

Глава 5

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ

§ 5.1 Гигантский дипольный резонанс

Гигантский дипольный резонанс (ГДР) был первым из резонансов, детально исследованным экспериментально и теоретически. Он обнаружен в сечениях возбуждения практически всех ядер. Универсальность ГДР, как отклика системы на возбуждение, подтверждена обнаружением дипольных резонансов не только над основными, но и над возбужденными состояниями ядер [19,20].

Началом создания микроскопической теории ядерных состояний - многочастичной модели оболочек (ММО) была работа [13]. В ММО получил объяснение важный вопрос – почему максимум $E1$ резонанса оказался выше по энергии, чем средняя энергия переходов нуклона в следующую оболочку. Этот факт оказался следствием того, что при **изовекторном** $\Delta T = 1$ возбуждении диагональные матричные элементы остаточного взаимодействия в среднем выше 0. Коллективизация «входных» конфигураций приводит к сдвигу вверх по энергии положения главного пика $E1$ резонанса.

Интерпретация сложной структуры $E1$ резонансов является и по сей день не полностью решенной задачей теории ядра. Опыт показывает, что изменение числа нуклонов ядра может резко изменить структурные особенности $E1$ резонансов. В версии «частица-состояние конечного ядра» ММО (ЧСКЯ) основные особенности структуры $E1$ и других МГР получают объяснение как следствие энергетического распределения «дырочных» состояний. На рис. 5.1, 5.2 приведен ряд результатов расчета изовекторных 1^- возбужденных состояний ядер

sd-оболочки совместно с данными фотоядерных экспериментов (см.[14]). Расчеты основаны на данных о спектроскопии прямых реакций подхвата нуклона, т.е. на данных о ядерных реакциях сильного взаимодействия. Сравнение эксперимента и теории для $^{32}\text{S}(\gamma, p)$ показывает, что расчет воспроизводит особенности фрагментации изовекторного $E1$ резонанса при $E < 26$ МэВ, однако вклад в сечение при $E > 26$ МэВ в расчете ЧСКЯ отсутствует. Этот недостаток является следствием зависимости спектроскопической информации о вероятностях возбуждения уровней дочерних ($A-1$) ядер от энергии взаимодействующего с ядром-мишенью адрона. Реакции подхвата, реализованные протонами или дейтронами с энергиями ниже 35 МэВ не возбуждают в спектре уровней дочерних ядер с $A=31$ глубоко лежащих состояний. Следствием этой особенности реакций подхвата (т.е. малого радиуса реакций сильного взаимодействия) является недооценка в расчете ЧСКЯ области выше главного пика дипольного резонанса, соответствующей возбуждению глубоких «дырочных» состояний. Но эти состояния возникают при взаимодействии с ядром как реальных, так и виртуальных фотонов с энергиями около 35 МэВ. Удовлетворительное описание реакций электромагнитного возбуждения ядер требует использования данных о сильных реакциях подхвата, полученных с энергией адронов на 10-15 МэВ, превышающих энергию фотонов

