то есть те величины каждого события, которые он будет записывать в файл. Это делается посредством вызова системной процедуры GEANT. Для простой переменной указывается её имя и диапазон значений, который она может принимать. Для переменной-массива сначала указываются имена индексов массива (одного или нескольких) и границы их изменений, а потом имя самой переменной массива и границы её изменения. После каждого события пользователь может дать команду записи величин, соответствующих этому событию, в *ntuple*. Он может также записать эти величины в файл другого типа.

После генерации всех событий GEANT вызывает последнюю пользовательскую программу. В ней пользователь может сделать финальные вычисления и закрыть файлы, в которые записывалась информация со всех сгенерированных событий. После завершения математического моделирования, если данные моделирования записывались в файл типа

ntuple, пользователь посредством пакетов программ PAW или ROOT может построить одномерные или многомерные распределения любых величин, записанных в ntuple, при условии, что одна или несколько участвующих или не участвующих в распределениях величин лежат в определённых пределах.

Дополнительная литература:

1. CERNLib: <http://sernlib.web.cern.ch/cernlib>.
2. Scientific Linux CERN : <http://linux.web.cern.ch/linux/>.

ГЛАВА 11.

Основные источники фона в эксперименте и методы его подавления.

Источники фона можно разделить на две основные части. Во-первых, - это устройства, формирующие гамма – пучок. К ним относятся коллиматоры, система мечения, пучок электронов в накопителе. Они создают электромагнитный фон (ливни из электронов, позитронов и гамма-квантов). Во-вторых, источником фона может служить мишень, на которой проводятся измерения. Поскольку разные парциальные каналы часто приводят к образованию одних и тех же нейтральных или заряженных кластеров, то каждый из этих каналов создает определенный фон по отношению к другому каналу. Например, образование нейтральных мезонов является существенной помехой для регистрации комптоновского рассеяния и т.д. При этом для проведения корреляционных экспериментов важно обеспечить достаточно низкий уровень случайных совпадений по отношению к полезному выходу.

Рассмотрим характерные фоновые условия на примере уже упоминавшейся ранее установки GRAAL. Детектор этой установки, как было показано в шестой главе, состоит из двух основных частей: широкоапертурного калориметра BGO и времяпролетного спектрометра, охватывающего переднее направление вылета частиц.

Для оценки фоновых условий в BGO – калориметре сравним прежде всего выходы от мишени, заполненной жидким водородом и пустой мишени (см. рис.11.1). Файлы с данными от пустой и полной мишени не нормировались, а были выбраны из условия одинаковой дозы облучения (разность интегральных потоков облучения была менее 2%). Максимальная энергия для этих файлов составляла 1500 МэВ и данные интегрировались по всему спектру комптоновского пучка).

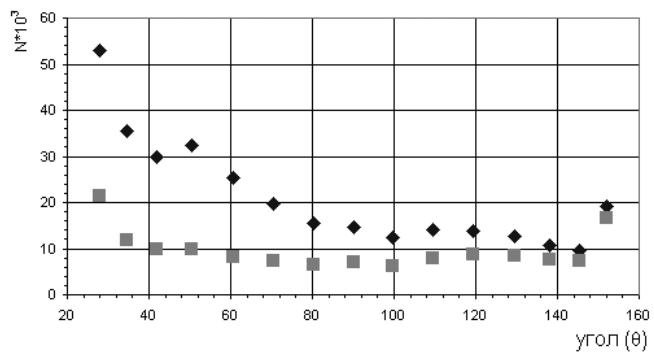


Рис.11.1

Угловое θ – распределение для событий в BGO с $MCLUS \leq 8$ для полной (ромбы) и пустой (квадраты) мишени.

Из приведенных данных видно, что моделирование хорошо описывает результаты эксперимента. В частности, виден пик при угле 50^0 , природа которого связана с угловыми распределениями доминирующих парциальных каналов фоторождения мезонов. В число этих каналов входят следующие реакции:

$$\eta p \rightarrow \pi^+ n , \pi^0 p , \pi^+ \pi^- p , \pi^+ \pi^0 n , \pi^0 \pi^0 p , \eta p \rightarrow 2\gamma p .$$

Как будет показано ниже, они практически полностью исчерпывают полное сечение фотопоглощения при энергии фотонов $E_\gamma \leq 1GeV$.

На рис.11.2 показана разность полных выходов из пустой и полной мишени в сравнении с результатами моделирования, выполненного с помощью программы GEANT.

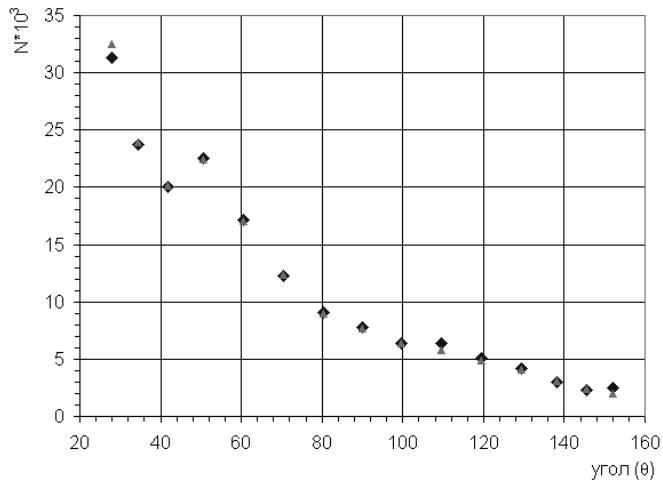


Рис.11.2

Полный выход адронов из водородной мишени, полученный с помощью моделирования по программе GEANT (треугольники) в сравнении с результатами эксперимента (ромбы). Экспериментальные данные получены вычитанием выходов от полной и пустой мишени.

Как отмечалось ранее, отклик детектора на любую зарегистрированную частицу выглядит как кластер, состоящий из откликов нескольких (может быть один) элементов детектора. Размер кластера (MCLUS) зависит от типа частицы. Для нейтронов он мал, потому что при рассеянии нейтрона в BGO активируется, как правило, один кристалл. Для гамма – квантов благодаря образованию лавины может активироваться до семи кристаллов одновременно.

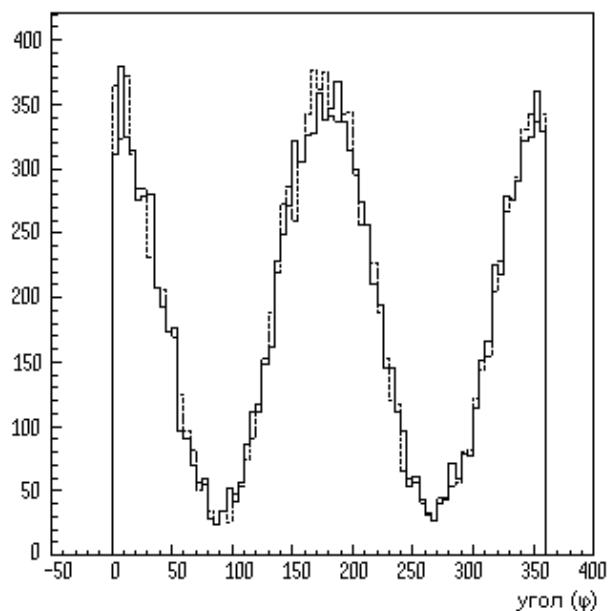
На рис.11.1, события с $MCLUS > 8$ вычтены из полного выхода. Здесь можно видеть гало на задней стороне детектора BGO. После вычитания фона от пустой мишени, который может достигать 30% по отношению к полному выходу, этот оставшийся вклад полностью исчезает. Очевидно, он связан с выходом адронов из стенок (окон) стакана мишени, куда заливается жидкий водород. Если включить в анализ событий отбор заряженных частиц, то этот вклад падает примерно до 5%. Для любых парциальных каналов, где отбор событий проводится с помощью кинематических ограничений, этот фон не превышает 1%. Возможно, небольшой вклад (порядка 1%) в выходе от пустой мишени связан с наличием в ней остаточного газа. Мишень считается «пустой» при повышении рабочей температуры, соответствующей переходу водорода из жидкого в газообразное состояние, на 10 градусов. Хорошее согласие между измеренным адронным выходом и результатом моделирования (рис.11.2) показывает, что вклад электромагнитного фона в полный выход от пустой мишени пренебрежимо мал. Значит, поскольку этот фон идет не от мишени, а от внешних источников,

его можно надежно вычитать для определения полного сечения фотопоглощения на веществе мишени, в данном случае, на водороде.

При обработке данных вводилось условие $MCLUS \leq 8$; и полный выход адронных событий измерялся с жестким триггером (порог BGO 160 МэВ) в совпадении с системой мечения фотонов по энергии. Больше никаких условий отбора событий при вычитании фона от пустой мишени не вводилось. События с большим MCLUS (больше 8-ми) обусловлены широким ливневым фоном от накопителя, который лежит в плоскости кольца (см.рис.11.3). Таким образом, размер кластера служил средством предварительной идентификации частиц и отделения фона.

Rис.11.3.

Угловые распределения по углу ϕ для событий в BGO с $MCLUS > 8$ для полной и пустой мишени (сплошные и пунктирные линии, соответственно).



Следует отметить, что фоновые условия на установке GRAAL имеют хорошую долговременную стабильность. Например, два файла, использованные в настоящем анализе, набирались с перерывом в 2 дня, и выходы при этом практически не менялись. Это обусловлено высоким качеством пучка электронов в накопителе ESRF (время жизни пучка в накопителе составляет более 40 часов) и стабильностью положения орбиты пучка относительно коллимационной системы.

Рассмотрим теперь фоновые условия в направлении «вперед», где установлены пластиковые сцинтилляционные стены для регистрации заряженных частиц и ливневый электромагнитный калориметр. На рис.11.4 показаны координатные распределения полного выхода для этих двух детекторов. Вблизи оси пучка виден фон от коллиматора, который в интеграле сравним с полезным выходом событий.

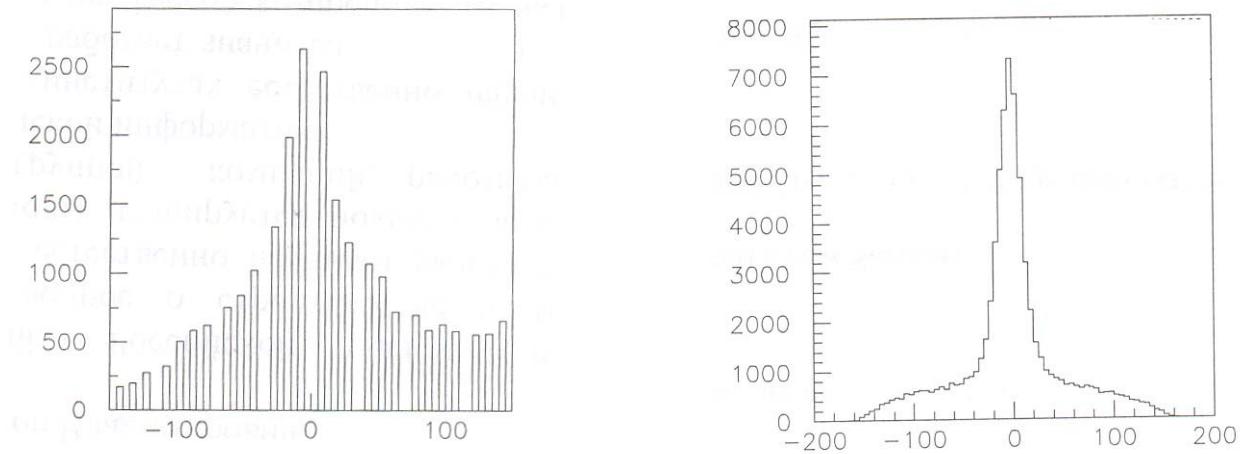


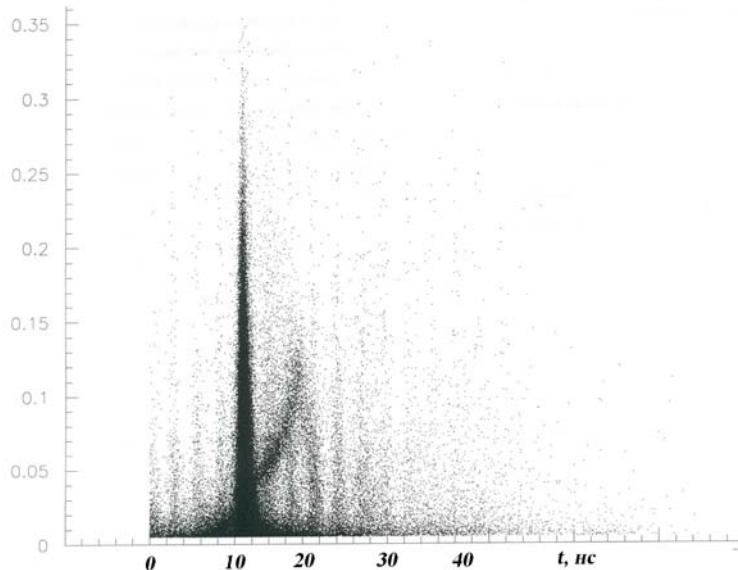
Рис. 11.4

Координатные распределения полного выхода для детекторов в направлении «вперед»: сцинтиляционной стены для регистрации заряженных частиц (слева) и ливневого электромагнитного калориметра (справа).

Для дискриминации фона в направлении «вперед» используется метод времени пролета. На рис.11.5 показаны распределения энергетических потерь (ΔE) от времени пролета в ливневом калориметре.

Рис.11.5

Распределения энергетических потерь (ΔE) от времени пролета (t) в ливневом калориметре.



На рис.11.5 можно выделить несколько характерных особенностей. Во-первых, виден мощный пик при времени пролета около 11 нс, который соответствует частицам, у которых скорость близка к скорости света (расстояние от мишени до стены составляет 3 м). В значительной степени этими частицами являются ливневые электроны и позитроны от коллиматора, то есть фон. В диапазоне времен пролета от 11 до 20 нс можно увидеть медленные протоны и нейтроны, у которых ионизационные потери уменьшаются с ростом энергии частиц. Наконец, хорошо видны пики от случайных совпадений, соответствующие различным банчам накопителя, которые следуют друг за другом с интервалом около 3 нс.

Число случайных совпадений зависит от полной интенсивности пучка, проинтегрированной по всему энергетическому спектру. При большой загрузке в каждом временном интервале (банче) может оказаться заметное количество двух, трех и более гамма-квантов. Их число определяется по формуле Пуассона:

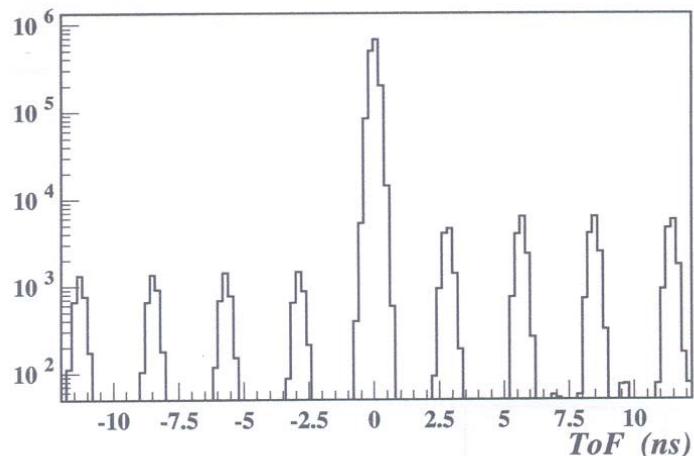
$$P(N) = \frac{N_0^N}{N!} \exp(-N_0) \quad (11.1)$$

Где N – множественность частиц в одном банче, N_0 – отношение интенсивности пучка к частоте прохождения электронов через секцию накопителя. На установке GRAAL частота повторения близка к 50 MHz при полном заполнении орбиты, а загрузка (интенсивность пучка) составляет при этом около 1 MHz. Таким образом, вероятность появления двойных фотонов в одном банче не превышает 0.1%, что находится в согласии с экспериментом.

В качестве примера на рис.11.6 показан временной спектр случайных и истинных совпадений установки GRAAL.

Рис.11.6

Вероятность случайных совпадений (слева от центрального пика) на установке GRAAL.



На установках с тормозным пучком эти показатели значительно хуже, хотя интенсивность там выше. Однако, следует учитывать, что форма тормозного спектра значительно мягче, чем комптоновского, поэтому полезные загрузки при высоких энергиях оказываются сравнимы.

Дополнительная литература:

1. N.Rudnev. “Total photoabsorption off the proton and deuteron at intermediate energies”, Proc.of EMIN-2003, publ.INR, (2003) Moscow.

ГЛАВА .12

Идентификация мезонов и нуклонов. Основные критерии отбора событий фоторождения мезонов на нуклоне. Инвариантная и недостающая масса.

Идентификация того или иного канала реакций фоторождения предполагает однозначное сопоставление событиям, зарегистрированным в детекторе, частиц конечного состояния. Вообще говоря, методы такого сопоставления для различных экспериментальных установок различны и учитывают специфику каждой установки. Ниже будут рассмотрены общие методы, использующие кинематическую связь между частицами реакции, что позволяет их идентифицировать среди событий, зарегистрированных детектором.

Вычисление инвариантной массы используется для идентификации частиц по продуктам их распада. Пусть в исследуемой реакции частица X распадается на N различных частиц X_i . При этом, каждая из частиц зарегистрирована детектором и для каждой из них измерены импульс и энергия. Из законов сохранения энергии и импульса, можно восстановить инвариантную массу (массу покоя) частицы X, зарегистрировав продукты её распада:

$$M_X = \sqrt{E_X^2 - p_X^2} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N E_{x_i}\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^N \vec{p}_{x_i}\right)^2}, \quad (12.1)$$

где E_X и p_X — энергия и импульс частицы X, а E_{x_i} и \vec{p}_{x_i} — регистрируемые в детекторе энергии и импульсы частиц.

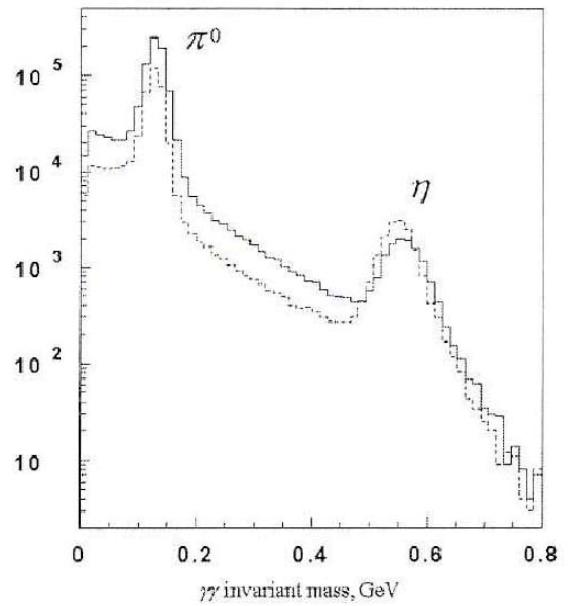
В качестве примера рассмотрим идентификацию событий, соответствующих регистрации π^0 и η -мезонов. Как известно, π^0 и η -мезоны нестабильны. Время жизни π^0 мезона составляет $\sim 10^{-16}$ сек., а η -мезона $\sim 10^{-18}$ сек. π^0 -мезон с вероятностью 99%, а η -мезон с вероятностью 39%, распадаются на 2 гамма-кванта, которые и регистрируются детектором. Для идентификации событий, в которых родился π^0 или η -мезон, можно восстановить их инвариантную массу M из зарегистрированных пар гамма-квантов:

$$M = \sqrt{(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2 - (\vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2})^2} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos\Phi_{\gamma_1\gamma_2})}, \quad (12.2)$$

где E_γ , \vec{p}_γ — энергии и импульсы гамма-квантов, измеренные в детекторе, Φ_γ — угол разлёта между парой гамма-квантов. На рис. 12.1 представлено распределение инвариантной массы для $\sim 10^7$ событий, рассчитанной по формуле 12.2. На данном распределении хорошо видны два максимума, соответствующие регистрации π^0 ($M = 135$ МэВ) и η -мезонов ($M = 547$ МэВ).

Рис. 12.1.

Инвариантная масса нейтральных Мезонов, восстановленная по двум Гамма - квантам, зарегистрированным в BGO-калориметре установки GRAAL. Сплошная линия и пунктирная линии соответствуют случаям, когда пара гамма-квантов зарегистрирована в совпадении с заряженной частицей в BGO-калориметре и двойной стене пластиковых сцинтилляторов, соответственно.



Вычисление недостающей массы используется для идентификации каналов реакций, когда одна или несколько частиц конечного состояния реакции не зарегистрированы. Пусть исследуется реакция $a + A \rightarrow b + B$, где частица b зарегистрированы детектором и для неё измерены энергия и импульс, а частица B не зарегистрирована. Зная энергию и импульсы частиц начального состояния (a и A) и используя законы сохранения энергии и импульса, можно вычислить массу частицы B :

$$M_B = \sqrt{E_B^2 - p_B^2} = \sqrt{(E_a + E_A - E_b)^2 - (\vec{p}_a + \vec{p}_A - \vec{p}_b)^2}, \quad (12.3)$$

Где E и p – энергия и импульс частиц.

В качестве примера рассмотрим идентификацию событий, соответствующих реакции $\gamma + p \rightarrow \pi^0 p$, в которых протон в конечном состоянии не зарегистрирован. События соответствующие регистрации π^0 -мезона отбираются аналогично тому, как показано в примере из предыдущего параграфа. Путь ось z совпадает с направлением импульса налетающих гамма-квантов, а импульс протона мишени равен , что соответствует экспериментальной ситуации в GRAAL. Подставив соответствующие

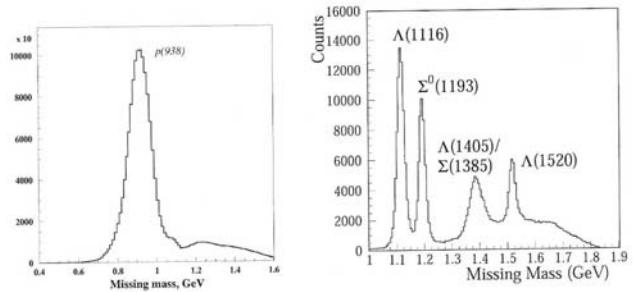
$$M = \sqrt{(E_\gamma + M_p - E_{\pi^0})^2 - (-p_{\pi^0}^x)^2 - (-p_{\pi^0}^y)^2 - (E_\gamma - p_{\pi^0}^z)^2}, \quad (12.4)$$

где $-E_\gamma$ — энергия налетающих гамма-квантов; M_p — масса протона; E_{π^0} — зарегистрированные энергия π^0 , p^x , p^y , p^z — компоненты импульса π^0 . На рис. 12.2(слева) представлено распределение недостающих масс, рассчитанное по формуле 12.4. На данном распределении в области $M = 938$

МэВ хорошо виден максимум, соответствующие реакции $\gamma + P \rightarrow \pi^0 + p$. Основная часть событий справа от максимума соответствует реакциям $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^+ n$, $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$. На рис. 12.2(справа) представлено распределение недостающих масс в реакции $\gamma p \rightarrow k^+ n$ которое получено в эксперименте LEPS.

Рис. 12.2.

*Недостающая масса в реакциях
 $\gamma p \rightarrow \pi^0 X$ (слева) и $\gamma p \rightarrow K^+ X$ (справа).
Из данных экспериментов
GRAAL и LEPS, соответственно.*



Для частицы X конечного состояния исследуемой реакции полезно одновременно измерить и рассчитать из кинематики ее энергию и импульс. Тогда для отбора событий можно использовать баланс энергии, то есть распределение:

$$\Delta E = E^{exp} - E^{calc}, \quad (12.5)$$

а балансом импульса – распределение величин:

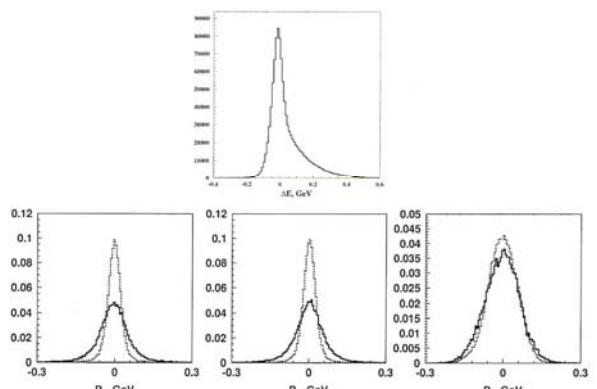
$$\Delta p_x = p_x^{exp} - p_x^{calc}, \quad \Delta p_y = p_y^{exp} - p_y^{calc}, \quad \Delta p_z = p_z^{exp} - p_z^{calc}. \quad (12.6)$$

Здесь величины, обозначенные “exp”, соответствуют измерению в детекторе, а “calc” – расчетам из законов сохранения энергии и импульса.

В качестве примера снова рассмотрим реакцию $\gamma + P \rightarrow \pi^0 + p$, регистрируемую установкой GRAAL. События, соответствующие регистрации π^0 -мезона отбираются аналогично тому, как показано в примере из параграфа 12.1. Ось z совпадает с направлением импульса налетающих гамма-квантов, а импульс протона мишени равен нулю.

Рис. 12.3.

*Вверху: Баланс энергии протона отдачи
для реакции $\gamma + P \rightarrow \pi^0 + p$, когда протон
регистрируется в BGO-калориметре.
Внизу: Баланс импульса протона отдачи
для реакций $\gamma + P \rightarrow \pi^0 + p$ (пунктирная линия)
и $\gamma + d \rightarrow \pi^0 + p$, (сплошная линия).
Для компонент Δp_x и Δp_y заметно
широкение за счёт ферми-импульса.*



Пусть протон отдачи регистрируется в BGO-калориметре установки GRAAL, который позволяет измерять энергию протонов до 300 МэВ. С другой стороны энергию протона отдачи можно вычислить из кинематики, если известна энергия налетающих гамма-квантов и, например, импульс π^0 -мезона, который равен сумме импульсов зарегистрированных гамма-квантов (см. формулу 12.1). На рис. 12.3 показаны типичные распределения из данных GRAAL для баланса энергии и импульса протона отдачи из реакции $\gamma + P \rightarrow \pi^0 + p$. События вокруг области $\Delta E = 0$ и $\Delta p = 0$ соответствуют отбираемой реакции. В распределении ΔE видна асимметрия, которая, в основном, обусловлена тем, что при энергии протона больше 300 МэВ, измеренная в BGO-калориметре энергия протона оказывается меньше реальной.

Понятие баланса углов определяется аналогично балансу энергий и импульсов. Балансом угла θ для частицы X называются распределения величин:

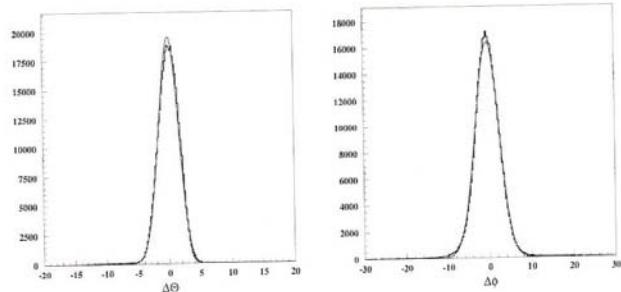
$$\Delta\theta = \theta^{exp} - \theta^{calc}, \quad (12.7)$$

а угла ϕ :

$$\Delta\phi = \phi^{exp} - \phi^{calc}, \quad (12.8)$$

На рис. 12.4 показаны типичные распределения для баланса углов протона отдачи из реакции $\gamma + P \rightarrow \pi^0 + p$.

*Рис. 12.4.
Баланс углов для протона отдачи
из реакции $\gamma + P \rightarrow \pi^0 + p$,
зарегистрированной детекторами
переднего направления установки GRAAL.*



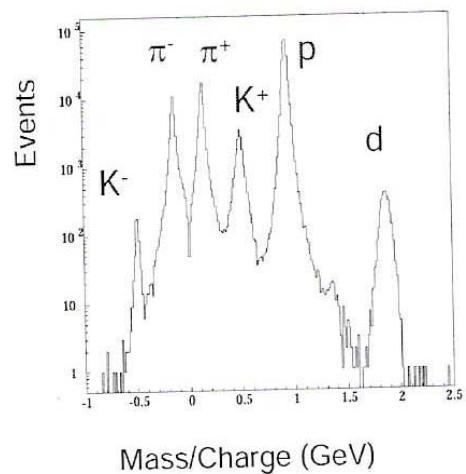
Метод времени пролета также используется для идентификации частиц. Измеряя время пролёта Т частицей некоторого базового расстояния L, можно определить её энергию E или импульс p. В этом случае, пользуясь связью массы, скорости и энергии частицы

$$E = \gamma M, \vec{p} = \beta \gamma M, \text{ где } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \beta = \frac{L}{T}$$

легко получить спектр масс, соответствующих тому или иному зарегистрированному событию. На рис. 12.5 показан спектр масс, полученный данным методом в эксперименте LEPS [5].

Рис. 12.5.

Спектр масс, полученный из измеренных времени пролёта и импульса частиц в эксперименте LEPS [5].



Дополнительная литература :

[1] GRAAL homepage: <http://www.lnf.infn.it/levisand/graal/graal.html>.

[2] CERNLib: <http://cernlib.web.cern.ch/cemlib/>.

[3] Scientific Linux CERN: <http://lmux.web.cern.cn/linux/>.

[4] The ROOT System Home Page: <http://root.cern.ch/>.

[5] LEPS homepage: <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/npl-b/>.

ГЛАВА 13.

Алгоритмы определения сечений и асимметрии реакций фоторождения нейтральных и заряженных пиона на свободном протоне.

Дифференциальное сечение, наблюдаемое в эксперименте, для каждого из диапазонов энергий и углов определяется следующим выражением:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta, \varphi) \simeq \frac{\Delta\sigma}{\Delta\Omega}(E_\gamma, \theta, \varphi) = \frac{1}{\varepsilon(E_\gamma, \theta, \varphi)} \cdot \frac{\Delta N(E_\gamma, \theta, \varphi)}{\Delta\Omega \cdot n_t \cdot \Delta F(E_\gamma)}. \quad (13.1)$$

Здесь $\Delta N(E_\gamma, \theta, \varphi)$ - количество отобранных событий, которые соответствуют изучаемой реакции; $\varepsilon(E_\gamma, \theta, \varphi)$ – эффективность регистрации изучаемой реакции, которая определяется произведением геометрической эффективности (геометрического акцептанса), эффективности регистрации частиц с учетом функции отклика детектора, эффективности предварительного анализа (анализ событий в каждом детекторе, восстановление треков частиц и т.д.), а так же эффективности отбора событий, соответствующих изучаемой реакции; $\Delta F(E_\gamma)$ — количество гамма-квантов из диапазона ΔE_γ , упавших на мишень за время измерений; n_t — число ядер мишени на единицу площади.

Полное сечение, которое есть интеграл от дифференциального сечения, в эксперименте вычисляется для каждого из диапазонов ΔE_γ , как следующая сумма:

$$\sigma_{tot}(E_\gamma) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \sum_i \Delta\sigma_i(E_\gamma, \theta, \varphi) \quad (13.2)$$

Где i – номер диапазона, $\Delta\sigma_i$ – сечение, проинтегрированное по диапазону $\Delta\Omega_i$.

Полные сечения фотопоглощения на протоне при промежуточных энергиях измерялись разными методами, обычно с использованием пучков тормозных меченых фотонов. Такие пучки имеют «низкоэнергетический хвост», который производит значительный электромагнитный фон. Для уменьшения этого фона использовались Черенковские счетчики, производилась идентификация заряженных частиц. На установке GRAAL измерения проводились на гамма - пучке, полученном методом обратного Комptonовского рассеяния

лазерных фотонов на электронах накопителя ESRF. Такой пучок имеет корреляцию «угол – энергия», поэтому фон был значительно снижен посредством коллимации.

Для измерения полных сечений эффективность регистрации продуктов реакции, особенно нейтронов, в используемом детекторе «BGO-кристалл-болл». Особенностью этого детектора является большой телесный угол, близкий к 4π . Для улучшения точности и уменьшения систематических ошибок в эксперименте GRAAL использовались два разных метода: во-первых, метод прямого вычитания фона от пустой мишени и во-вторых, метод суммирования парциальных реакций, что стало возможным благодаря высокому качеству пучка.

13.1. Метод вычитания

Метод вычитания, как показано выше, основан на прямом вычитании фона. Этот фон идет из оболочки мишени, от ускорителя, коллиматора и т.д., но не от жидкого водорода, заполняющего мишень. Поэтому, он может быть измерен и вычен в эксперименте с пустой мишенью. Полный адронный выход можно представить в виде:

$$Y(E_\gamma) = N_p \cdot N_\gamma \cdot \sigma_{tot}(E_\gamma) \cdot \Omega(E_\gamma). \quad (13.1)$$

Где N_p - число протонов в мишени (жидкий водород толщиной 6 см соответствует $2,568 \cdot 10^{23}$ протонов / см^2) ; N_γ - поток гамма – квантов, прошедших через мишень, $\sigma_{tot}(E_\gamma)$ - полное сечение фотопоглощения; $\Omega(E_\gamma)$ - эффективность регистрации, которая оценивается посредством моделирования.

Полное число адронных событий, набранных в течение одного дня ($\approx 2 \cdot 10^7$), было достаточным для получения статистической точности $\leq 2\%$ в каждом энергетическом интервале шириной 16 МэВ (разрешение системы мечения). Эффективность системы мечения была одинаковой при наборе данных и измерении потока гамма - квантов, поскольку это производилось одновременно. Поток измерялся одновременно двумя мониторами пучка: детектором полного поглощения («спагетти») и относительным пластиковым счетчиком.

Эффективность регистрации адронных событий $\Omega(E_\gamma)$ определялась с помощью моделирования по методу Монте-Карло с использованием программы GEANT. Результаты моделирования приведены в таблице 13.1 для двух различных порогов триггера BGO (полное энерговыделение 100 и 160 МэВ). Видно, что эта эффективность слабо зависит от порога и от энергии фотонов в рассматриваемой области. Ее величина близка к 90% благодаря большому

телесному углу детектора. Величину систематической ошибки, связанной с оценкой эффективности, мы оцениваем на уровне не более 2%. В частности, это выполнялось путем сравнения результатов, полученных при разных длинных волнах используемых лазеров в перекрывающихся диапазонах энергий. Полные ошибки измерений приведены ниже после сравнения с результатами, полученными независимо методом суммирования парциальных реакций.

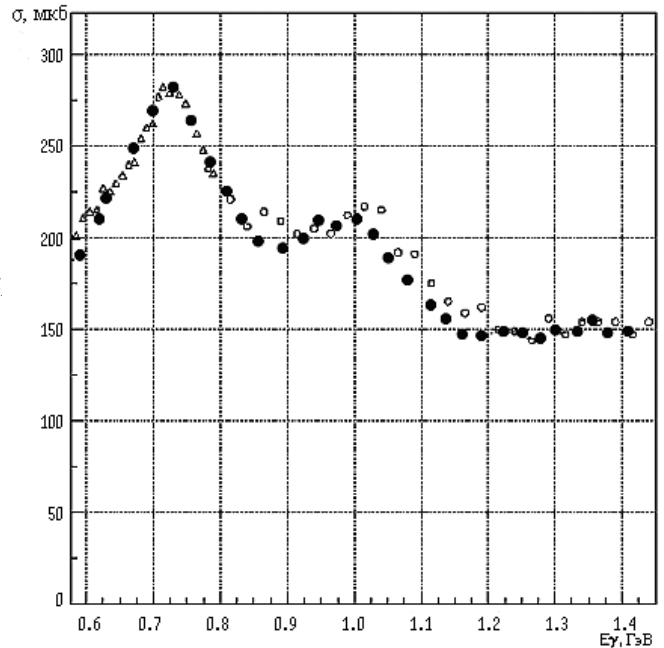
E_γ , ГэВ	0.55	0.65	0.75	0.85	1.05	1.15	1.25	1.35	1.45
$\Omega(E_\gamma \geq 100\text{МэВ})$	0.86	0.8	0.90	0.89	0.88	0.90	0.90	0.90	0.90
$\Omega(E_\gamma \geq 160\text{МэВ})$	0.84	0.86	0.87	0.86	0.87	0.86	0.97	0.87	0.97

Таблица 13.1.

Моделированные глобальные эффективности BGO для двух порогов (100 и 160 МэВ) как функция E_γ .

Рис.13.1.

Полные сечения фотопоглощения на свободном протоне, полученные методом вычитания. Полные кружки, треугольники и открытые кружки соответствуют результатам работы GRAAL, Майнца и Армстронга, соответственно.



Результаты измерений, полученные методом вычитания, представлены на рис.13.1. Статистические ошибки не превосходят размеров точки. Видно, что ниже 800 МэВ данные разных экспериментов находятся в хорошем согласии между собой. При энергии выше 800 МэВ данные GRAAL незначительно, но систематически лежат ниже, чем данные Армстронга. Более подробное описание этих данных можно найти в дополнительной литературе.

13.2. Суммирование парциальных сечений

Выход парциальной реакции, интегрированный по всему телесному углу, можно представить в виде:

$$Y_{part}(E_\gamma) = N_p \cdot N_\gamma(E_\lambda) \cdot \sigma_{part}(E_\gamma) \cdot \Omega(E_\gamma), \quad (13.2)$$

Где $\sigma_{part}(E_\gamma)$ - сечение парциальной реакции, остальные параметры такие же, как в формуле (13.1), приведенной выше.

Выход для двухчастичных парциальных реакций определялся с помощью кинематического отбора в соответствии с законами сохранения энергии и импульса. Алгоритмы такого отбора для реакций ($\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, $\gamma p \rightarrow \eta p$, и др.) были описаны в предыдущей главе. Для оценки эффективности $\Omega(E_\gamma)$ использовались известные из литературы угловые распределения для этих реакций. Для трехчастичных реакций фоторождения мезонов типа $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$ данные по угловым распределениям считались изотропными. Расчеты эффективности проводились с использованием полного программного обеспечения установки GRAAL, а именно PREAN, LAGGEN, LAGDIG. Эти программы позволяют моделировать процессы с учетом кинематики и аппаратурной функции отклика детектора.

$E_\gamma, \Gamma\mathcal{B}$	$\pi^+ n$	$\pi^0 p$	$\pi^+ \pi^- p$	$\pi^+ \pi^0 n$	$\pi^0 \pi^0 p$	$\eta p \rightarrow 2\gamma p$
0.55	0.122(0.68)	0.441(0.72)	0.133(0.33)	0.031(0.29)	0.10(0.24)	
0.65	0.131(0.64)	0.419(0.71)	0.158(0.34)	0.037(0.29)	0.10(0.24)	
0.75	0.121(0.59)	0.352(0.64)	0.162(0.34)	0.038(0.29)	0.10(0.23)	0.008(0.00)
0.85	0.113(0.55)	0.253(0.56)	0.167(0.33)	0.034(0.28)	0.10(0.23)	0.038(0.10)
0.95	0.106(0.54)	0.191(0.52)	0.154(0.31)	0.031(0.26)	0.10(0.22)	0.060(0.14)
1.05	0.100(0.49)	0.131(0.50)	0.151(0.29)	0.027(0.25)	0.10(0.22)	0.058(0.14)
1.15	0.090(0.44)	0.090(0.46)	0.160(0.28)	0.022(0.23)	0.09(0.21)	0.058(0.14)
1.25	0.081(0.41)	0.062(0.41)	0.167(0.26)	0.019(0.21)	0.09(0.21)	0.051(0.13)
1.35	0.072(0.40)	0.049(0.38)	0.169(0.24)	0.017(0.19)	0.10(0.20)	0.044(0.12)
1.45	0.064(0.38)	0.041(0.36)	0.171(0.22)	0.016(0.17)	0.09(0.18)	0.034(0.11)

Таблица 13.2.

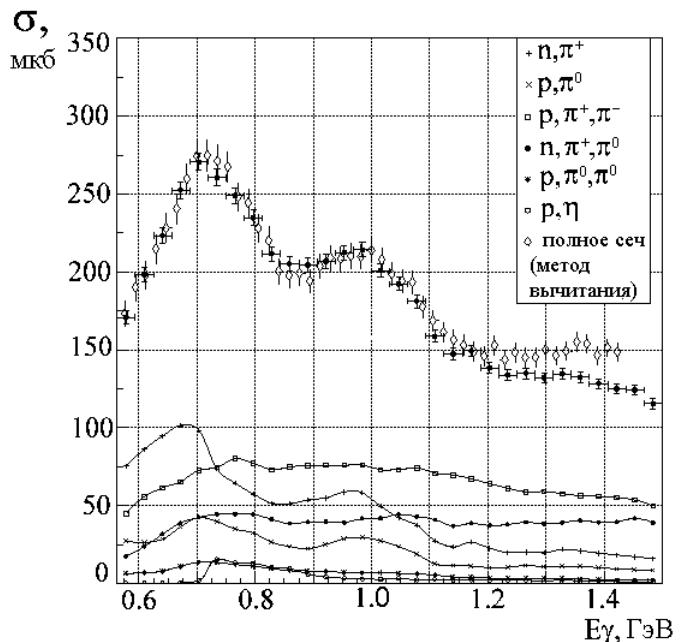
Моделированные эффективности регистрации парциальных каналов (в скобках отдельно указаны кинематические эффективности).