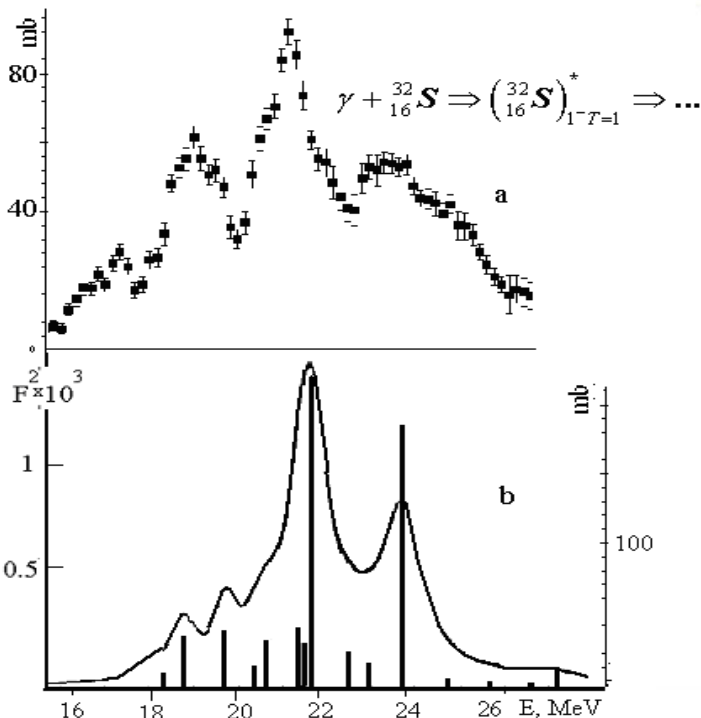


Рис. 5.1. Сравнение экспериментальных данных [14] и результатов расчета в модели ЧСКЯ для фоторасщепления ядра ^{32}S .

Пики в сечениях фотовозбуждения, которые были идентифицированы как дипольные резонансы, наблюдаются и в других реакциях возбуждения ядер. Наиболее разработанными являются методы исследования $E1$ резонансов в реакциях (e, e') , поскольку в электровозбуждении исследуется зависимость функций отклика как от энергии возбуждения, так и от переданного импульса.

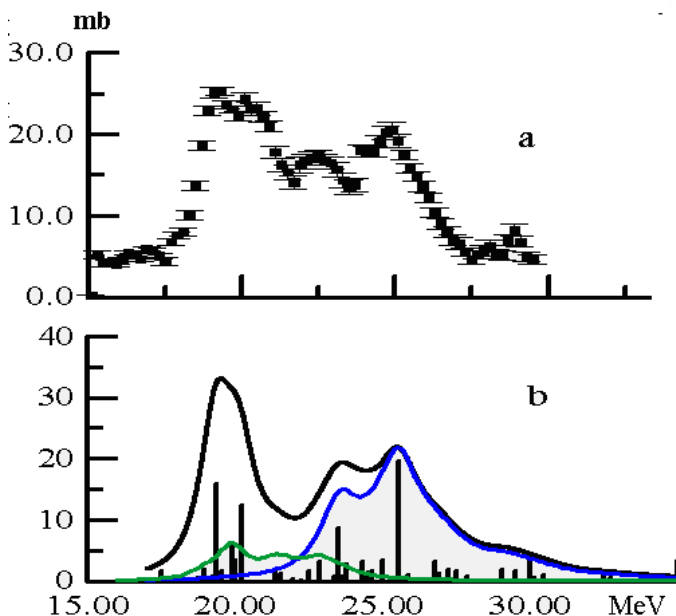


Рис.5.2. Экспериментальные данные (а) [14] и результаты расчета (б) ЧСКЯ для фоторасщепления ядра ^{24}Mg . Затемненная область на нижнем рисунке соответствует переходам из подоболочки $1p$

Рост переданного импульса изменяет форму сечения резонанса любой мультипольности, в т.ч. и $E1$ резонанса. Этот эффект является следствием зависимости матричных элементов одночастичных переходов от q . Интерференция вкладов от орбитальных и спиновых компонентов ядерного тока в некоторые $E1$ переходы может привести как к усилению, так и уменьшению величин формфакторов, как функций от переданного ядру импульса.

На рисунках 5.3 а,б показано поведение формфакторов $E1$ переходов p -нуклона $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$, $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ как функций переданного импульса.