Результаты модельных расчетов для доминирующих парциальных каналов представлены в таблице 13.2. Порог для сигнала с каждого кристалла BGO устанавливался равным 10 МэВ, что соответствовало условиям эксперимента. Порог в триггере BGO был задан на уровне 160 МэВ.

Следует отметить, что результаты моделирования зависят от многих факторов, поэтому очень важно точное соответствие условий моделирования и эксперимента. Алгоритм идентификации парциальной реакции может включать в себя дополнительные специфические условия. Например, для фоторождения нейтральных пионов следует учитывать наложения нейтральных кластеров, поскольку их регистрация производится через распад на два гамма – кванта. В случае парциальной реакции с рождением положительных мезонов, следует учитывать появление вторичных нейтральных кластеров от рассеянного в BGO нейтрона отдачи. Корректный анализ этих деталей позволил минимизировать систематические ошибки на уровне 5%. Эти оценки подтверждаются сравнением результатов, полученных для перекрывающихся энергетических диапазонов с использованием разных длин волн аргонового лазера.

Результаты измерений, полученные методом суммирования парциальных реакций, показаны на рис. 13.2. Как видно, данные полученные двумя разными методами, отличаются не более, чем на 5% при энергии гамма – квантов $E_{\gamma} \leq 1.1 \text{ GeV}$. Выше этой энергии данные расходятся, потому что при высокой энергии начинают сказываться более сложные и более множественные реакции, которые не учитывались в этой работе. Таким образом, полученные результаты показывают возможность измерения парциальных и полных сечений на установке GRAAL с высокой точностью.

*Рис.13.2.
Парциальные сечения
фотопоглощения на протоне
и их сумма (сплошные кружки);
ромбы соответствуют
данным, полученным методом
вычитания фона.*

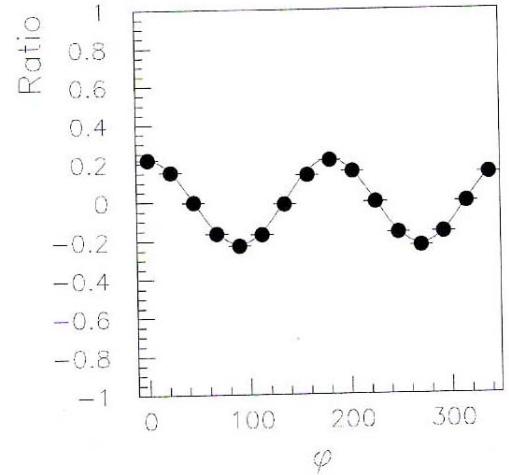


Использование поляризованного пучка гамма-квантов даёт дополнительную информацию о процессах фоторождения мезонов, в частности, так называемую пучковую асимметрию

Рис. 13. 3.

Отношение нормированных на поток выходов реакции в зависимости от азимутального угла ϕ для фиксированной области ΔE_γ и $\Delta\theta$:

$$\frac{\Delta N_\perp(\phi)/\Delta F_\perp - \Delta N_\parallel(\phi)/\Delta F_\parallel}{\Delta N_\perp(\phi)/\Delta F_\perp + \Delta N_\parallel(\phi)/\Delta F_\parallel}$$



С учетом поляризации дифференциальное сечение определяется выражением:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(1 + P(E_\gamma)\Sigma(E_\gamma, \theta)\cos 2(\varphi - \varphi_\gamma)), \quad (13.3)$$

где $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ - дифференциальное сечение фоторождения мезонов неполяризованным гамма-квантлом, $P(E_\gamma)$ – степень поляризации гамма-квантов, ϕ - азимутальный угол вылета мезона, φ_γ - направление поляризации гамма-кванта. Подставив выражение (13.1) для экспериментального расчёта дифференциального сечения в формулу 13.3 получим:

$$\frac{\Delta N_\perp(\phi)/\Delta F_\perp - \Delta N_\parallel(\phi)/\Delta F_\parallel}{\Delta N_\perp(\phi)/\Delta F_\perp + \Delta N_\parallel(\phi)/\Delta F_\parallel} = P\Sigma \cos 2\phi, \quad (13.4)$$

где N_\parallel и N_\perp — количество отобранных событий, которые соответствуют изучаемой реакции при параллельной и перпендикулярной поляризации падающего гамма-квантов, F – соответствующие им потоки гамма-квантов. Учитывая, что степень поляризации гамма-квантов P известна, величина асимметрии $\Sigma(E_\gamma)$ для каждого из диапазонов ΔE_γ и ΔE_γ определяется из наилучшей аппроксимации распределения. На рисунке 13.3 представлено

тическое экспериментальное распределение для выражения 13.5 и результат его аппроксимации функцией $P \Sigma \cos 2\phi$.

Дополнительная литература:

[1] *GRAAL homepage*: <http://www.lnf.infn.it/levisand/graal/graal.html>.

[2] *CERNLib*: <http://cernlib.web.cern.ch/cemlib/>.

[3] *Scientific Linux CERN*: <http://lmux.web.cern.cn/linux/>.

[4] *The ROOT System Home Page*: <http://root.cern.ch/>.

[5] *LEPS homepage*: <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/npl-b/>.

ГЛАВА 14.

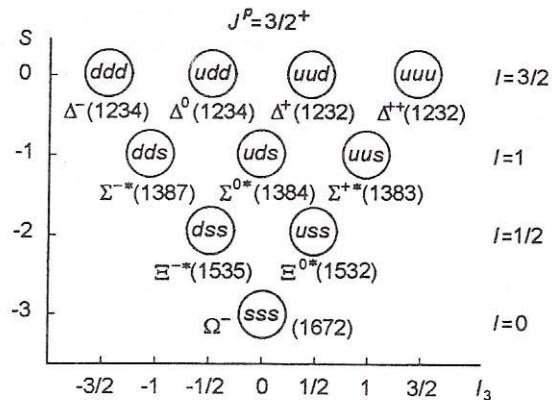
Общие отличия процессов фоторождения мезонов на свободных и внутриядерных нуклонах. Δ –изобара в ядрах.

Несмотря на то, что в ядре нуклоны связаны ядерными силами, которые реализуются через обмен пионами, различие между свободными и связанными в ядре нуклонами очень незначительно. Такой вывод можно сделать, в частности, на основе экспериментальных данных по полным сечениям фотопоглощения, которые в первом приближении (с точностью до нескольких процентов) пропорциональны числу нуклонов в ядре. Экспериментаторы долго пытались обнаружить присутствие пионов в ядрах. Но, несмотря на высокое пространственное разрешение, которое дает, например, метод рассеяния электронов, пионы в ядрах обнаружены не были, и достоверных данных об изменении размеров нуклонов в ядре (пионная шуба) также получено не было. Вопрос о прохождении возбужденных нуклонов и мезонов через ядерную среду тоже до сих пор мало исследован. Вообще, к настоящему времени большая часть полученной информации о фотоядерных реакциях в области нуклонных резонансов, в основном, относится только к протону и, в меньшей степени, к дейtronу. Проблема изучения фоторождения мезонов на ядрах – это вопрос ближайшего будущего. При этом основные задачи в этой области уже практически определились. Основная доля исследований, относящихся к ядрам, приходится сейчас на дельта – изобару как самое низкое по энергии возбужденное состояние нуклона.

Возбужденные состояния нуклона отличаются от основного состояния квантовыми числами, которые определяются суперпозицией夸克ов. Для протона, состоящего из uud –夸克ов и нейтрана (udd) $J^P = \frac{1}{2}^+$, где $\frac{1}{2}$ – полный момент (спин), (+) – четность. При этом спины двух夸克ов антипараллельны по отношению к спину третьего夸克а. Самым низким по энергии возбуждения оказывается состояние с $J^P = \frac{3}{2}^+$ (Δ –изобара), которая отличается от основного состояния тем, что все спины夸克ов направлены в одну сторону. На рис.14.1, который показывает декуплет барионов с $J^P = \frac{3}{2}^+$, видно, что дельта изобара может иметь разный электрический заряд (-, 0, +, ++), который также определяется суперпозицией зарядов夸克ов.

Рис.14.1

Декуплет барионов с $J^P = \frac{3}{2}^+$.
 S – странность,
 I – изоспин,
В скобках указана энергия состояния.

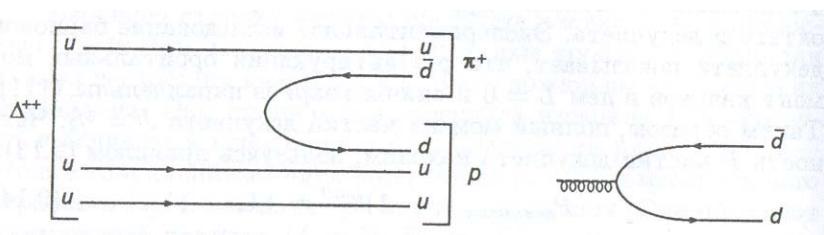


Δ -резонанс распадается на нуклон и пион. Согласно законам сохранения заряда Δ^{++} -резонанс распадается единственным способом: $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + p$. Для распада Δ^0 -резонанса существует две возможности: $\Delta^0 \rightarrow \pi^0 + n$, $\Delta^0 \rightarrow \pi^- + p$ и т.д.

Кварковая диаграмма распада Δ^{++} показана на рис.14.2.

Рис.14.2

Кварковая диаграмма распада Δ^{++}

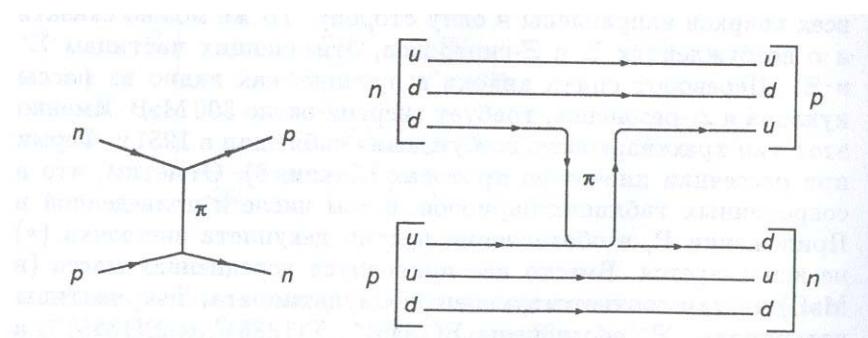


«Вилка» в правой части диаграммы возникла в результате рождения пары $\bar{d}d$ глюоном. Этот глюон был испущен одним из трех u -кварков Δ^{++} -резонанса. Однако, как уже отмечалось выше, глюоны на диаграммах сильного взаимодействия обычно не рисуются (они лишь подразумеваются).

На кварковом уровне можно изобразить диаграмму межнуклонного взаимодействия (см.рис.14.3).

Рис.14.3

Диаграмма межнуклонного взаимодействия



Эта диаграмма приведена здесь для того, чтобы отметить важную деталь, связанную с исследованием возбужденных состояний свободных, а особенно внутриядерных нуклонов. Очевидно, что нуклоны можно возбуждать разными способами, используя разные пробы: фотоны, электроны, пионы, протоны и т.д. Однако, только фотоны позволяют наиболее неинвазивным способом (используя медицинскую терминологию) исследовать внутреннюю структуру ядер. В области нуклонных резонансов фотоны с длиной волны, сравнимой с размером нуклона, свободно проникают в ядро. При этом передаваемый импульс минимален и вся энергия переходит на возбуждение нуклона. Поэтому все особенности наблюдаемых сечений, или других характеристик процесса, будут связаны именно со структурой объекта, так как фотон можно считать бесструктурной частицей.

Очевидно также на основании приведенных выше диаграмм, что для исследования природы возбужденных состояний очень важно изучать спиновые зависимости соответствующих процессов. Для этого нужны поляризованные фотоны (измерение пучковой асимметрии Σ) и желательно иметь поляризованную мишень для измерения других поляризационных наблюдаемых.

Среди других проб, наиболее подходящим инструментом для решения этой задачи являются пучки пионов (π^+ и π^-), которые также как и фотоны наиболее простым способом (см.диаграммы) могут возбуждать нуклон, при этом их сечение взаимодействия примерно в 137 раз больше, чем фотонное, что является, с одной стороны, положительным фактором. Однако, благодаря этому, пионы эффективно поглощаются на поверхности ядра и, следовательно, изучать можно только поверхностные эффекты. Таким образом, можно сказать, что реакции с пионами и фотонами эффективно дополняют друг друга. Более тяжелые частицы, например протоны, тоже могут возбуждать дельта изобару и другие возбужденные состояния нуклонов в ядрах, но интерпретация получаемых результатов при этом очень усложняется.

Рассмотрим теперь некоторые экспериментальные данные по возбуждению дельта изобары в ядрах. На рис.14.4 показаны полные сечения взаимодействия пионов и фотонов с ядрами ^{12}C , у которых число протонов равно числу нейтронов. В области дельта резонанса и выше заметного различия между положительными и отрицательными пионами не наблюдается, поэтому сечения для всех реакций приведены на одном рисунке.

Puc.14.4

Полные сечения поглощения пионов (вверху) и фотонов (внизу) в области нуклонных резонансов на ядре ^{12}C .

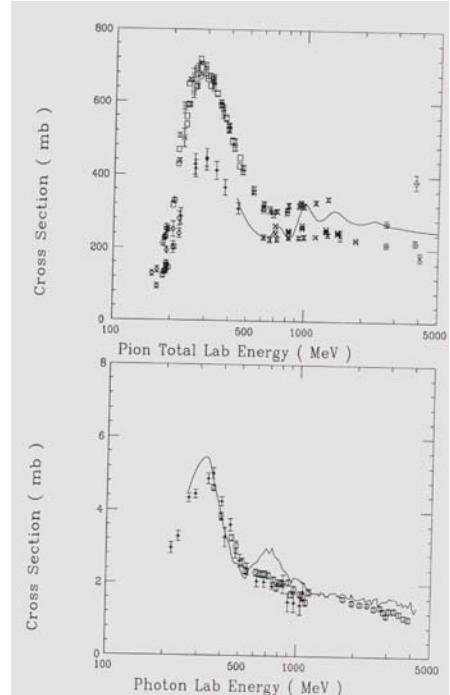
Для пионов:

Точки – эксперимент (для π^+ и π^- мезонов вместе);

Кривая – расчет по эйкональной модели на основе (πN) полного сечения.

Для фотонов:

Кривая – сечение фотопоглощения на дейтроне, умноженное на 6.

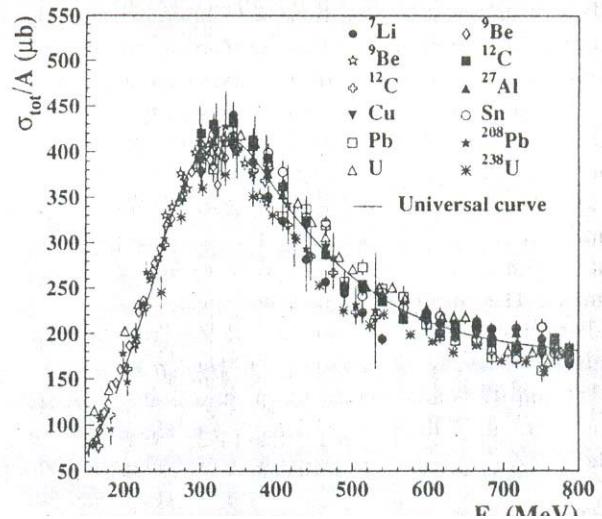


Из рис.14. 4 видно, что разброс экспериментальных точек для пионов довольно велик, а для фотонов он мал. По-видимому, для пионов это связано с методическими ошибками, которые возникают при некорректном вычитания фона от упругого рассеяния. Большинство результатов как на фотонах, так и на пионах, получено методом ослабления (поглощения) пучка, но для фотонов упругое рассеяние пренебрежимо мало, а для пионов может достигать 20%. Так же можно отметить, что фотонные данные получены с использованием монохроматических (меченых) фотонов и за счет этого ошибка измерений не превышает нескольких процентов.

Основные выводы о влиянии ядерной среды на свойства дельта-изобары и второго (D_{13}) резонанса, которые можно сделать из приведенных на рис.14.4 результатов, состоят в следующем. Дельта - изобара и по фотонным и по пионным данным остается видимой в ядре ^{12}C без существенных изменений (в пределах ошибок эксперимента), в то время как второй резонанс практически исчезает. Поскольку ошибки измерений для фотонных данных существенно ниже, чем для пионных, то по ним можно проследить изменение сечений с ростом A более детально (см.рис.14.5, 14.6).

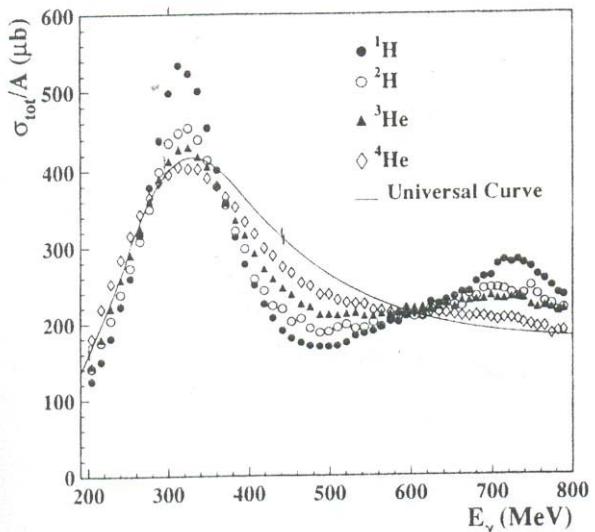
Ruc.14.5

Полное сечение фотопоглощения ядер от ^7Li до ^{238}U при энергии фотонов от порога рождения мезонов до 800 МэВ. Универсальная кривая – результат усреднения по всем ядрам.



Ruc.14.6.

Изменение полного сечения фотопоглощения с ростом A в легких ядрах в сравнении с универсальной кривой.



Из рис.14.5 видно, что в пределах ошибок измерений имеется хорошее согласие для всех ядер, начиная с лития, с универсальной кривой. При этом результаты получены разными методами (прямое поглощение фотонов, суммирование фотонейтронных реакций, регистрация адронов).

Существует еще некоторое, довольно ограниченное, количество данных по парциальным сечениям рождения мезонов на свободных и связанных нуклонах, однако они являются разрозненными и недостаточно полными. Существующие базы данных по фоторождению мезонов (SAID MAID) в основном ограничены только двухчастичными реакциями на протоне и нейтроне, для которых можно сделать мультипольный анализ. Баз данных по реакциям множественного рождения мезонов, а также для реакций под действием пионов пока нет. В этой связи недавно в Центре фотоядерных данных НИИЯФ МГУ начато

создание более полной базы данных, но эта работа еще не завершена. Поэтому мы ограничимся пока анализом результатов, представленных выше по полным сечениям фотопоглощения ядер.

Согласно теоретическим оценкам, основной эффект, который приводит к размыванию дельта резонанса в ядрах, связан с Ферми - движением нуклонов. При этом простое усреднение по импульсам не дает нужного результата. Даже качественно (см.рис.14.5) можно заметить, что дельта резонанс в ядре меняется мало, а второй резонанс, который лежит выше по энергии, то есть D_{13} практически исчезает. Хотя по классическим оценкам должно быть наоборот, потому что чем выше энергия резонанса, тем меньше должен оказываться эффект усреднения. Кроме того, хотя импульс Ферми практически одинаков для ядердейтерия, трития и гелия, однако, модификация резонанса в них существенно разная, после чего, начиная с ядер лития, различия исчезают.

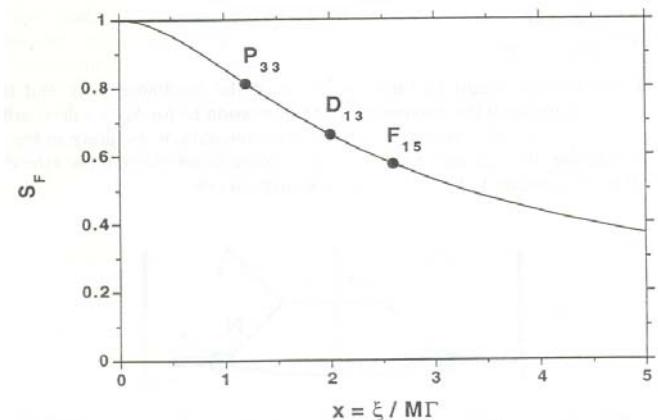
Таким образом, учет Ферми движения в ядрах невозможно объяснить в рамках классической механики. Следует учесть, что с увеличением энергии фотонов возрастает скорость нуклонов в ядерной среде, то есть вступает в действие Лоренц-фактор. За счет этого ширина резонанса уменьшается, следовательно, относительное влияние Ферми движения на ширину резонанса увеличивается. Оценки показывают, что при ядерной плотности 0.17 fm^{-3} уширение D_{13} резонанса за счет этого эффекта может составлять 135 МэВ.

Кроме Ферми движения существенную роль в ядрах могут играть внутриядерные остаточные взаимодействия между соседними нуклонами, число которых для каждого нуклона ограничено. Кстати, такой же качественный вывод следует также из зависимости энергии связи от числа нуклонов в ядре, которая быстро достигает насыщения с ростом A .

Подробный анализ различных механизмов влияния ядерной среды на свойства нуклонных резонансов сделан в работах Л.А.Кондратюка и др. Кроме Ферми движения анализировались эффекты внутриядерных соударений и принципа Паули. Фактор подавления, характеризующий уменьшение амплитуды резонанса за счет Ферми движения, показан на рис. 14.7.

Рис.14.7

Фактор подавления амплитуды нуклонных резонансов за счет Ферми движения в зависимости от безразмерного параметра $x = 2\omega p_F / M\Gamma_0$, где ω – энергия фотона, P_F – импульс Ферми, M , Γ_0 – масса и Ширина резонанса, соответственно.



Влияние других факторов (эффект Паули, внутриядерные столкновения) для протонов и нейтронов приведены в таблице 14.1:

State	$\sigma_{\text{res}}^{\text{p}} (\mu\text{b})$			$\sigma_{\text{res}}^{\text{n}} (\mu\text{b})$		v	B_F	Γ^* (MeV)	$\sigma^* v$ (mb)
	Exp	p	pn	Exp	pn				
P ₁₁ (1440)	10–15	50	15	2–10	10	0.40	0.87	150	40 ^a
D ₁₃ (1520)	95–130	160	140	75–115	120	0.45	0.90	315	82
S ₁₁ (1535)	10–20	30	10	15–35	0	0.46	0.90	160	40 ^a
D ₁₅ (1675)	~ 2		5	15–25	5	0.52	0.92	160	40 ^a
F ₁₅ (1680)	45–65	90	45	5–10	0	0.52	0.92	320	80
P ₃₃ (1232)	410–480	390	420	410–480	420	0.27	0.68	75	21
D ₃₃ (1700)	20–45		20	20–45	20	0.53	0.93	335	83
F ₃₇ (1950)	15–30	45	25	15–30	25	0.62	0.95	170	40 ^a

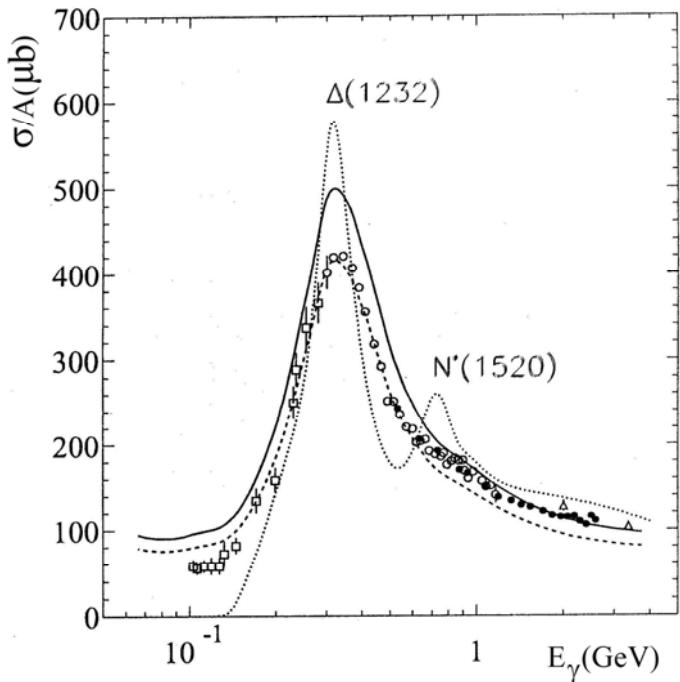
Таблица 14.1.
Сечения резонансов из данных на протоне и дейtronе
в сравнении с теоретическими оценками;

v – скорость резонанса, B_F – Паули блокинг фактор; Γ^* – уширение от столкновений,
 $\sigma^* v$ – сечение внутриядерного взаимодействия, помноженное на скорость.

Таким образом, в рамках существующих теоретических моделей универсальная зависимость полных сечений фотопоглощения описывается достаточно корректно. Это означает, что ядро можно рассматривать, состоящим из квазивозодных нуклонов. В этом случае полное сечение фотопоглощения пропорционально сумме сечений фоторождения мезонов на этих нуклонах. Единственный на сегодня экспериментальный факт, который не согласуется с этими оценками, относится к делящимся ядрам – актинидам. Для обсуждения этого результата рассмотрим рис.14.8.

Рис.14.8

Полное сечение фотопоглощения для ядер актинидов – сплошная кривая. Точечная кривая соответствует фотопоглощению на свободном протоне, точки и пунктир – универсальная кривая.



Приведенные на этом рисунке полные сечения имеют высокую точность (в интегральном сечении около 1%), потому что усреднены по большому количеству ядер. Это означает, что факт превышения этих сечений на 16 ± 1 % над универсальной кривой можно считать достоверным. Объяснения этого эффекта в рамках существующих теорий пока нет. Вероятно, нужно искать другие механизмы, которые могли бы объяснить такой избыток в сечениях.

Самым простым предположением в этой связи может быть существование в ядре кроме нуклонов других частиц, например пионов. Если ядра связаны этими пионами в единое целое, то фотоны могут ими поглощаться. Чем тяжелее ядро, тем больше в нем нуклонов и соответственно, обменных пионов. Но эксперименты не подтверждают этого предположения. Никаких указаний на существование пионов в ядрах пока нет.

Попытка дать качественно новое объяснение найденному эффекту была связана с предположением о вкладе процессов с малой передачей энергии и импульса. Примером таких процессов служит неупругое рождение электрон-позитронных пар, которое происходит в результате дальнодействующего взаимодействия (процесс Бете-Гайтлера). В последние годы интерес к таким процессам возрос в связи с изучением виртуального Комптон – эффекта и виртуального фоторождения электрон – позитронных пар на нуклонах .

Диаграммы, соответствующие неупругому рождению e^+e^- пар на ядре и кулоновской диссоциации релятивистских ионов были описаны в Главе 3.

Одним из аргументов в пользу указанного предположения были данные об аномальной вероятности асимметричного деления ядер, указывающие на сравнительно низкую энергию возбуждения трансурановых ядер, не соответствующую механизму фоторождения мезонов. Другим аргументом могут служить данные по сечениям кулоновской диссоциации релятивистских тяжелых ионов. Экстраполяция этих данных в область малых Z показывает, что абсолютная величина сечения неупрого рождения e^+e^- пар с испусканием нейтрона или деления (вероятности этих процессов вблизи барьера близки друг к другу) получается близкой к 10 мбарн, что может объяснить наблюдаемое превышение сечений. К сожалению, точность такой экстраполяции недостаточна для окончательных выводов.

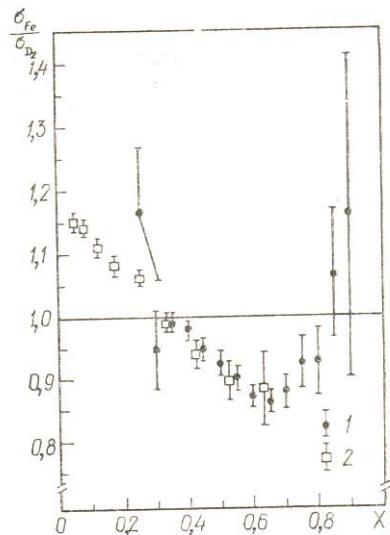
Таким образом, ответа на вопрос о причине отличия полных сечений фотопоглощения ядер – актинидов от универсальной кривой пока нет. Теоретические оценки вероятности неупрого рождения e^+e^- пар, приводящего к делению ядер–актинидов, дают величину сечения на три порядка ниже, чем получено в эксперименте. Следует отметить, что теоретические оценки очень сильно зависят от величины обрезания ядерного формфактора, которое не имеет достаточного теоретического обоснования. Поэтому одним из аргументов в обоснование необходимости изучения указанного процесса, независимо от его относительной вероятности, является возможность получения новой информации о формфакторах тяжелых ядер.

Следует отметить, что хотя пионы в ядрах не обнаружены, существует целый ряд эффектов, которые показывают, что обменные мезонные токи играют важную роль в различных ядерных взаимодействиях. Одним из примеров такого рода может служить EMC – эффект, названный по имени открывшей его Европейской мюонной коллаборации. Этот эффект отражает различия в структуре нуклонов в зависимости от числа нуклонов в ядре. Нелинейная зависимость отношений сечений неупрого рассеяния мюонов для ядер железа и дейтерия от безразмерного переданного импульса $X = Q^2 / 2pq$, где p,q - импульс и энергия виртуального фотона, соответственно, (см.рис.14.9) была подтверждена в опытах порассеянию электронов .

Рис.14.9

EMC-эффект:

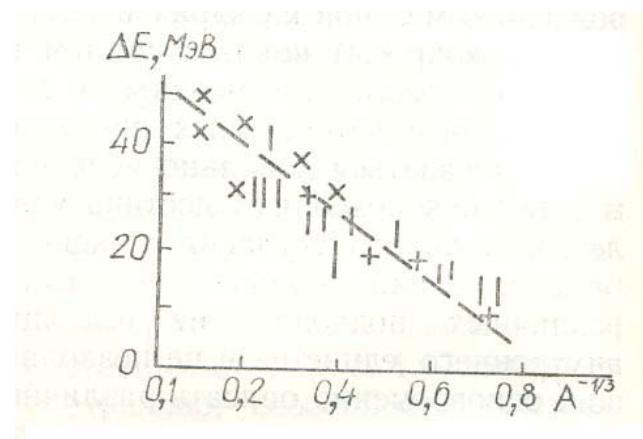
Зависимость отношений сечений неупругого рассеяния мюонов (сплошные точки) и электронов (открытые точки) для ядер железа и дейтерия от безразмерного переданного импульса



Результаты экспериментов по изучению влияния ядерной среды на характеристики элементарных процессов интерпретировались в терминах эффективной энергии или массы нуклона. Зависимость величины изменения массы нуклона от $A^{-1/3}$ показана на рис. 14.10.

Рис.14.10

Изменение массы нуклона из реакций (e, e') – косой крестик, $(e, e'p)$ – прямой крестик, EMC – вертикальная линия.

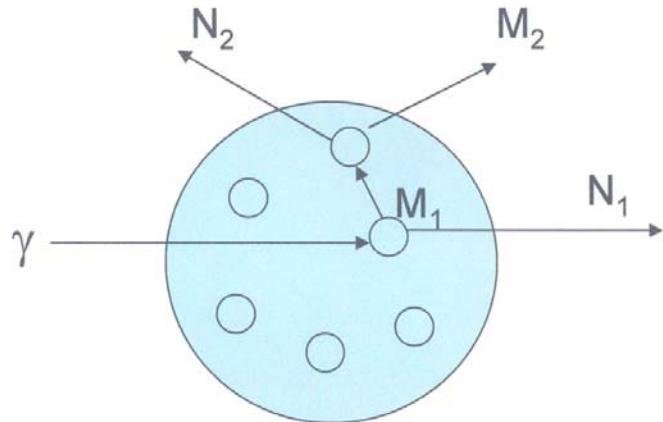


Тот факт, что для разных реакций точки ложатся на одну прямую, указывает, по-видимому, что наблюдаемый эффект имеет общее происхождение, связанное с влиянием ядерной среды. Однако, интерпретация наблюдаемых эффектов в терминах увеличения массы нуклона или его радиуса, не получила широкого признания. Возможно, это связано с тем, что в полных сечениях фотопоглощения такого эффекта обнаружено не было и все ограничилось признанием существования «универсальной» кривой. Очевидно, что при исследовании различий между свободными и связанными в ядре нуклонами речь идет об эффектах порядка нескольких процентов (10% для самых тяжелых ядер) и для окончательных выводов прежде всего необходимо получение более точных экспериментальных данных.

Отдельный вопрос, который возникает при изучении возбужденных состояний нуклона в ядерной среде, связан с исследованием распространения мезонов и нуклонов отдачи в ядре.

Рис.14.11

Фоторождение мезонов в ядре (M_1) с образованием вторичных мезонов (M_2) и нуклонов (N_1, N_2)



Время жизни нуклонных резонансов в ядре, как правило, очень мало. Поэтому возбужденный нуклон распадается внутри ядра, а образовавшийся мезон испытывает рассеяние на внутриядерных нуклонах. Например, для η -мезона длина свободного пробега составляет около 3 Фм. Вероятность вторичного взаимодействия можно определить, зная сечение σ , ядерную плотность и длину свободного пробега l следующим образом :

$$w(k) = \frac{(\sigma \rho l)^k}{k!} \exp(-\sigma \rho l),$$

Где $\sigma = \sigma_{\text{tot}}(\eta N) = \sigma_{\text{el}}(\eta N) + \sigma_{\text{in}}(\eta N)$. Вероятности $w(0)$ и $w(1)$ покинуть ядро без взаимодействия, или испытав только один акт соударения, соответственно равны :

$$\delta w(0) = \frac{dw(0)}{d\sigma} \delta\sigma = -\rho l \exp(-\rho \sigma l) \delta\sigma,$$

$$\delta w(1) = \frac{dw(1)}{d\sigma} \delta\sigma = -\rho l \exp(1 - \rho \sigma l) \delta\sigma,$$

Соответственно отношение этих вероятностей будет равно:

$$\frac{\delta w(0)}{\delta w(1)} = \rho \sigma l - 1$$

Для медленных η -мезонов с сечением $\sigma \approx 150 \text{ mb}$ для случая легких ядер это отношение близко к значению 6.7 ($l = 3 \text{ Фм}$, $\rho = 0.17 \text{ Фм}^{-3}$); для быстрых с сечением около 30 mb оно близко к 0.5.

Вероятность эмиссии вторичных частиц из ядра ^{14}N в случае реакций с образованием π^0 и η -мезонов демонстрирует таблица 14.2.

частица	ступень реакции	$\gamma p(^{14}\text{N}) \rightarrow \pi^0 p$	$\gamma p(^{14}\text{N}) \rightarrow \eta p$
p π^0 η	1	95	95
	1	80	0
	1	0	70
p n π^0 π^+ π^-	2	22.0	20.8
	2	23.7	22.1
	2	8.70	8.6
	2	8.67	9.1
	2	7.84	6.78
p n	3	8.85	7.15
	3	8.90	7.05
p n	4	2.61	2.17
	4	2.90	2.02

Таблица 14.2

Вероятность вылета вторичных частиц на каждой ступени внутриядерного каскада из ядра ^{14}N для реакций фоторождения π^0 и η -мезонов на внутриядерном протоне

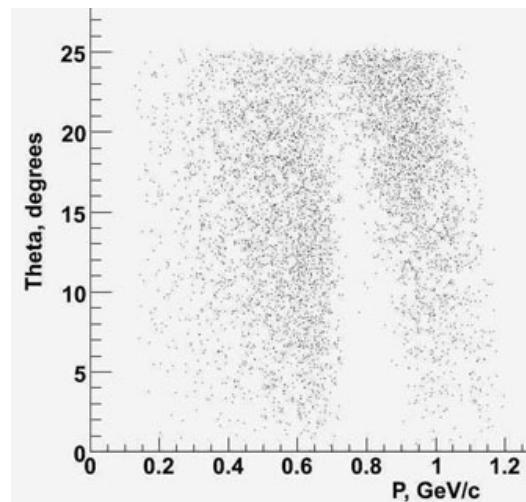
Из таблицы 14.2. видно, что на каждом акте внутриядерного взаимодействия образуются вторичные частицы, главным образом, нуклоны. Полное число актов взаимодействия не превышает четырех. При этом, поскольку массы мезонов различаются значительно, можно по нуклонам отдачи различить в каком процессе они образовались, и продуктом какой реакции они являются. Очевидно, такой анализ можно провести только при наличии детектора с полным телесным углом, когда регистрируются все продукты реакции, и с достаточно высоким угловым и энергетическим разрешением.

Для примера на рис. 14.12 показан результат моделирования по модели внутриядерного каскада, а именно - корреляция между импульсом и углом вылета протона отдачи, образованного на первой ступени реакции с образованием π^0 и η -мезона в ядре ^{14}N (в сравнении с процессом на свободном нуклоне). Видно, что в случае образования π^0 -мезонов импульс нуклонов отдачи лежит выше 1 ГэВ/с, а для η -мезонов он в основном не превышает 1 ГэВ/с. Таким образом, по импульсу нуклона отдачи можно с большой вероятностью определить, в какой реакции он был получен. Этот тривиальный для случая

рождения мезонов на свободных нуклонах вывод (результат кинематического анализа) для ядер также остается справедливым, несмотря на размазывание кинематических параметров ядерными эффектами. Из рис.14.12 можно оценить требования к разрешению детектора по импульсу. Очевидно, что разрешения на уровне 5% достаточно, чтобы наблюдаемые распределения не были слишком сильно размазаны за счет аппаратурных эффектов.

Рис.14.12

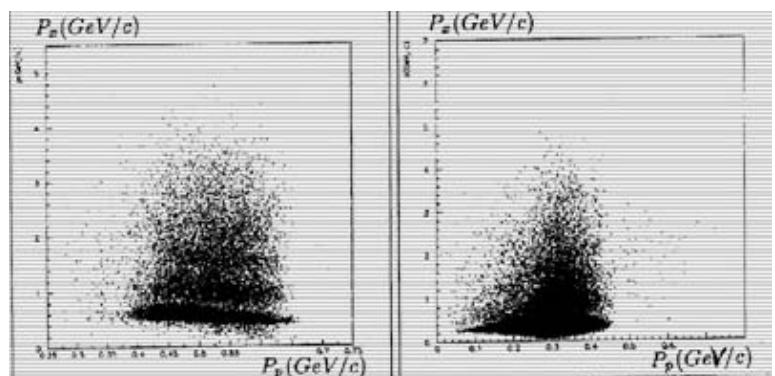
Корреляция между импульсом и углом вылета протона отдачи, образованного на первой ступени реакции с образованием π^0 и η -мезона в ядре ^{14}N (по данным эксперимента GRAAL)



Модельный результат – корреляция между импульсом мезона и нуклона отдачи для реакции с образованием π^0 и η -мезона в ядре ^{14}N – показан на рис. 14.13.

Рис.14.13

Корреляция между импульсом мезона и нуклона отдачи для реакции с образованием π^0 -мезона (слева) и η -мезона (справа) в ядре ^{14}N



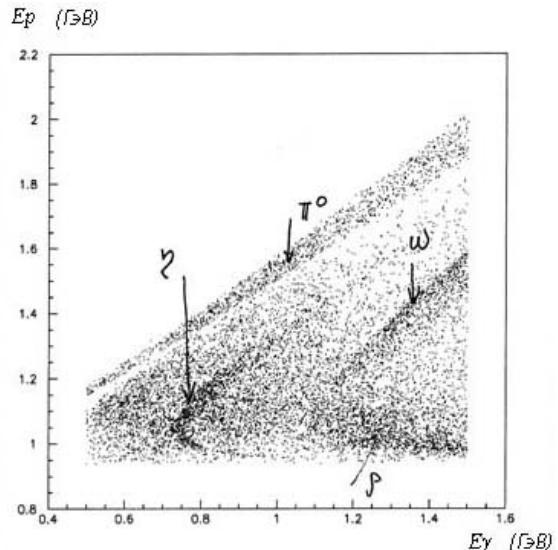
Видно, что на первой ступени внутриядерного взаимодействия распределения по импульсу мезона имеют наименьшую ширину порядка 0.2 ГэВ. При этом отдельные ступени взаимодействия (от первой до третьей) отчетливо разделяются.

Таким образом, нуклоны отдачи можно использовать как метки соответствующей реакции. По аналогии с методом мечения фотонов по энергии с помощью регистрации рассеянных электронов, корреляционные измерения нуклонов отдачи можно классифицировать как метод мечения мезонов.