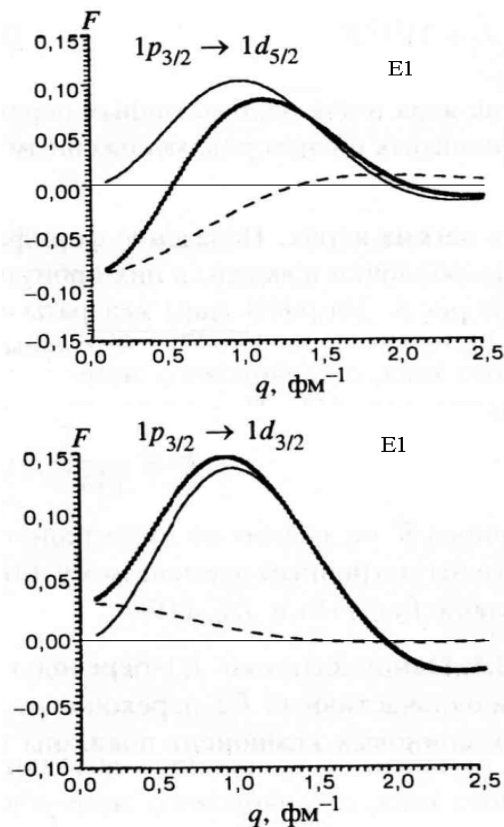


Рис.5.3 Орбитальные (штриховая) и спиновые (тонкая линия) вклады в суммарный $E1$ формфактор (черная) для двух переходов.

Из рис.5.3 видно, что для первого из переходов имеет место деструктивная интерференция спинового и орбитального вкладов в $E1$ формфактор при переданном

импульсе около $0.5 \text{ Фм}^{-1} \sim 100 \text{ МэВ/с}$. Область более высоких значений переданного импульса – область доминирования спинового оператора $E1$ возбуждения. Этот эффект деструктивной интерференции при некотором значении переданного ядру импульса реализуется для дипольных переходов нуклона из подболочки с максимальным значением полного момента нуклона ($j=l+1/2$) в следующую подболочку также с максимальным полным моментом ($j'=l'+1/2$) [22]. Примером такого перехода является переход $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$.

Рост переданного импульса усиливает вклад в $E1$ резонансы переходов типа $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$. т.е. $E1$ возбуждений, соответствующих перевороту спина нуклона (спин-флип).

Эффекты интерференции спинового и орбитального токов в поведении CI и $E1$ формфакторов как функций переданного ядру импульса q и параметра осциллятора b отражаются в положениях максимумов и минимумов формфакторов дипольных возбуждений

В [22] доказано, что положения этих интерференционных минимумов $E1$ формфакторов для переходов $(j=l+1/2) \rightarrow (j'=l'+1/2)$ близки к положениям максимумов CI формфакторов для тех же переходов $(j=l+1/2) \rightarrow (j'=l'+1/2)$.

Эффект интерференции спиновой и орбитальной компонент нуклонных токов и появление -как следствие этого эффекта - минимума $E1$ формфактора был экспериментально обнаружен на ускорителе МАМИ-А (см. рис.5.5).

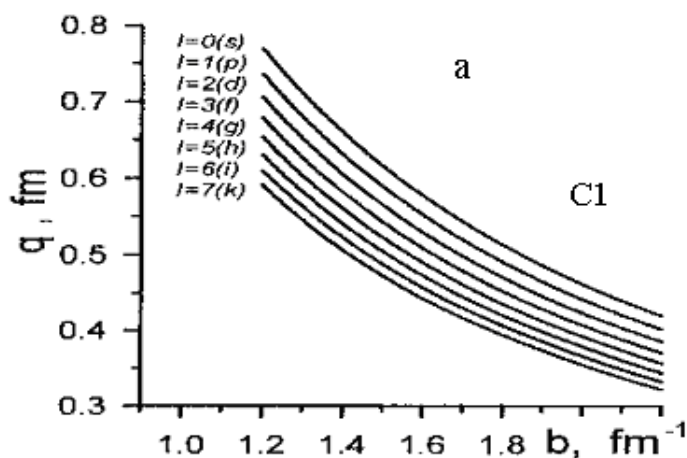


Рис.5.4а Положение максимумов $C1$ формфакторов для одночастичных переходов в следующую оболочку ($j=l+1/2 \rightarrow j'=l'+1/2$).