В рассматриваемом диапазоне энергий гамма – квантов от порога рождения пионов до примерно 2-х ГэВ (область нуклонных резонансов) кроме π^0 - и η -мезонов могут образовываться и более тяжелые мезоны, например ρ и ω - мезоны. Как показывает моделирование, в этом случае для более надежного разделения (мечения) мезонов следует ограничивать кинематические области регистрации нуклонов отдачи. На рис. 14.14 показаны области регистрации протонов отдачи для угла вылета протонов $\theta_p = [2^0 - 10^0]$.

Рис.14.14

Модельные распределения энергии протонов в зависимости от энергии гамма – квантов. Угол вылета протонов ограничен диапазоном от 2^0 до 10^0 .

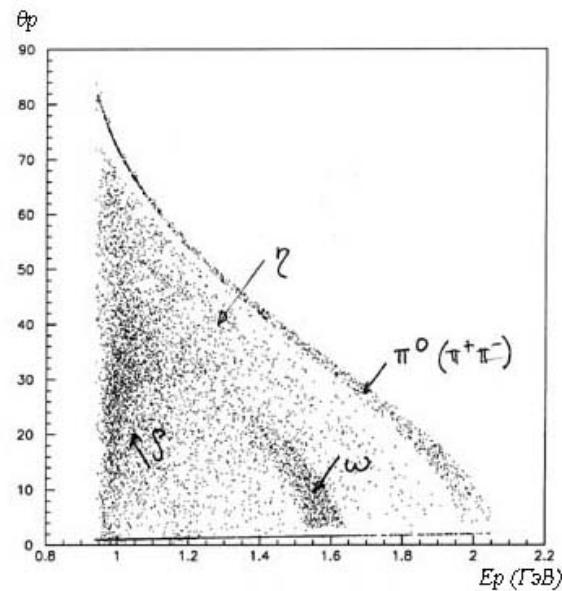


Число различных корреляций может быть достаточно большим (зависит от числа кинематических переменных) и в рамках одной лекции можно привести лишь несколько примеров, демонстрирующих возможности метода мечения мезонов. На рис. 14.15 показаны модельные распределения ($\theta_p - E_p$) с учетом множественного рождения мезонов. Диапазон энергий гамма – квантов ограничен областью от 1.4 до 1.5 ГэВ.

Результаты моделирования позволяют оценить интенсивности пучков меченых мезонов, точнее говоря, количества событий, которые могут быть получены на современных установках типа GRAAL (см.таблицу 14.3).

Рис.15.15

Модельные распределения $(\theta_p - E_p)$ с учетом множественного рождения мезонов ($M \leq 4$). Диапазон энергий гамма – квантов ограничен в пределах от 1.4 до 1.5 ГэВ.



	π	η	ρ	ω
$M, \text{ МэВ}$	135	547	768	782
$C\tau, \Phi\text{м}$	8.4	$5 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-4}$
$\Gamma, \text{ МэВ}$		$12 \cdot 10^{-4}$	151	8.43
Поток, 1/сек	10^3	10	3	3

Таблица 14.3

Параметры пучков меченых мезонов,
которые могут быть получены на современных установках типа GRAAL

Экспериментальных данных на рассматриваемую тему по исследованию фоторождения мезонов в ядерной среде корреляционным методом практически еще нет. Некоторые предварительные результаты, полученные на установке GRAAL, указывают на то, что кроме высокого пространственного и энергетического разрешения, очень важен низкий уровень фона и низкий уровень случайных совпадений. На рис.14.16 показаны предварительные данные, полученные на установке GRAAL, для тех же кинематических переменных, которые приводились выше как результат моделирования, но на свободном протоне. Следовательно, эти данные могут быть использованы для анализа функции отклика детектора и всех методических факторов, которые могут влиять на получаемые корреляционные распределения.

Из рис.14.16 видно, что энергетическое и угловое разрешение установки GRAAL в принципе достаточно для изучения фоторождения мезонов в ядрах. Оптимальной мишенью для первых экспериментов, как видно из результатов моделирования, должны быть не слишком легкие, но и не слишком тяжелые ядра, например ^{14}N или ^{16}O .

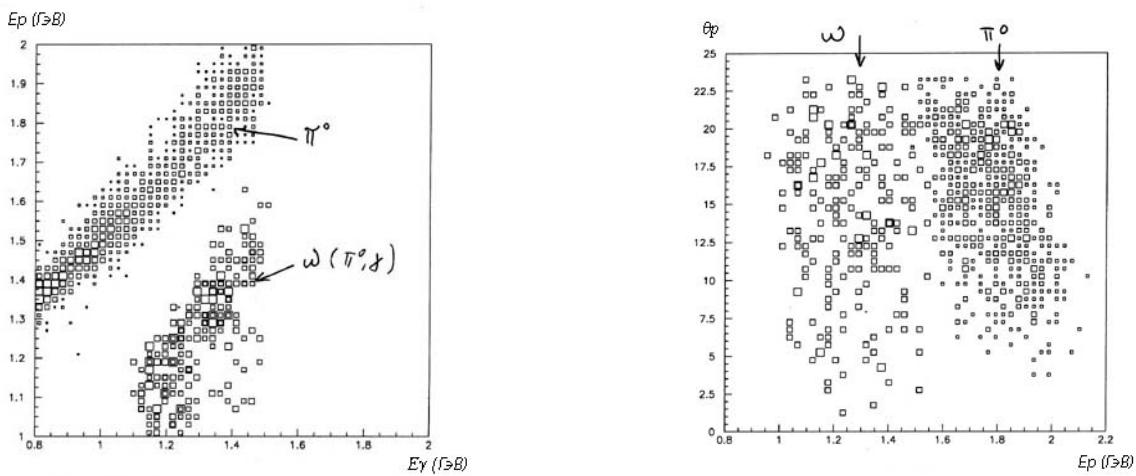


Рис.14.16

Предварительные результаты коллегии GRAAL по измерению корреляций для фоторождения π и ω -мезонов на протоне.

Слева : $(Ep - E\gamma)$; угол вылета протонов ограничен областью $\theta_p \leq 25^\circ$.
справа : $(\theta_p - Ep)$; энергия гамма квантов ограничена диапазоном $[1.4 - 1.5]$ ГэВ.

Заканчивая обзор об исследовании влияния ядерной среды на процессы фоторождения мезонов и свойствах нуклонов в ядерной среде, можно отметить, что нерешенных проблем довольно много. К ним относятся, в частности, вопрос об «универсальности» полного сечения фотопоглощения в тяжелых ядрах, различие в парциальных сечениях на свободных и связанных нуклонах, модификация самих нуклонов в ядерной среде и поиск пионной «шубы», распространение мезонов и нуклонов в ядерной среде и развитие меда меченых мезонов. Для решения этих и других вопросов необходим комплексный подход, который включает в себя как обычные фотоядерные эксперименты с использованием монохроматических поляризованных фотонов, так и кулоновская диссоциация тяжелых ионов, а также другие подходы и методы.

Дополнительная литература:

1. R.J.Peterson, *Few Body Systems Suppl.9*, 17 (1995) 17-28. SpringerVerlag, 1995.)
2. M.MacCormik e.a. PR C55 (1997) 3, 1033.).
- 3.L.A.Kondratyuk e.a. *Nucl. Phys. A579* (1994), 453-471.
4. I.A. Pshenichnov, B.L. Berman, W.J. Briscoe, C. Cetina e.a. e-Print Archive: nucl-th/0303070.
5. D.I. Ivanov, e.a. *Yad.Fiz.55* (1992) 907, 55 (1992)2623].
6. В.Г. Недорезов, Ю.Н. Ранюк. «Фотоделение ядер за гигантским резонансом». Наукова Думка, 1989.

Гл.15. Кулоновская диссоциация релятивистских ионов. Встречные пучки электронов и тяжелых ионов.

Взаимодействие релятивистских тяжелых ионов изучалось ранее, главным образом, в процессах прямого соударения, по природе своей имеет сильно действующий, адронный характер. Однако, при высоких энергиях сталкивающихся ионов благодаря существенному усилению напряженности поля при высоком Лоренц – факторе, существенную роль начинает играть дальнодействующее, или периферическое взаимодействие, которое возникает благодаря электромагнитным силам (кулоновское взаимодействие сталкивающихся зарядов). Механизм такого взаимодействия рассматривается обычно в рамках модели Вайцзекера – Вильямса, или метода виртуальных фотонов. На современных ускорителях типа RHIC и LHC вероятность кулоновского взаимодействия, вызывающего ядерные реакции, намного превышает вероятность прямого столкновения тяжелых ионов. Поэтому исследование фотоядерных реакций, или кулоновской диссоциации релятивистских тяжелых ионов, представляет значительную проблему физики тяжелых ионов.

Согласно методу виртуальных фотонов Вайцзекера – Вильямса, кулоновские поля сталкивающихся ионов являются интенсивным источником виртуальных фотонов в широком энергетическом диапазоне. Поэтому основным каналом электромагнитной диссоциации тяжелых ядер являются фотонейтронные реакции и фотodelение (в случае ядер – актинидов).

Пионерские экспериментальные работы в этой области были выполнены более 20 лет назад. Однако, серьезный интерес к этой проблеме появился после создания ускорителей релятивистских ионов RHIC в Японии и LHC в ЦЕРНе, позволяющих создать пучки виртуальных фотонов значительной интенсивности.

Согласно модели Вайцзекера – Вильямса, спектр виртуальных фотонов при столкновении тяжелых ионов можно выразить (в с.ц.м.) следующей формулой:

$$N_{Z_1}(E_1, b) = \frac{\alpha Z_1^2}{\pi^2} \frac{x^2}{\beta^2 E_1 b^2} \left(K_1^2(x) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(x) \right). \quad (15.1)$$

Где α - постоянная тонкой структуры, $x = E_1 b / (\gamma \beta \hbar c)$ – аргумент функции Бесселя нулевого и первого порядка (K_0 и K_1), $\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ – Лоренц – фактор

движущегося заряда Z_1 . b – параметр столкновения (расстояние между центрами сталкивающихся ионов, в этом случае превышает сумму радиусов R_1 и R_2 сталкивающихся ионов).

Полное число виртуальных фотонов, интегрированное по всему спектру, можно выразить формулой :

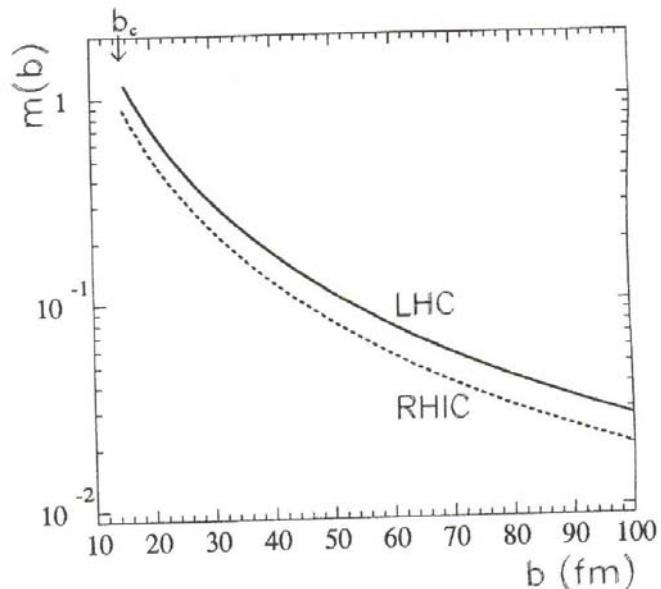
$$m_{A_2}(b) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N_{Z_1}(E_1, b) \sigma_{A_2}(E_1) dE_1, \quad (15.2)$$

Здесь $\sigma_{A_2}(E_1)$ – полное сечение фотопоглощения. E_{\min} – обычно выбирается равной порогу фотонейтронной реакции, или энергии связи, $E_{\max} \approx \gamma / R_{1,2}$.

Результаты расчетов показаны на рис. 15.1.

Рис.15.1.

Поток виртуальных фотонов при взаимодействии тяжелых ионов $Pb + Pb$ на ускорителях RHIC (пунктир) и LHC (сплошная линия) в зависимости от параметра соударения (нормировано на число взаимодействий тяжелых ионов)



Интересной особенностью кулоновской диссоциации является достаточно большая вероятность поглощения одновременно нескольких виртуальных фотонов одним ядром. Диаграммы для таких процессов показаны на рис.15.2.

Рис.15.2

LO – процесс лидирующего порядка,
 NLO₁₂, NLO₂₂ – процессы с однофотонным и двухфотонным обменом.

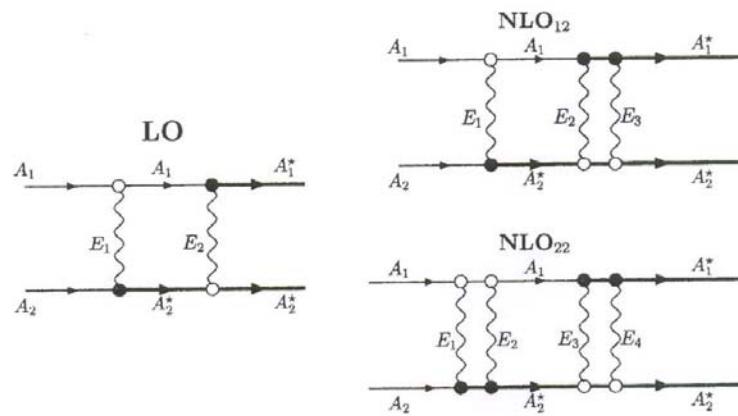


Табл.15.1

Сечения электромагнитной диссоциации для одно, двух и трехфотонных возбуждений при Pb-Pb взаимодействиях на ускорителе LHC.

Cross section (barns)	2.75+2.75 A TeV Pb-Pb at LHC
$\sigma_m^{ED}(\text{LO})$	3.92
$\sigma_m^{ED}(\text{NLO}_{12}) + \sigma_m^{ED}(\text{NLO}_{21})$	1.50
$\sigma_m^{ED}(\text{NLO}_{22})$	0.23
Triple excitations: NLO _{TR}	0.56
$\sigma_m^{ED}(\text{tot})$	6.21

Видно, что двухфотонные и трехфотонные возбуждения составляют 28% и 9%, соответственно, что является уникальной возможностью для исследования гигантских резонансов в ядрах. Таким образом, изучение электромагнитных взаимодействий тяжелых ионов может дать новую информацию о фундаментальных свойствах ядерной материи.

Еще одним из примеров такого рода могут служить данные по полным сечениям фотопоглощения тяжелых делящихся ядер. Как отмечалось в 3-ей главе, для ядер – актинидов полные сечения фотопоглощения по крайней мере на 15% превосходят сумму сечений фотопоглощения на квазисвободных нуклонах (универсальную кривую). Одно из предположений о природе такого превышения можно связать с процессами с малой передачей энергии и импульса, например, неупругого рождения электрон-позитронных пар, которое происходит в результате дальнодействующего взаимодействия (процесс Бете-Гайтлера). В последние годы интерес к таким процессам возрос в связи с изучением

виртуального Комптон – эффекта и виртуального фоторождения пар на нуклонах .

Отдельного обсуждения заслуживает изучение электродинамических процессов малого порядка (по константе электромагнитного взаимодействия $\alpha = 1/137$). Теоретические оценки вероятности неупругого рождения e^+e^- пар, приводящего к делению ядер–актинидов, дали величину сечения на три порядка ниже, чем получено в эксперименте. Следует отметить, что сечение этого процесса очень сильно зависит от величины обрезания ядерного формфактора, которое не имеет достаточного теоретического обоснования. Поэтому одним из аргументов в обоснование необходимости изучения указанного процесса, независимо от его относительной вероятности, является возможность получения новой информации о формфакторах тяжелых ядер. В этой связи представляет интерес анализ данных по кулоновской диссоциации релятивистских ядер, - процесса, который по своей природе очень близок к неупрочному фоторождению $e^+ e^-$ пар на ядрах.

Диаграммы, соответствующие неупрочному рождению e^+e^- пар на ядре и кулоновской диссоциации релятивистских ионов, практически совпадают, и теоретическое описание обоих процессов имеет общий характер. Общепринятым методом анализа указанных процессов является метод виртуальных фотонов. В Борновском приближении спектр виртуальных фотонов зависит, в основном, от начального и конечного импульса налетающей частицы. Поэтому, можно экстраполировать имеющиеся данные по сечениям, в область малых Z .

Экстраполяция имеющихся сечений кулоновской диссоциации релятивистских тяжелых ионов в область малых Z показывает, что зависимость сечения от заряда ядра имеет квадратичный характер в соответствии с теоретическими оценками. Абсолютная величина сечения неупрочного рождения e^+e^- пар с испусканием нейтрона или деления (вероятности этих процессов вблизи барьера близки друг к другу) получается близкой к 10 мбарн.

При этом полное сечение фотodelения ядер актинидов близко к 100 мбарн в максимуме P_{33} резонанса ($E_\gamma = 300$ МэВ) и падает до 50 мбарн при энергиях фотонов около 1 ГэВ. Следовательно, данные по сечениям, полученные методом экстраполяции, не противоречат экспериментальным результатам об относительных делимостях ядер урана и нептуния, приведенным выше. К сожалению, точность такой экстраполяции недостаточна для окончательных выводов. Поэтому полного ответа на вопрос о причине различия полных сечений фотопоглощения от универсальной кривой пока нет. Тем не менее,

последние данные по фотodelению ядер-актинидов в области промежуточных энергий поставили ряд вопросов, которые открывают новые актуальные направления исследований в этой области. Основным результатом можно считать то, что для тяжелых ядер-актинидов «универсальная» кривая фотопоглощения не является универсальной. Объяснение этому факту пока отсутствует.

Дополнительная литература.

1. L.A.Kondratyuk e.a. *Nucl. Phys. A579* (1994), 453-471].
2. I.A.Pshenichnov. *Proc. Of X-Seminar EMIN-2003, publ.INR (2003) Moscow*, p. 234-243.

Глава 16.

Фотоядерные реакции: астрофизические приложения.

Изучение фотоядерных реакций имеет довольно разнообразные и многочисленные астрофизические приложения. Среди них можно перечислить следующие :

- Прецизионные и модельно независимые измерения нейтронного распределения в тяжелых ядрах (радиус и внешний слой при средней плотности $\rho = 0.1 \text{ Fm}^{-3}$) позволяют построить уравнение состояния нейтронных звезд при более высокой плотности, определить точку фазового перехода из жидкого в твердого состояния.
- Исследование реакций Кулоновского взаимодействия для оценки сечений радиационного захвата при энергиях ниже энергии связи нуклона для короткоживущих радиоактивных ядер позволяет описать механизмы взрыва новых, сверхновых звезд и нейтронных звезд.
- Исследование фотонейтронных реакций на легких ядрах (D , Be) при энергии фотонов от 1 до 3 МэВ позволяет получить данные об обратных реакциях, существенных для ранней стадии образования вселенной.
- Изучение образования кислорода и сгорания гелия в звездах путем измерения реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \alpha) ^{12}\text{C}$ при энергии от 1 до 3 МэВ. Исследование нуклеосинтеза.
- Измерение тормозного спектра позволяет оценить тепловой спектр Планка для γ -процесса при температуре до 2.5 МэВ (2.5 миллиардов градусов). Изучение флюoresценции при облучении ^{196}Au дает информацию о процессах электронного захвата в ядрах.
- Измерение анизотропии скорости света по отношению к диполю космического микроволнового фона.

Рассмотрим более подробно два типа фотоядерных экспериментов с точки зрения получения астрофизической информации. Первый эксперимент был выполнен на Европейском источнике синхротронного излучения (ESRF) в Гренобле в коллaborации ГРААЛЬ. Для определения анизотропии скорости света по отношению к диполю микроволнового фонового (реликтового) излучения был использован пучок гамма квантов, полученных методом обратного комптоновского рассеяния электронов на накопителе. Эта работа является аналогом классического опыта Майкельсона – Морли, но результат получен совершенно независимым способом, который позволил на 2 порядка улучшить точность. Второй пример касается исследования рассеяния электронов на ядрах, удаленных от области стабильности и который может быть выполнен методом встречных пучков электронов и

тяжелых ионов (проект ELISe). Эти эксперименты готовятся в настоящее время в Дармштадте, где создаются охлажденные пучки радиоактивных нестабильных ионов и интенсивные пучки ускоренных электронов, которые будут использованы как встречные пучки

Анизотропия по отношению к диполю реликтового излучения с температурой T имеет Допплеровский характер и обусловлена тем, что земля движется с относительной скоростью $v/c = 0.00122$ по отношению к системе координат, связанной с этим реликтовым излучением. Предыдущие эксперименты дали верхний предел на величину анизотропии $\Delta c/c$ на уровне $2 \cdot 10^{-10}$ - (Мессбауровская лазерная спектроскопия), $3 \cdot 10^{-9}$ - Эксперименты на спутниках NASA, $3 \cdot 10^{-7}$ - NASA Deep Space Network.

Новый метод основан на измерении положения верхнего края спектра комптоновского излучения от ориентации установки (Земли) в пространстве. Схема Комптоновского метода получения фотонов была описана в 6-й главе.

Энергия обратно рассеянных лазерных фотонов определяется уравнением:

$$E_\gamma = \frac{4\gamma^2 E_\ell}{1 + \frac{4\gamma E_\ell}{m_e} + \theta^2 \gamma^2}, \quad (16.1)$$

где релятивистский фактор $\gamma = E_e/m_e \approx 10^4$, E_ℓ - энергия лазерных фотонов, θ - угол вылета рассеянного фотона по отношению к направлению движения лазерных фотонов. Лоренц фактор для электрона

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (16.2)$$

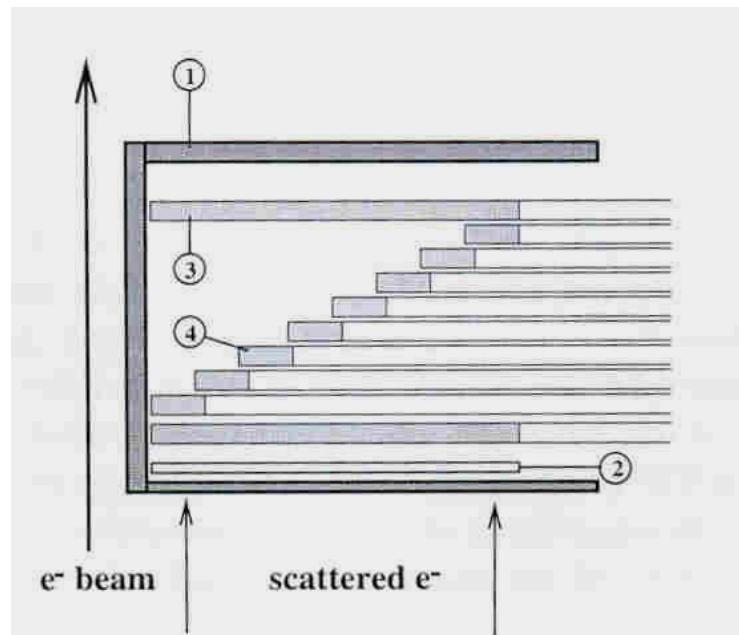
можно трансформировать в уравнение $\beta d\beta = \frac{1}{\gamma^2} \frac{d\gamma}{\gamma} \quad , \quad (16.3)$

где для анизотропии появляется фактор $1/\gamma^2$, равный $\approx 10^8$ (на установке GRAAL энергия электронов в накопителе равна 6027.6 ± 0.6 МэВ, длина волны лазера 514 и 351 нм (для зеленой и ультрафиолетовой линии, соответственно). Энергия комптоновских фотонов измерялась с помощью системы мечения, расположенной после дипольного магнита (см. рис.16.1.).

Рис.16.1.

Схема системы мечения для измерения координаты и, соответственно, энергии комптоновских фотонов.

- 1- вакуумный стакан,
- 2- Si-стріп-детектор
- 3- Пластиковые счетчики



Координаты электронов измерялись с помощью кремниевого микрострипового детектора толщиной 500 мкм (128 стрипов шириной 300 мкм). Два пластиковых счетчика длиной 38,4 мм и 8 пластиковых счетчиков длиной 8 мм (лесенка) обеспечивали быстрый стартовый сигнал для запуска временных измерений.

Результаты измерений за 4 года набора статистики показаны в таблице 16.1:

Block	CE position	Laser nm	Date of measurements	Total points	Months (1998–2002)/Number of measurements											
					I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1	54.7–56.5	514.5	5 Jun 1999– 5 Feb 2002	389	26	39	–	–	–	151	–	–	94	79	–	–
2	94.2–94.8	351.1	10 Apr 1998– 21 Sept 1998	443	–	–	–	87	62	64	32	60	138	–	–	–
3	101.3–101.9	351.1	16 Apr 1999– 16 May 1999	316	–	–	–	192	124	–	–	–	–	–	–	–
4	104.4–104.9	351.1	30 Jan 2000– 6 Mar 2000	209	6	145	58	–	–	–	–	–	–	–	–	–
5	108.0–110.7 351.1	334.4, 351.1	15 Apr 2000– 12 Mar 2002	329	–	39	69	97	8	–	–	–	–	–	116	–
Total	53.1–110.7		10 Apr 1998– 11 May 2002	2075	32	261	180	546	256	215	32	60	298	79	116	–

Таблица 16.1.

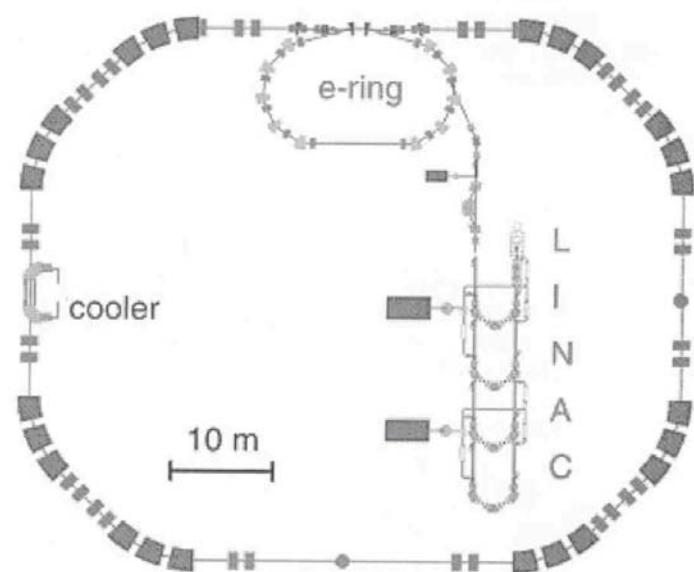
В результате этих измерений получено значение $\Delta C/C = 3 \cdot 10^{-12}$, которое по точности на два порядка превосходит имевшиеся до сих пор результаты.

Второй пример приложения фотоядерных исследований к астрофизическим задачам можно видеть на примере эксперимента по рассеянию электронов на нестабильных экзотических ядрах (проект ELISe – Electron – Ion Scattering), который реализуется в GSI (Дармштадт, Германия). Основная задача этого проекта – исследование упругого, квазиупругого и неупругого рассеяния электронов на ядрах вполне традиционная. Однако, использование в качестве мишеней пучков тяжелых ионов, позволит исследовать свойства ядер, которые могут существовать только в экстремальных условиях. При низких энергиях виртуальных фотонов ($E < 1$ МэВ) основной вклад в неупругое рассеяние вносят фотоядерные сечения (γ, n) или (γ, p) . Поэтому, в рассеянии электронов можно изучать ядерные реакции, которые могут дать понимание α - и p -процессов для ядер, удаленных от области стабильности.

Схема установки для исследования рассеяния электронов на встречных пучка тяжелых ионов и ее параметры приведены на рис. 16.2 и в таблице 16.2.

Рис. 16.2

Схема эксперимента
ELISe.
(eA – Коллайдер).



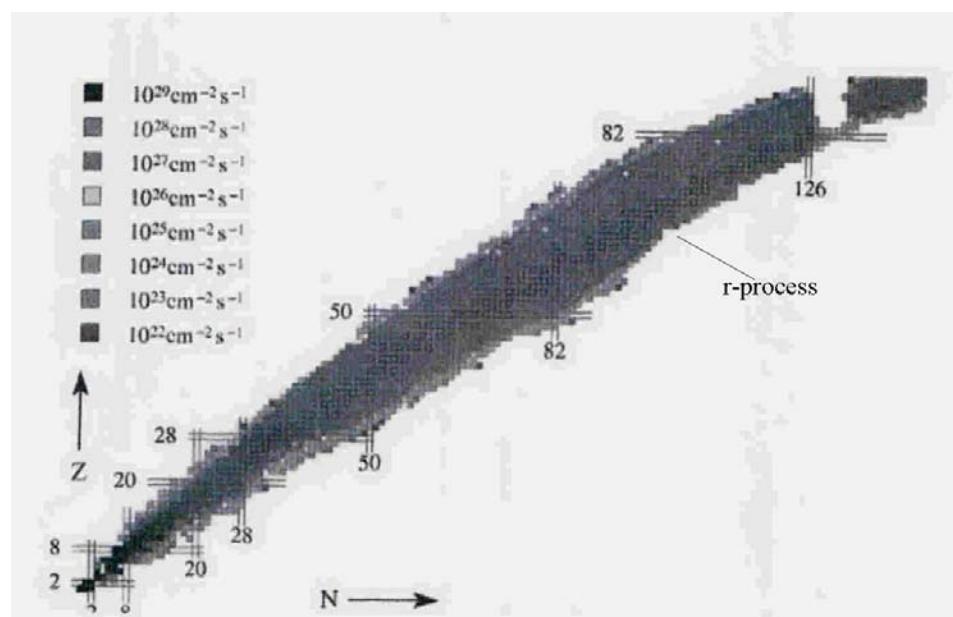
Параметры	Кольцо электронов	Кольцо ионов
Энергия	200 – 500 МэВ	200 – 740 МэВ/u
Длина орбиты	45.215 m	187.717 m
Число сгустков	6 – 8	36 – 42
Число частиц в сгустке	5×10^{10}	10^7

Таблица 16.2

Один из самых важных параметров этой установки, особенно в плане астрофизических приложений, является светимость, которая определяет выход продуктов соответствующей реакции. На рис.16.3 показаны расчетные (ожидаемые) светимости в эксперименте ELISe. Расчеты проведены для каждого изотопа с учетом ядерных и атомных времен жизни и с учетом возможных параметров пучков.

Рис.16.3

Ожидаемые светимости в эксперименте ELISe.



Рассеяние электронов с энергией около 500 МэВ на встречных пучках тяжелых ионов дает уникальную возможность исследовать свойства ядер, удаленных от области стабильности, включая измерение зарядовой и нейтронной плотности, радиусов и формы ядер, кластерных эффектов, и др.

Все существующие ядерные модели были построены на изучении имеющихся в природе 286 стабильных изотопов. Область нестабильных изотопов, доступных к изучению на встречных пучках, может быть расширена до 4000 изотопов (см. рис.16.3). При этом появляется возможность получать новую информацию, недоступную в районе стабильности, включая новые разновидности радиоактивного распада, высокоэнергетичный β -распад, новые области деформации и дважды магических ядер и др.

Исследования ядерной структуры нейтронно избыточных ядер представляет интерес с точки зрения астрофизики. Например, механизмы образования изотопов гелия на ранней стадии существования вселенной можно изучать, используя пучки нестабильных ядер ^6He и ^8He . Свойства изотопов ^6He изучались недавно методом кулоновской диссоциации и методом лазерной спектроскопии. Использование для этой цели рассеяния электронов может дать более простые и надежные в интерпретации результаты, потому что метод рассеяния электронов апробирован на стабильных ядрах с высокой точностью и доказал свои преимущества в изучении ядерной структуры.

Для более тяжелых нейтронно-избыточных ядер можно построить уравнение состояния асимметричной нейтрон-протонной ядерной материи. Для нейтронной звезды и нейтронно избыточного ядра уравнения состояния очень похожи, потому что плотности этих состояний отличаются незначительно (у нейтронной звезды плотность на 30% выше, чем у ядра). Радиус нейтронной звезды определяется соотношением сил гравитации и отталкивания. В нейтронно избыточном ядре нейтроны концентрируются на поверхности, образуя нейтронное гало. Таким образом, вместо гравитации на радиус ядра влияют силы поверхностного натяжения. Сравнивая уравнения состояния нейтронных звезд и нейтронно-избыточных ядер можно получать информацию о фазовых переходах материи в экзотические состояния, включая каонный конденсат, цветные сверхпроводники и др.

Изучение корреляций нуклонов в экзотических ядрах имеет отношение к проблеме существования кварк – глюонной плазмы, потому что элементарными многокварковыми состояниями можно было бы считать дибарионы или пента-кварки, поиск которых в обычных ядрах ведется давно, но которые до сих пор не обнаружены.

Открытым остается вопрос о границах применимости существующих ядерных моделей. Например, оболочечная модель не может объяснить обнаружения новых магических ядер, которые обладают свойствами классических магических ядер, но имеют числа нуклонов, отличающиеся от обычных значений (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126). Возможно, это связано либо с проявлением сверхтекучести (парных корреляций) в ядрах, либо протон-

нейтронного спаривания, которое также формирует замкнутые оболочки. Исследование различных характеристик (в частности, радиусов) новых дважды магических ядер даст новые критерии для развития ядерных моделей.

В 2006 году проект ELISe вышел на стадию экспериментальной подготовки. Кроме создания накопителя электронов, ведется работа по изготовлению электронного спектрометра, состоящего из двух отклоняющих магнитов и нескольких координатных дрейфовых камер. Особенностью этого спектрометра является высокое разрешение (10^{-4}) по импульсу при большом телесном угле ($\pm 1.5 \text{ mr} \div \pm 150 \text{ mr}$). При этом потребуется также решить ряд технических задач, связанных с особенностью эксперимента (встречные пучки), что касается обеспечения высокого вакуума, достаточно протяженной областью взаимодействия и т.д. Однако, можно с уверенностью сказать, что уже в ближайшие годы здесь можно ожидать новых интересных результатов.

Дополнительная литература:

1. V.G.Nedorezov. *Photonuclear Reactions: Astrophysics Implications. Proc. Of the Int. Conference on Nuclear and Radiation Physics, Almata 2005*, p.153 .
2. В.А.Карнаухов, Л.А.Петров. *Ядра, удаленные от линии бета-стабильности*. Энергоиздат, 1981 г. 198 стр.

Глава17.

Решение прикладных задач с использованием электромагнитных излучений.

Применение синхротронного излучения в медицине.

Название «синхротронное излучение» (СИ) связано с его источником - кольцевым ускорителем электронов (синхротроном), в котором электроны движутся по окружности в магнитном поле. Круговое движение приводит к тому, что электрон испытывает центростремительное ускорение, за счет чего и возникает СИ, которое можно получать в инфракрасном и видимом диапазонах, а можно и в рентгеновском. Это зависит от кривизны траектории, т.е. от энергии электронов и величины магнитного поля.

Первый в Европе синхротрон был создан в Физическом Институте АН СССР под руководством академика В.И.Векслера в 1946 г. Следующий важный шаг был сделан в 1960-х годах (и тоже в России) академиком Г.И.Будкером с сотрудниками, создавшими электронный накопитель, способный работать без инжекции пучка в течение длительного времени. Сначала синхротронное излучение рассматривалось как вредный эффект, мешающий ускорению частиц высоких энергий (потери на синхротронное излучение — порядка одного процента от полной мощности пучка электронов в накопителе). Однако в скором времени (примерно в 70-х годах) на базе электронных накопителей высоких энергий появились специализированные источники СИ, и, как это часто бывало, фундаментальные разработки дали мощный импульс различным прикладным применением, и в частности, в медицине. Электронные накопители привлекательны также своей относительной экологической безопасностью. Здесь дело в том, что основную опасность в плане радиации несут частицы высокой энергии (электроны), которые излучают СИ. А в накопителе электроны остаются внутри замкнутого вакуумного объема и не выходят наружу, поэтому их радиационная опасность минимальна. Само по себе СИ в рентгеновском, а тем более в видимом диапазонах опасно не более, чем излучение от рентгеновской трубки, с которой врачи уже давно научились работать.

Несмотря на повсеместное развитие рентгеновских методов диагностики, следует признать, что они не лишены недостатков. Во-первых, качество рентгеновских снимков (их контраст) не всегда удовлетворяет врача. Конраст определяется различием плотности и атомного веса исследуемых объектов, которое для биологических тканей сравнительно невелико. Поэтому, например, распознать опухоль в организме человека на ранней стадии ее образования совсем непросто. Во-вторых, доза облучения при тщательном обследовании

может оказаться довольно значительной. Это связано с тем, что обычное рентгеновское излучение имеет непрерывный спектр, а для просвечивания желательны монохроматические фотоны с определенной энергией, соответствующей толщине и плотности объекта. В итоге большая часть фотонов не приносит пользы, а только увеличивает дозу облучения. Попытки монохроматизировать спектр с помощью фильтров или монохроматоров приводят к уменьшению интенсивности пучка фотонов и, соответственно, к увеличению времени экспозиции. При этом рентгеновские трубки становятся очень громоздкими и трудными в эксплуатации. Большинство перечисленных проблем можно решить, если воспользоваться источниками СИ в рентгеновском диапазоне.

Большое достоинство СИ заключается не только в высокой интенсивности, но и в том, что оно имеет малую угловую расходимость. Поэтому, кроме обычного метода поглощения, для получения изображений можно использовать рефракцию (преломление) или рассеяние фотонов на границах раздела сред. При этом оказывается, что рефракция более чувствительна к изменению плотности среды, чем поглощение. Благодаря этим уникальным параметрам использование СИ весьма эффективно в различных диагностических процедурах, например в ангиографии, маммографии, денситометрии, — то есть там, где требуется высокое качество снимков. В результате становится возможной диагностика онкологических заболеваний на ранней стадии их развития.

Помимо диагностики, в медицине важное значение имеют терапевтические методы использования излучений, особенно при лечении онкологических заболеваний. Но не секрет, что обычные электронные или рентгеновские пушки поражают не только больные, но и здоровые ткани. Использование СИ, как будет показано ниже, может существенно помочь решению этой проблемы.

В 2001 г. введен в строй первый в России специализированный источник СИ. Он находится в Российском научном центре «Курчатовский институт» (РНЦ КИ) и предназначен для исследований в области рентгеновского излучения с энергией до 30—40 кэВ. На его базе в 2004 г. под руководством члена-корреспондента РАН М.В.Ковальчука создан центр коллективного пользования — Курчатовский центр синхротронного излучения и нанотехнологий, в задачу которого входит проведение исследований на СИ по многим направлениям науки и технологии, в том числе и развитие медицинских приложений.

Для того, чтобы получить синхротронное излучение в рентгеновском диапазоне, энергия электронов должна быть достаточно велика (несколько миллиардов электронвольт). Диаметр кольца в таком случае составляет сто и более метров. Например, на Курчатовском

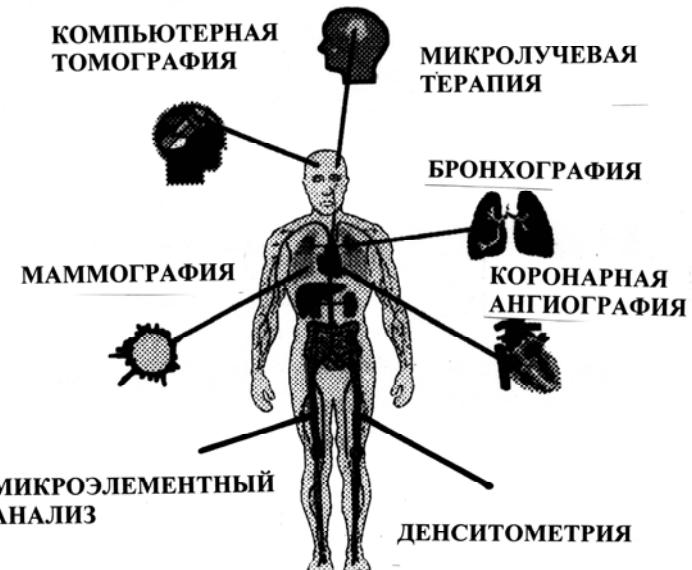
источнике СИ, который относится к источникам 2-го поколения, энергия электронов равна 2.5 ГэВ. В мире уже построены источники третьего поколения (European Synchrotron Radiation Facility, ESRF, во Франции, Spring-8 в Японии), которые в несколько раз превосходят его по времени жизни пучка, по энергии и интенсивности, а также угловой расходимости. Деление на поколения достаточно условное, но по основным параметрам источники разных поколений различаются примерно на порядок. Например, у первых источников время жизни электронов в кольце составляло около часа, у второго поколения — 10 ч, у третьего приближается к 100 ч.

Тематика работ по медицине с использованием СИ значительно шире, чем будет рассмотрено здесь. Сюда можно отнести разнообразные биологические исследования, расшифровку структуры белка, создание новых лекарственных препаратов и многое другое. Однако мы опускаем эти вопросы, сделав упор на применении СИ в практической медицине. Более того, сконцентрируемся на тех задачах, решению которых лучше всего соответствуют возможности первого в России специализированного синхротронного источника в РНЦ КИ.