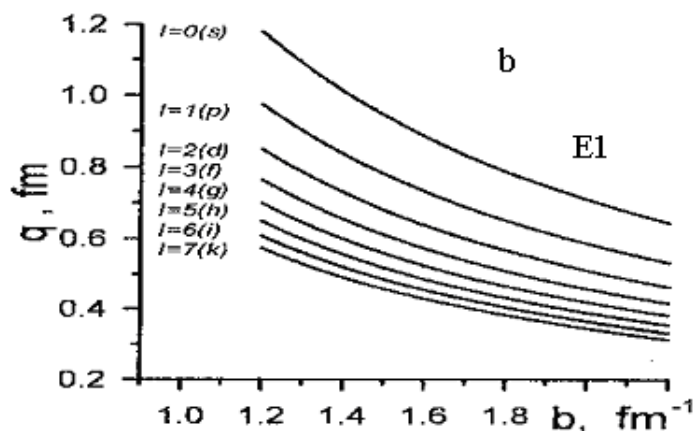


Рис.5.4б Положение минимума $E1$ поперечного формфактора для одночастичных переходов ($j=l+1/2 \rightarrow j'=l'+1/2$);

На рисунке 5.5 показаны продольный (CI) и поперечный формфакторы (EI) изовекторного дипольного возбуждения ядра ^{12}C для двух значений переданного импульса. Видно, что при переданном импульсе около 0.59 Фм^{-1} поперечный формфактор исчезает в области энергий 20-22 МэВ, т.е. именно там, где доминируют $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ переходы [23]. Продольный формфактор EI возбуждения изменяется при росте переданного импульса не так сильно, как поперечный формфактор. Следует напомнить, что при близких к «фототочке» значениях переданного импульса имеет место подобие продольного и поперечного формфакторов (теорема Зигерта), что видно на рис.5.3 для низшего из переданных импульсов $q \sim 0.25 \text{ Фм}^{-1}$

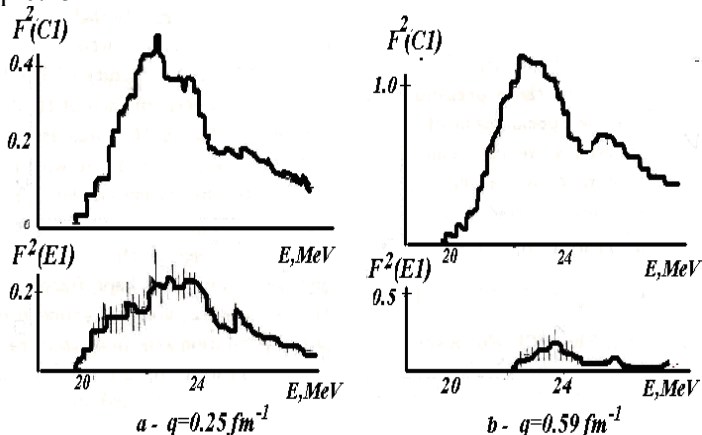


Рис.5.5. Кулоновский/продольный/ (CI) и поперечный (EI) формфакторы реакции $^{12}\text{C}(e, e')$ при 2-х значениях переданного импульса.[23]

На рис.5.6 показаны распределения поперечного F^2_T и продольного F^2_L формфакторов при двух значениях переданного ядру импульса. (Расчет для ядра ^{40}Ca). Рост

переданного импульса от 0.1 до 0.5 Fm⁻¹ слабо влияет на продольный формфактор, но резко меняет структуру поперечного. В его распределении по энергиям возбуждения возникает новый максимум вблизи E=26 МэВ. Это перераспределение сил дипольных возбуждений связано с возрастающей – при росте q – ролью переходов типа $(j=l+1/2) \rightarrow (j'=j=l'-1/2)$, т.е. в случае возбуждения ⁴⁰Са переходов $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$. Это область возбуждения т.н. спин-изоспинового $E1$ резонанса. (См. рис.5.3b, 5.7)

Спин-изоспиновый $E1$ резонанс расположен выше по энергии, чем пик фотоядерного резонанса. Этот резонанс практически не проявляется в фоторасщеплении ядер, но хорошо виден при переданных ядру импульсах выше 100 МэВ/с и энергиях электровозбуждения на ~2-4 МэВ выше фотоядерного $E1$ резонанса и на ~5-6 МэВ выше пиков магнитных квадрупольных резонансов в легких ядрах (см. далее рис. 6.8), Доминирующая роль в возбуждении спин-изоспиновых $E1$ резонансов принадлежит вкладам спиновых операторов в формфактор (первый член в формуле 2.43).