Сразу после открытия К.Рентгеном X-лучей (1895) началось их практическое использование в медицине, главным образом для получения изображений внутренних органов. Впоследствии очень важную роль сыграло появление компьютеров, способных обрабатывать большой объем информации, которая заключена в рентгеновских снимках, а также детекторов для регистрации рентгеновских квантов. В результате были созданы рентгеновские компьютерные томографы, позволившие получать трехмерные изображения с высоким пространственным разрешением.

Клинические применения рентгеновского излучения разнообразны. Частично они представлены на рис.17.1. К ним относятся коронарная ангиография и микроангиография, лимфография, томография мозга и сосудов, денситометрия костей, микроэлементный анализ и многое другое. Эти же направления, но на более высоком по отношению к современной практике уровне, развиваются на источниках синхротронного излучения в Брукхэвене (США), KEK в Цукубе (Япония) и других центрах. Более высокий уровень обеспечивается главным образом тем, что кроме обычного метода поглощения применяются другие физические принципы получения изображений, такие как рефракция или малоугловое рассеяние, о чем будет сказано ниже.

Рис.17.1
Основные направления
рентгеновской диагностики
и терапии



Методически, представленные на рис.17.1, направления можно разделить на три основных типа. Во-первых, получение изображений внутренних органов и оценка на этой основе различных патологий. Во-вторых, микроэлементный анализ биожидкостей, биоптатов и др. В третьих — микролучевая терапия.

Цель маммографического обследования — обнаружение и наблюдение за локальными изменениями плотности в мягкой ткани молочных желез. При этом желательно обнаруживать опухоли с малым изменением плотности (порядка нескольких процентов) и малым размером (менее 0.1 мм), что необходимо для ранней диагностики и лечения заболевания. Для существующих методов, включая обычную рентгеноскопию, это оказывается практически невыполнимой задачей.

Представим теперь, что вместо обычного метода поглощения будет использован метод рефракции излучения на границах объектов с разной плотностью. Таким образом, мы будем измерять изменение (градиент) плотности на границе раздела сред путем регистрации преломленной волны. Новые методы получения изображений, получившие название фазового контраста, если используется изменение фазы, или рефракционной интроскопии, если измеряется преломление, уже широко используются на различных источниках СИ в мире. У нас в России основополагающими по рефракционной интроскопии стали опыты В.А.Соменкова, С.А.Шильштейна с сотрудниками. Первые работы по биологии с использованием СИ по этой тематике выполнялись в Новосибирском институте ядерной физики совместно с Вазиной А.А. и другими биофизиками из Пущино.

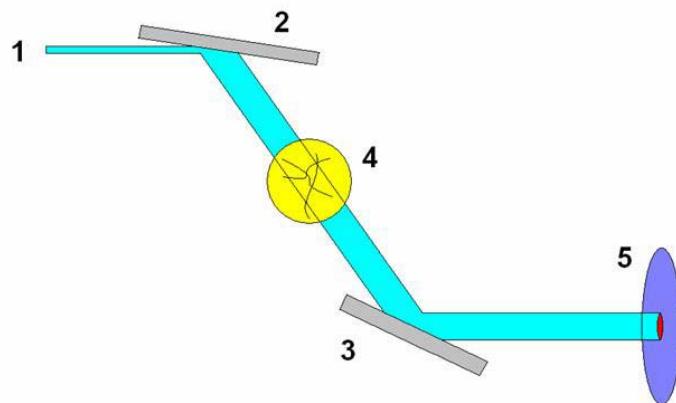
Для получения изображений по методу рефракционной интроскопии объект помещается внутрь специального прибора, состоящего из двух совершенных кремниевых

кристаллов (рис.17.2). Первый кристалл служит монохроматором излучения, второй — анализатором.

Rис.17.2

Схема установки по измерению рефракционного контраста.

- 1-падающий пучок СИ,
- 2-кристалл-монохроматор,
- 3-кристалл-анализатор
- 4-исследуемый объект,
- 5-регистрирующие устройства
(датчик на основе ПЗС-матрицы).



Угловое отклонение пучка на границе воздух—объект в приближении геометрической оптики равно

$$\delta\alpha = (1 - n) \cdot \text{ctg}\alpha. \quad (1)$$

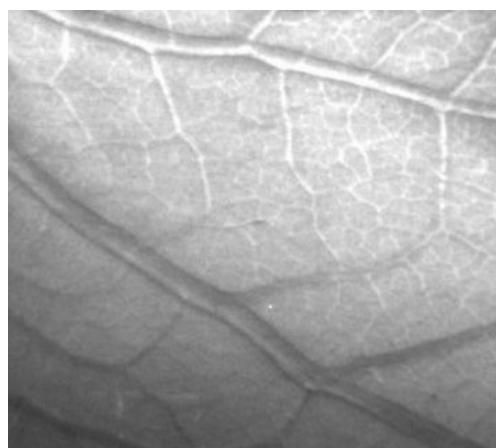
Изменение коэффициента преломления на границе органической ткани с воздухом задается формулой

$$(1 - n) = 1.5 \cdot 10^{-6} \lambda^2, \quad (2)$$

где α — угол между пучком и преломляющей поверхностью, n — показатель преломления, λ — длина волны, выраженная в ангстремах. Величина рефракционного контраста определяется относительным локальным изменением интенсивности пучка, испытавшего отклонение на угол α . Для цилиндрического объекта наибольший контраст возникает на его краях, поэтому изображения кажутся объемными (см., например, рис.17.3).

Rис.17.3.

Изображение древесного листа, полученное методом рефракционной интроскопии.



Для количественных оценок параметров маммографических диагностических аппаратов используются специально разработанные фантомы, которые представляют собой набор кубиков (восковую пластину) с различными включениями, имитирующими опухоли. На Курчатовском источнике СИ К.М.Подурец с сотрудниками выполнил эксперимент, используя сертифицированный фантом RM156, и показал, что использование рефракционного метода значительно повышает чувствительность метода и позволяет обнаруживать такие объекты, как микрокальцинаты, кальцинированные сосуды и опухоли в несколько раз меньшего размера, чем при стандартной, абсорбционной съемке (см. рис.17. 4).

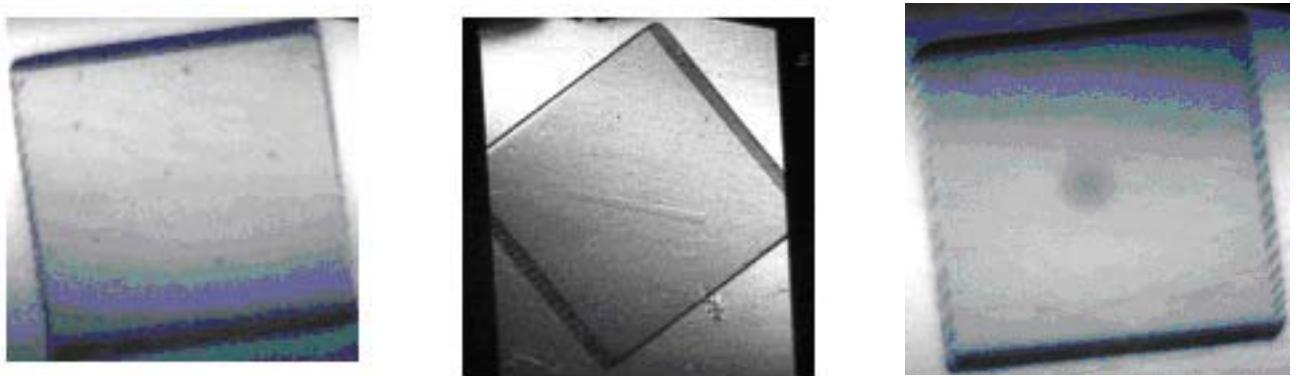


Рис.17.4. Изображения фрагментов фантома, моделирующих микрокальцинаты (A), кальцинированный сосуд (B) и опухоль (C).

Новый тип контраста в сочетании с высоким качеством пучка синхротронного излучения дает возможность не только повысить информативность изображений, но и значительно снизить дозовую нагрузку на пациента. Было также установлено, что если слегка пожертвовать информативностью изображений за счет уменьшения времени экспозиции, удается при стандартном уровне обнаружения признаков заболевания дополнительно снизить дозу облучения при обследовании.

Важная часть этой работы — разработка и создание детекторов нового типа для получения изображений, потому что обычная рентгеновская пленка неадекватна новым диагностическим методам. И дело здесь не только в том, что рентгеновская пленка создает некоторые неудобства в работе, связанные с проявкой и др. Для получения более качественных изображений, особенно трехмерных, необходимы более совершенные

устройства, позволяющие сразу вводить информацию в компьютер и выполнять обработку данных. Поэтому специально для таких задач Н.К.Кононовым и др. в РНЦ КИ совместно с Институтом ядерных исследований (ИЯИ) РАН были разработаны детектирующие системы на основе ПЗС-матриц. Схема такого прибора представлена на рис.17.5.

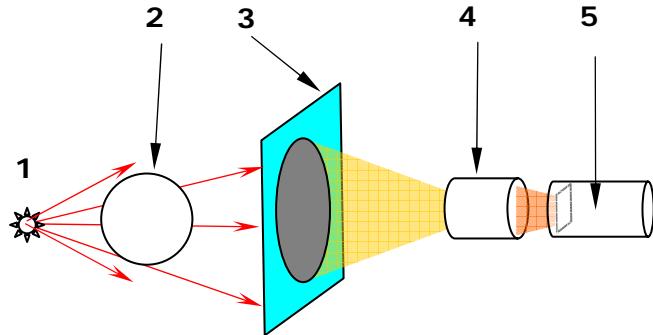


Рис.17.5. Детектирующая система
 . 1 – источник рентгеновского излучения; 2 – объект исследования;
 3 - люминесцентный экран; 4 – объектив; 5 – камера с ПЗС-матрицей.

Изображение, формируемое в люминесцентном экране, с помощью объектива переносится на ПЗС-матрицу. Накапливаемый на ПЗС-матрице сигнал считывается, преобразовывается и с помощью внешнего интерфейса ПЗС-камеры передаётся в компьютер для дальнейшей обработки и представления.

Отличительные особенности разработанных приборов:

- конструктивная гибкость (варируемое количество матриц в одном приборе в произвольной геометрической конфигурации в зависимости от заданного размера чувствительной области (поля зрения)),
- высокое пространственное разрешение при большом поле зрения – до 30 пар линий /мм,
- высокая эффективность (однофотонный режим регистрации) и малая доза облучения,
- специализированная компьютерная обработка изображений.

Высокая эффективность обусловлена использованием кристаллического сцинтиляционного экрана большой толщины (несколько мм), которая определяется условиями применения прибора и, соответственно, выбором напряжения на рентгеновской трубке. Параметры остальных комплектующих также задаются конкретными требованиями, исходя из условий по применению прибора (дениситометр, центратор и др. (см. приложение)).

Для оценки качества приборов разработан оперативный метод определения дифференциальной квантовой эффективности (Differential Quantum Efficiency – DQE) с

использованием рентгеновского источника ^{241}Am . Получено следующее аналитическое выражение для величины DQE:

$$DQE = \frac{1}{\left(\frac{N_\gamma^0}{n_e} + \frac{N_\gamma^n}{N_\gamma^n} \right)}$$

Где N_γ^0 – количество гамма-квантов, падающих на поверхность люминофора; N_γ^n – количество гамма-квантов, поглощенных в люминофоре; n_e – количество электронов, образовавшихся в ячейке ПЗС-матрицы. Результаты измерений для разных сцинтилляционных экранов и объективов приведены в таблице 17.1.

	Сцинтилляционный экран			
	CsI(Tl)	Gd2O2S(Tb)		
Объектив:	13x13 мм ²	30x30 мм ²	13x13 мм ²	30x30 мм ²
Юпитер	0.33	0.18	0.29	0.14
Helios	0.31	0.13	0.25	0.11

Таблица 17.1.

*Квантовая эффективность прибора с ПЗС-матрицей типа Andor Marc 47-10 – FI
для разных сцинтилляционных экранов и объективов*

Получение высокого пространственного разрешения основано на исследовании механизма взаимодействия излучения с веществом сцинтиллятора. Для примера рассмотрим взаимодействие гамма-квантов энергией 30 и 40 кэВ со сцинтиллятором CsI(Tl), энергия связи электронов К-уровня которого близка к 33 кэВ. Если энергия падающего кванта лежит чуть ниже К-края (30 кэВ), то излучение световых фотонов происходит из области, находящейся в пределах 8 мкм вокруг точки поглощения. При падении на сцинтиллятор кванта с энергией 40 кэВ (выше К-края) высока вероятность испускания характеристических квантов К-серии, которые имеют средний пробег 250 мкм (см.рис. 17.6). Эти кванты уносят значительную долю энергии первичного гамма-кванта в среднем на расстояние 250 мкм от точки первичного взаимодействия, что ухудшает координатное разрешение детектора.

На рис.17.6 справа представлены смоделированные распределения поглощенной энергии в сцинтилляторе CsI(Tl) для двух энергий падающих квантов: 30 и 40 кэВ. Поток падающих гамма-квантов ограничен с одной стороны свинцовым краем. Видно, что для

энергий падающих квантов 40 кэВ размытие края велико, а для квантов 30 кэВ – его практически нет.

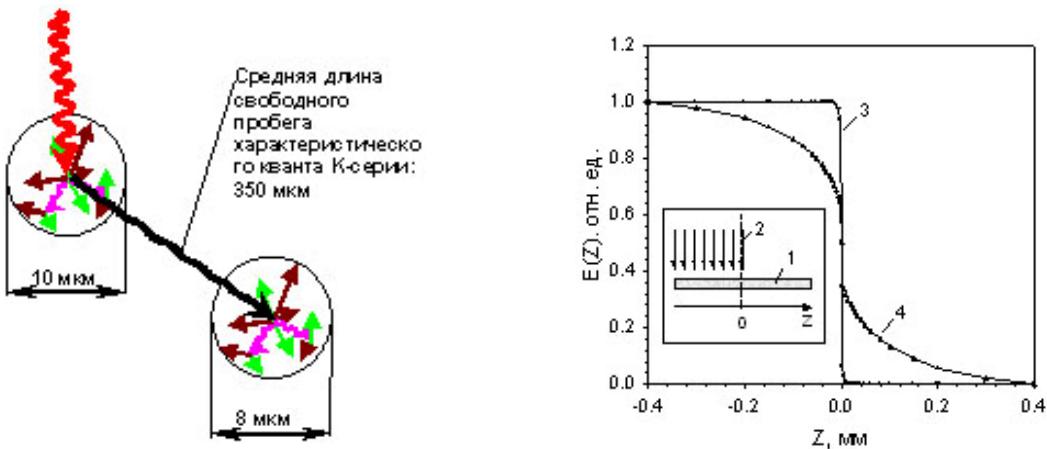


Рис.17.6.

Механизм поглощения рентгеновских квантов в сцинтилляторе.

Справа показано распределение поглощенной энергии в сцинтилляционной пластине CsI(Tl) при поглощении квантов с энергией 30 (3) и 40 кэВ (4).

1 – пластина CsI(Tl); 2 – профиль падающих на пластину квантов.

Получение снимков в цифровом виде позволяет выполнить последовательность элементарных операций, которые улучшают качество снимка:

1. Вычитание фоновой подставки.
2. Нормировка изображения.
3. Медианная или пороговая фильтрация.
4. Суммирование кадров.
5. Бинирование.
6. Фильтр повышения резкости изображения.
7. Вычитание изображения отфильтрованного низкочастотным фильтром.
8. Управление контрастностью и яркостью изображения при его отображении.

В результате применения процедуры вычитания изображения, отфильтрованного низкочастотным фильтром, в изображении видны все высокочастотные компоненты, которые до обработки могли находиться на разных уровнях сигнала и не могли быть видны одновременно. На рис.17.7 представлен результат обработки.

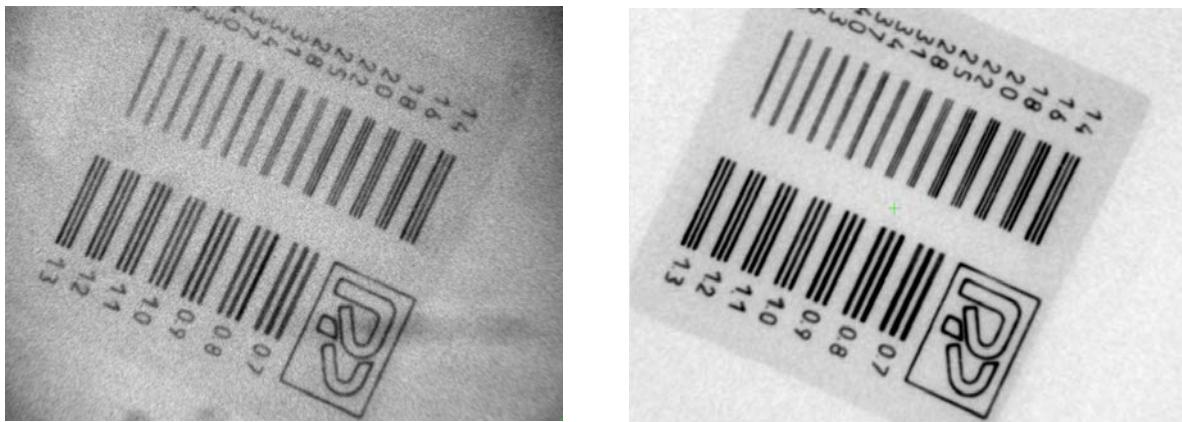


Рис.17.7.

Результат компьютерной обработки снимка стандартной миры - справа; слева – исходный снимок.

На рис.17.8. показаны теневые изображения эталонов W-20 (вверху) и W-50 (внизу) из вольфрамовой проволоки диаметром 20 и 50 мкм, соответственно, а также профили изображений проволок вдоль направления X, перпендикулярного проволочному эталону.

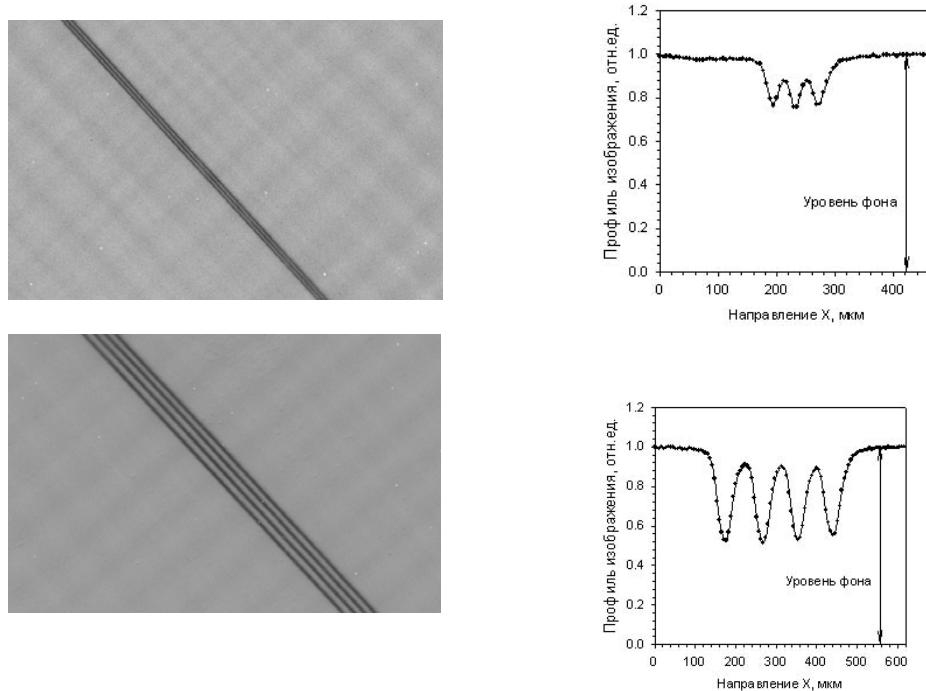


Рис.17.8

*Слева: изображения эталонов W-20 (вверху) и W-50 (внизу)
из вольфрамовой проволоки диаметром 20 и 50 мкм, соответственно,
Справа: профили изображений проволок вдоль направления X,
перпендикулярного проволочному эталону.*

Таким образом, для получения качественных снимков с высоким пространственным разрешением необходим правильный подбор напряжения и тока на рентгеновской трубке, выбор оптимальной толщины кристаллического сцинтилляционного экрана, расчет и изготовление системы фильтров и коллиматоров, выбор детектирующей системы и определение ее параметров, использование специализированных методов для обработки регистрируемых изображений.

Маммографические исследования с использованием синхротронного излучения ведутся на различных источниках СИ в разных странах, например в Триесте (Италия), в Брукхэвене (США) и др., причем с помощью разных модификаций метода рефракционной интроскопии. Например, вместо двухкристалльной схемы применяют однокристалльную (без кристалла-анализатора). В этом случае изображение по методу поглощения получается при минимальном расстоянии между объектом и детектором, а рефракционное — при значительном удалении детектора от образца.

В настоящее время нельзя сказать, что диагностические методики в маммографии с использованием фазового контраста или рефракционной интроскопии полностью отработаны. Существуют нерешенные проблемы, связанные как с формированием пучков, так и с анализом и интерпретацией получаемых изображений. Однако с точки зрения возможностей источника СИ в РНЦ «Курчатовский институт» данное направление представляется одним из наиболее перспективных.

В последние годы костные заболевания, связанные с потерей массы костной ткани или уменьшением ее плотности, вышли на четвертое место в мире по распространенности. Особенно это касается пожилых людей, у которых вероятность переломов кости весьма велика. Неудивительно, что проблеме остеопороза в развитых странах сейчас уделяется большое внимание.

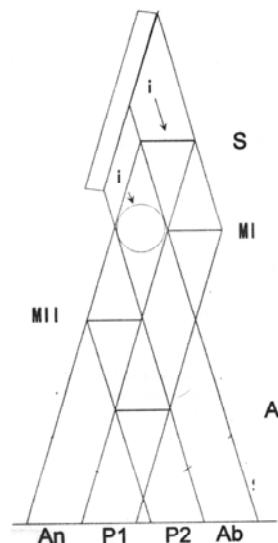
Остеопороз в буквальном переводе с древнегреческого языка означает отверстие, или дырка («пороз») в кости («остео»). Поэтому до сих пор диагностика остеопороза проводится в основном посредством измерения массы костной ткани (денситометрии) с помощью рентгеновских аппаратов. Использование синхротронного излучения позволяет не только качественно улучшить метод денситометрии (что в основном связано с уменьшением дозы на каждую экспозицию), но и разработать другие, более надежные методики для ранней диагностики заболеваний костей.

Переход от простых (с точки зрения структуры) маммографических объектов к более сложным, например костям человека, сопровождается как совершенствованием рентгено-

оптических методов, так и разработкой алгоритмов для обработки и анализа получаемых изображений. В работе М.Андо с сотрудниками предложен новый метод получения изображений («трехцветная оптика»), позволяющий одновременно изучать объект в трех видах: в обычном поглощении, в фазово-интерференционном контрасте и в гпо методу рефракции. Идею эксперимента можно понять с помощью рис.17.8.

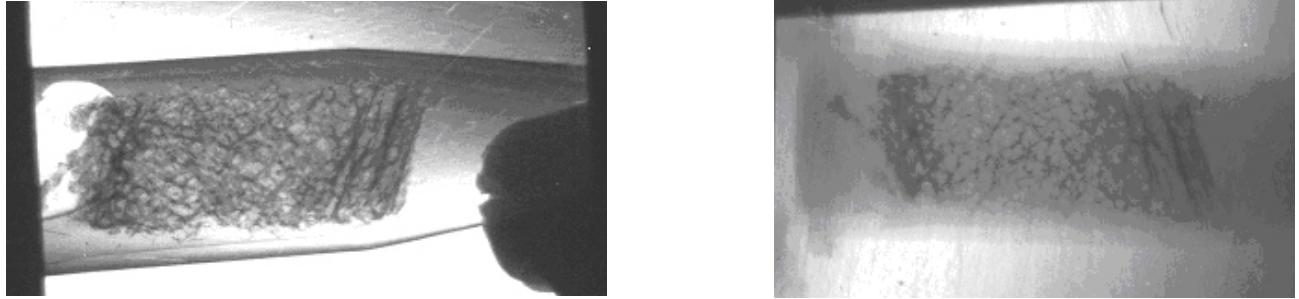
Рис.17.8

Схема “трехцветной” оптики, обеспечивающей одновременное получение изображения по методу фазового контраста (область P1,P2), рефракции (An) и поглощения (Ab). MI, MII – зеркала дифрактометра.



Первый кристалл – монохроматор используется для того, чтобы из падающего узкого пучка СИ создать пучок определенной энергии с максимально возможной светосилой. Половина этого пучка (*i*) направляется непосредственно на объект, а вторая половина расщепляется на кристалле *S* («сплиттер») еще на два луча. Первый луч (*i*), испытав поглощение, но не изменив направления, создает абсорбционное изображение в области *Ab*. Преломленные на границе объекта лучи от *сплиттера* попадают в область *An*, где формируется рефракционное изображение. В отличие от метода поглощения здесь необходим еще один кристалл *MII*, который служит анализатором. Использование дополнительного кристалла *MI* позволяет создать еще одно изображение, когда один из лучей изменяет фазу при взаимодействии с объектом, а другой нет. Изображение в области *P1* и *P2* получается в результате интерференции двух пучков при прохождении анализатора *A*. Метод получения изображения, полученного за счет изменения фазы, называется методом фазового контраста. Комбинация разных методов повышает надежность диагностики и существенно уменьшает ошибки измерений.

На Курчатовском источнике СИ были проведены исследования биоптатов костной ткани человека, предоставленные Центральным институтом травматологии и ортопедии им.Н.Н.Приорова (ЦИТО). Биоптаты представляют собой небольшие фрагменты, объемом менее одного кубического сантиметра, извлеченные посредством операции из кости и помещенные в формалин. На рис.17.9 показаны снимки, сделанные методом рефракции (а) и поглощения (б). Видно, что структура кости на рис.17.9,а проявляется значительно лучше, чем на рисунке 17.9,б. На левом рисунке хорошо виден внешний (кортикальный слой) кости, а также внутренний, который состоит из продольных слоев (трабекул) размером до нескольких сотен микрон. Здесь использование синхротронного излучения приобретает особое значение, потому что другие методы для оценки прочности кости оказываются малоприменимыми. Хотя с помощью электронного микроскопа, дающего очень высокое пространственное разрешение, можно увидеть в кости кристаллы кальцита размером около 1 мкм, но в практической медицине это пока не нашло широкого применения. На синхротронных пучках размеры и ориентацию таких кристаллов удается определять с помощью электронной спектроскопии.



*Рис.17. 9
Изображение биоптата кости человека, полученное методом рефракции (слева - А) и поглощения (справа - В) на Курчатовском источнике СИ.*

Таким образом, использование СИ позволяет сделать качественно новый шаг в экспериментальных и клинических исследованиях физиологических и патологических процессов, происходящих в костной ткани. В частности, это касается изучения механизмов формирования переломов кортикальной и губчатой костной ткани вследствие травматического воздействия на фоне заболеваний опорно-двигательного аппарата, опухолей и опухолеподобных заболеваний. Представляют интерес изучение механизмов формирования зон перестройки в костной ткани при различных нарушениях ее метаболизма, мониторинг

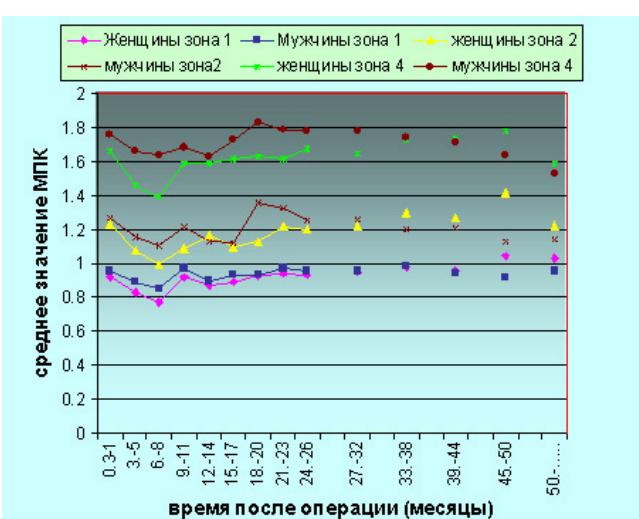
процессов сращения переломов в физиологических условиях на фоне нарушенного ремоделирования (обновления), анализ поведения имплантатов и трансплантатов в костной ткани при различных патологических и физиологических состояниях. Использование СИ позволит в клинических условиях выявлять микропереломы и изучать структуру костей, не определяемую другими методами, а значит, повысить качество обследования и лечения пациентов. При этом возможен переход от исследования биоптатов к живым костям, поскольку дозы облучения сравнительно малы и диагностику можно будет проводить на живых объектах.

Следует отметить, что синхротронные методы исследования структуры костей не исключают, а дополняют обычные рентгеновские методы. Возможности цифровой рентгеновской диагностики для лечения костных заболеваний изучались в последние годы в ЦИТО с помощью денситометра, разработанного в Институте ядерных исследований РАН. В приборе использована полихромная рентгеновская трубка и фильтры, обрезающие низкоэнергетическую часть спектра рентгеновского излучения. Он позволяет определять плотность кости, точнее говоря, массу костной ткани, в шейке бедра человека, которому сделана операция эндопротезирования. Прибор может использоваться и для поликлинической диагностики остеопороза.

С помощью прибора было проведено около 1000 обследований более 100 пациентов в течение полутора лет. На рис.17.10 приведены результаты сравнения изменения минеральной плотности костной ткани в различных зонах вокруг эндопротеза у мужчин и женщин в зависимости от времени, прошедшего после операции. Видно, что потеря костной массы в первые месяцы после операции у женщин происходит интенсивнее чем у мужчин. По мере накопления статистической информации будут получены новые данные о зависимости массы костной ткани от разных факторов, что позволит более эффективно использовать лекарственные препараты.

Рис.17.10

Сравнение минеральной плотности костной ткани в различных зонах шейки бедра вокруг эндопротеза у мужчин и женщин в зависимости от времени, прошедшего после операции.



С течением времени кость человека, так же как и внутренние органы, постоянно обновляется, и зачастую болезнь связана с тем, что нарушен баланс между процессами старения и новообразования. Например, при остеопорозе не только уменьшается масса костной ткани, но также изменяется структура и элементный состав кости.

По химическому составу кости состоят из органических (коллагены и белки) и минеральных (кристаллический гидроксиапатит) компонентов. Отношение между этими компонентами очень важно для ремоделирования кости. Молодая кость имеет недостаток минерального вещества, и размер кристаллов в ней мал. С ростом кристаллов гидроксиапатита возможно замещение ионов кальция на ионы натрия, калия, магния, стронция и даже свинца; возможно также и замещение анионов. В значительной степени это может быть связано с экологическими условиями жизни человека, различными профессиональными факторами вредности и др. Результатом становится изменение физических свойств кости, таких как прочность, гибкость, упругость. Поэтому измерение элементного состава кости или обнаружение редких элементов в ней может быть полезным в ранней диагностике остеопороза.

Обычно неинвазивный (неразрушающий) элементный анализ проводится по флюоресцентной методике (когда под воздействием внешнего излучения возбуждаются и флюоресцируют атомы вещества). Возбужденные атомы или ядра излучают характеристические рентгеновские или гамма-лучи, по которым можно определить состав образца. До настоящего времени такие методики исследования элементного состава для анализа костей применялись мало, потому что требования к ним очень высоки. Во-первых, такие исследования желательно делать на живом организме, и, следовательно, дозы облучения должны быть очень низкими. Во-вторых, точность измерений должна быть высока, потому что процент содержащихся вредных примесей, как правило, очень мал. Этим требованиям можно удовлетворить за счет использования СИ.

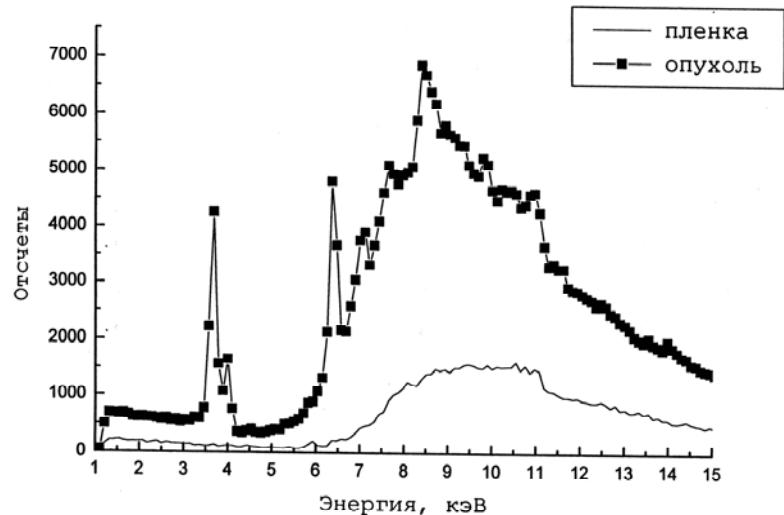
Известно огромное влияние макроэлементов (кальций, натрий, магний и др.) и микроэлементов (цинк, медь, кобальт и др.) на функционирование организма и на состояние здоровья. Как теперь выяснено, при возникновении многих патологий, в том числе и опухолевых, возникает дисбаланс в распределении этих физиологически значимых элементов. С другой стороны, в настоящее время достоверно установлено, что загрязнение окружающей среды различными токсикантами, среди которых особое место занимают тяжелые металлы, приводит к существенному увеличению вероятности возникновения определенных заболеваний. При попадании в организм человека тяжелых металлов, особенно

через органы пищеварения и дыхания, происходит бессимптомное накопление этих элементов в определенных органах, в том числе и в биожидкостях. Связь процесса накопления тяжелых металлов с хроническим стрессом и трансформацией в разнообразные нозологические патологии особенно очевидна при наблюдении за развитием онкологических заболеваний. Клинически идентифицировать воздействие окружающей среды в конкретный момент и на конкретного человека весьма сложно и не всегда представляется возможным. В связи с этим особое значение приобретает разработка методов ранней диагностики накопления и распределения некоторых химических элементов в организме человека.

Было показано, что микроскопический элементный анализ дегидратированных биожидкостей (кровь, моча, плазма) может решить проблему экологического мониторинга профессиональных заболеваний. Избыток тех или иных микроэлементов, в основном тяжелых металлов, служит меткой различных, особенно профессиональных заболеваний, связанных с работой во вредных условиях. На рис.17.11. показан спектр флюоресцентного излучения, полученный с помощью Ге-детектора на пучке СИ. В качестве образца использовалась проба биожидкости, взятая у онкологического больного. Здесь видна широкая подложка, связанная с рассеянным излучением, на которой выделяются пики (характеристические линии), соответствующие определенным элементам. Благодаря использованию СИ удается измерять примеси микроэлементов до одной миллионной доли (1 ppm) в биоптатах и биожидкостях.

Рис.17.11

Спектр РФА, полученный на пучке СИ по РФА методу, для биожидкости, взятой у больного (опухоль), в сравнении с фоном (пленка).



Эти первые результаты были получены сотрудниками ВНИИЭФ (г.Саров) совместно с ИЯИ РАН и РНЦ КИ на пучке синхротронного излучения РНЦ КИ по методу рентгеновского флюоресцентного анализа для различных медико-биологических проб. Они показали перспективность предложенного метода.

Работы по получению изображений коронарных сосудов и сердца заняли одно из ведущих мест на многих источниках синхротронного излучения (KEK в Японии, ESRF во Франции, ВЭПП-4 в Новосибирске и др.), потому что потребность в них исключительно велика. Так, на источнике ESRF в Гренобле уже несколько лет ведутся регулярные обследования пациентов.

Основной недостаток обычной рентгеновской диагностики сердца связан с необходимостью введения контрастного вещества в вену для получения контрастного изображения. Введение контрастного вещества в кровеносные сосуды осуществляется с помощью катетера, что является довольно рискованной операцией и требует дополнительного облучения пациента для ее контроля (операция проводится под рентгеном). Принцип использования контрастного вещества основан на том, что в спектре поглощения рентгеновских квантов есть верхняя граница по энергии (К-край, соответствующий возбуждению К-оболочки), выше которой вероятность поглощения резко падает. Это объясняется структурой электронной оболочки данного элемента (К-оболочка — самая нижняя оболочка, для возбуждения ее нужна максимальная энергия). Делая два снимка при двух энергиях пучка (чуть выше и чуть ниже К-края) и вычитая затем один из другого, мы получили изображения с высоким контрастом. Обычно в ангиографии в качестве контрастного вещества используется йод, у которого К-край рентгеновского излучения равен 33.17 кэВ. В последние годы разработан метод просвечивания с использованием гадолиния, у которого К-край соответствует более высокой энергии (50.24 МэВ), что повышает точность измерений.

Использование СИ позволило упростить процедуру введения контрастного вещества и снизить количество этого препарата. В результате при введении контрастных веществ в очень небольших количествах с помощью обычного шприца получают качественное изображение артериальных сосудов. Напомним еще один важный момент: благодаря монохроматичности излучения СИ дозы облучения оказываются минимальными.

Современные методы лучевой терапии для лечения онкологических заболеваний разнообразны, но все они имеют большой недостаток: под действием излучения оказываются не только раковые клетки, но и здоровые, из-за чего возникают негативные побочные

явления. С этим недостатком борются разными способами, например, используя пучки ионизирующих частиц, которые производят ионизацию главным образом в конце трека (протоны). Но протонная терапия очень дорога, потому что требует создания протонных ускорителей достаточно высокой энергии.

Принципиально новый терапевтический подход (микролучевая терапия) с использованием СИ был предложен в Брукхэвене около 10 лет тому назад и получил развитие на ESRF. Идея нового метода основана на использовании пучка специальной формы (в виде множества планарных, узких пучков — типа расчески). Экспериментально показано, что благодаря такой структуре пучка после облучения возможна регенерация здоровой ткани. Иначе говоря, микрорадиации здоровой ткани исчезают благодаря быстрому воздействию крови, которая сама по себе менее чувствительна к дозе облучения. Пораженные раком клетки при этом разрушаются и не восстанавливаются. Если к тому же свести пучки локально в место расположения опухоли, то терапевтический эффект еще более возрастет. В результате с помощью таких пучков можно эффективно повышать дозу облучения (в сотни и тысячи раз), не разрушая здоровые ткани. При этом лечению поддаются опухоли самых различных органов, включая головной мозг, который сейчас облучают в основном на кобальтовых пушках, вызывающих в отличие от микролучевой терапии более значительные негативные побочные явления.

Синхротронное излучение оптимально подходит для использования в микролучевой терапии, потому что оно обладает высокой интенсивностью, достаточно высокой проникающей способностью и легко формируется с помощью коллиматоров. Модельные расчеты и экспериментальные исследования показали, что оптимальной структурой обладает пучок шириной в несколько сантиметров в виде расчески с «зубьями» шириной до 40 мкм при расстоянии между ними около 75 мкм.

Использование синхротронного излучения в медицине имеет хорошие перспективы не только в области рентгеновской диагностики и терапии, но и в более широком плане, который поначалу может показаться фантастическим. Например, с помощью СИ можно создать микроустройства (капсулы с дистанционно управляемыми микродвигателями), которые, двигаясь по сосудам, будут доставлять лекарственные препараты в нужное место и в нужных количествах. Метод создания подобных микроустройств уже достаточно хорошо разработан (глубокая рентгеновская литография); он позволяет изготавливать микродвигатели, химические микрореакторы и другую микротехнику. Выгоды от применения такой техники достаточно очевидны. В медицине это может привести к

принципиально новым методам лечения. И дело не только в том, что лекарства будут использованы более эффективно и их потребуется намного меньше, чем при пероральном введении или инъекциях. Одно из возможных применений может быть связано с генной инженерией.

Исследования в области генотерапии болезней человека показывают перспективность введения ДНК-конструкций в стволовые костно-мозговые клетки. Проведение подобных исследований наталкивается на значительные трудности, поскольку используемые в настоящее время хирургические методы проникновения в полость берцовой кости травматичны, вызывают большое количество осложнений и требуют длительного пребывания больных в клинике. Точность введения генетических конструкций при этом сильно снижена. Поэтому использование достижений микромеханики для создания устройств, способных обеспечить микроинвазивную доставку лекарств по кровеносным сосудам, становится актуальными.

В последние годы генетика все чаще вторгается в область практической медицины, что дает весьма впечатляющие результаты. Работы в этом направлении, естественно, находят своих последователей и среди специалистов синхротронных центров. Пока использование пучков СИ в генетических исследованиях можно рассматривать только как предложение, потому что оно еще находится в самой начальной стадии. Тем не менее, развитие данного подхода не только возможно, но и вполне реально в ближайшем времени.