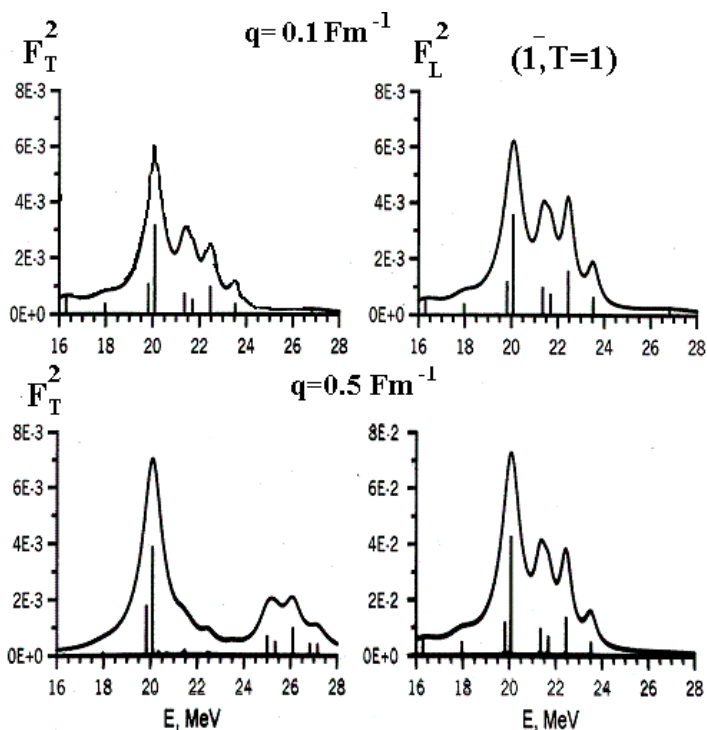


Рис.5.6. Распределения по энергиям поперечного и продольного формфакторов $E1$ возбуждений для ядра ^{40}Ca .

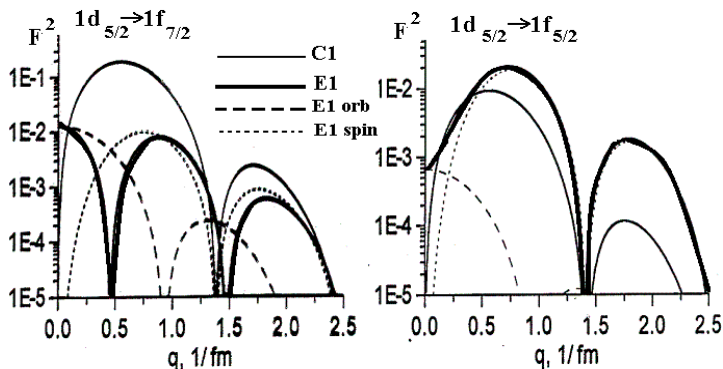


Рис.5.7. Квадраты продольных ($C1$) и поперечных ($E1$) формфакторов для двух одночастичных переходов из sd -оболочки как функции переданного ядру импульса q . Указаны вклады орбитального и спинового токов в поперечный $E1$ формфактор и результат их интерференции (толстая линия).

§ 5.2 Резонансы $E0$ и $E2$

В процессах рассеяния электронов на ядрах при небольших переданных импульсах $q < 0.7 \text{ Fm}^{-1}$ возбуждаются, помимо $E1$ резонанса, также резонансы других мультипольностей, преимущественно с $\lambda \leq 2$. Исследования по схемам совпадений, например, $^{40}\text{Ca}(e, e'x)$; $x = p, \alpha$ [24] позволили выявить вклады в электровозбуждение изоскалярных резонансов $E2$ и $E0$. Пики этих изоскалярных резонансов находятся ниже по энергии возбуждения ядра, чем максимум дипольного изовекторного резонанса (рис.5.8).

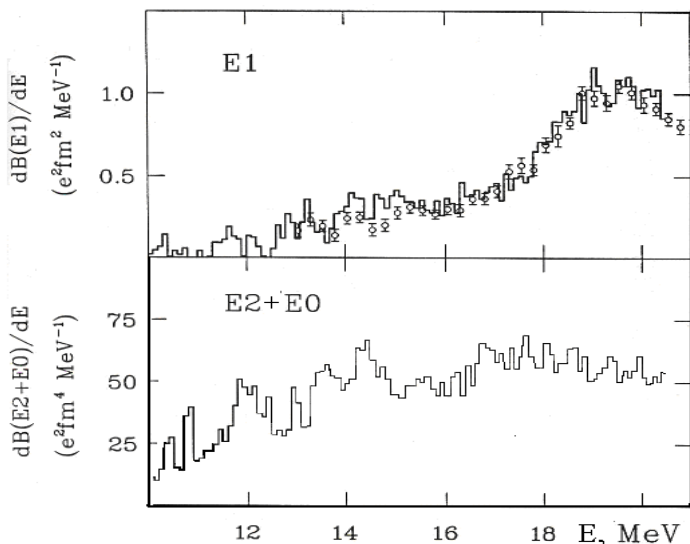


Рис.5.8 .Спектры возбуждения $E1$ и $E0+E2$ в ядре ^{40}Ca .
[24]

Разделение вероятностей возбуждения пиков разных мультипольностей проводится обычно путем исследования их зависимости от переданного импульса. Эта процедура дает возможность отделить дипольные возбуждения от $E2+E0$, но не разделить два последних! Дело в том, что теоретические оценки q –зависимостей квадрупольного и монопольного формфакторов подобны, что препятствует их разделению (См. рис.5.9) Монопольные резонансы возбуждения $E0$ связаны с такой интересной характеристикой ядра, как сжимаемость. Если коллективная квадрупольная мода $E2$ ядерных колебаний изучена неплохо, то выяснение роли монопольных возбуждений ядерной материи в общей картине требует более детального исследования. Выделение $E0$ из общего сечения мультипольных возбуждений возможно путем сравнения результатов

эксклюзивных экспериментов $^{40}\text{Ca}(e, e'\alpha)$, $^{40}\text{Ca}(e, e'p)$ с теорией.

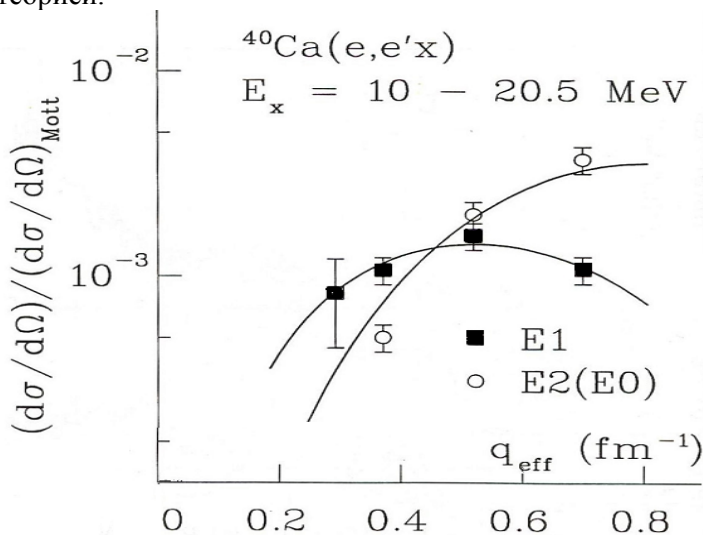


Рис.5.9. Разделение E1 и E0+E2 возбужденных состояний по зависимости от переданного импульса

Глава 6

МАГНИТНЫЕ МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ

§ 6.1. Магнитный дипольный резонанс

Магнитный дипольный резонанс был впервые обнаружен в реакциях (e, e') при переданных ядру импульсах около 60 -100 МэВ/с и энергиях возбуждения от ~15 МэВ в легких ядрах и ~7 МэВ в тяжелых ядра (см. рис. 6.1) . В четно-четных ядрах $M1$ возбуждение приводит к появлению пиков со спинами и четностями 1^+ .

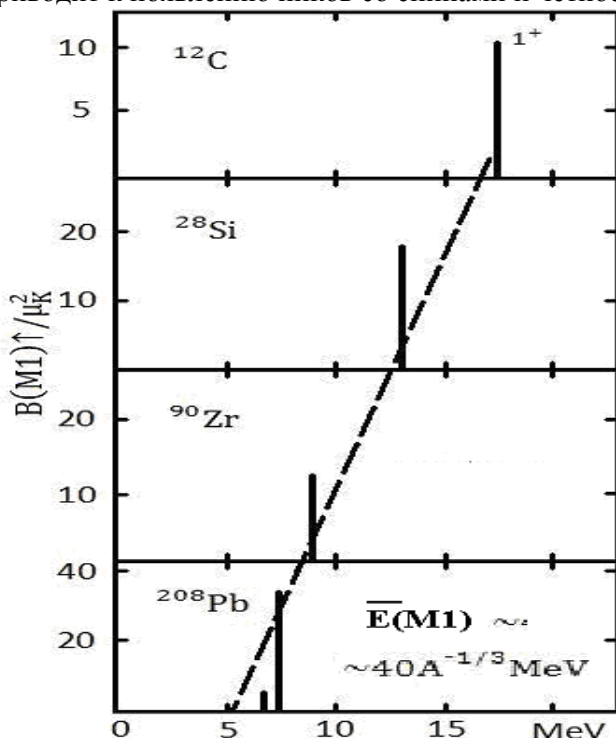


Рис.6.1 Приведенные вероятности $M1$ резонансов как функции энергии возбуждения ядра

Эти 1^+ состояния соответствуют нуклонным переходам между подболочками, расщепленными благодаря спин-орбитальному взаимодействию (Рис. 6.2). $M1$ переходы являются источником появления 1^+ уровней в спектре возбуждения четно-четных ядер, т.е. $M1$ резонансов. Хотя согласно расчетам ОМО в бесконечно глубокой потенциальной яме трехмерного осциллятора энергетическая щель между подболочками должна расти с ростом числа нуклонов в ядре, реальная ситуация прямо противоположна: с ростом A увеличивается плотность уровней и уменьшается энергетическое расщепление. Этот эффект (получивший объяснение в рамках модели Ферми-газа) является следствием того факта, что практически для всех ядер положение уровня Ферми фиксировано при $E \sim 35-38$ МэВ. Чем выше номер оболочки, тем более «сжаты» подболочки. Следствием этого является показанное на рис. 6.1 уменьшение энергии возбуждения $M1$ резонанса с ростом A ядер.

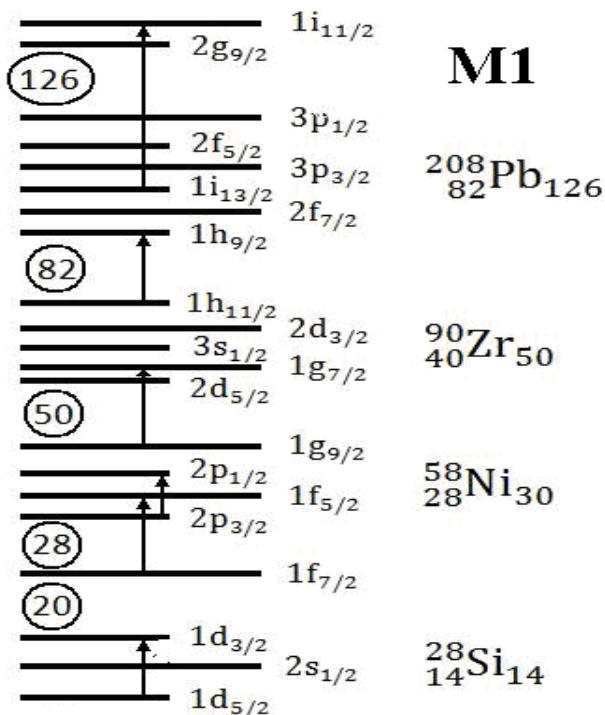


Рис.6.2 M1 переходы между уровнями спин-орбитального расщепления.

Исследования M1 резонансов в четно-четных ядрах доказали влияние сил спаривания на структуру основного состояния ядер.

В реакциях (e, e') на ядрах с заполненной – в рамках ОМО - нижней подоболочки, например ^{12}C , ^{28}Si и ^{48}Ca , четко выявляются пики M1 возбуждений. В этих ядрах, согласно схеме ОМО, заполнена низшая по энергии подоболочка (соответственно, $1p_{3/2}$ и $1d_{5/2}$). Переходы нуклонов из этой подоболочки в незаполненную подоболочку с полным моментом нуклона, равным $j=l-1/2$, формируют конфигурацию возбужденного состояния.

Если принять конфигурации основных состояний этих ядер за «физический вакуум», то конфигурации $M1$ возбужденных состояний в ^{12}C : $|1p_{3/2}^{-1}1p_{1/2} : 1^+\rangle$ и в ядре ^{28}Si : $|1d_{5/2}^{-1}1d_{3/2} : 1^+\rangle$.

Однако результаты реакций (e, e') на ряде магических ядер (^{16}O , ^{40}Ca) показали, что при больших углах рассеяния в спектрах возбуждения этих ядер четко выявляются пики с квантовыми числами 1^+ , т.е. по принятой терминологии, пики $M1$ возбуждений ядер. Выявление 1^+ пиков в спектрах возбуждения ядер с полностью заполненными - с позиций ОМО- оболочками ^{16}O и ^{40}Ca показывает, что схема ОМО слишком примитивна. Два пика $M1$ возбуждений в этих ядрах появляются именно потому, что верхняя подоболочка этих "дважды магов" **не является полностью заполненной**. С вероятностью около 15% в ней присутствуют две "дырки", а на уровне выше поверхности Ферми - две частицы. Этот факт, являющийся следствием сил спаривания (или, как иногда говорят, корреляций в основном состоянии ядра) и создает возможность $M1$ возбуждений в таких ядрах.

В ядре ^{16}O переходы нуклонов $1p_{3/2} \rightarrow 1p_{1/2}$ и $1d_{5/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ формируют два 1^+ пика, наблюдаемые в реакции возбуждения ядра (см. рис.).

Если принять нуклонную конфигурацию ядра ^{16}O в одночастичной модели оболочек (ОМО) за физический вакуум, то в ОМО волновая функция основного состояния ^{16}O может быть изображена как

$$\Psi(^{16}\text{O}_{g.s.}) = |0p0h : 0^+\rangle. \quad (6.1)$$

Однако действие сил спаривания приводит к тому, что волновая функция основного состояния ^{16}O , ^{40}Ca и других ядер, оболочки которых считаются полностью

заполненными в ОМО, имеет более сложную структуру. Опыты, один из результатов которых показан на рис.6.3, доказывают, что в основном состоянии таких ядер должны присутствовать конфигурации с двумя частицами и двумя дырками относительно схемы ОМО :

$$\Psi(^{16}O_{gr.st.}, ^{40}Ca_{gr.st.}) \approx \alpha |0p0h : 0^+\rangle + \beta |2p2h : 0^+\rangle;$$

$$\alpha^2 + \beta^2 = 1; \alpha \gg \beta.$$

(6.2)

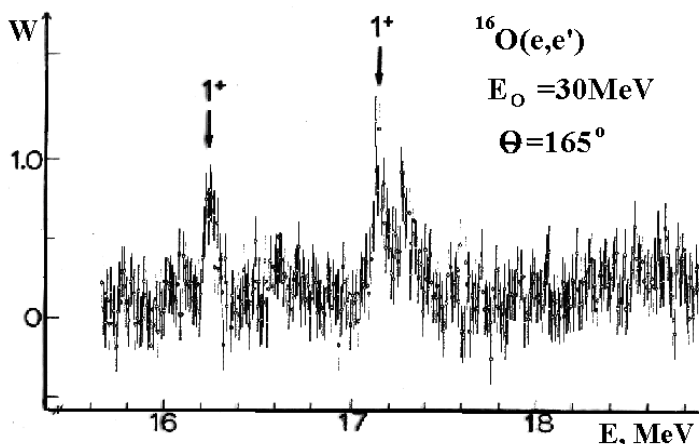


Рис. 6.3 а. М1 пики в спектре возбуждения ядра ^{16}O [25]

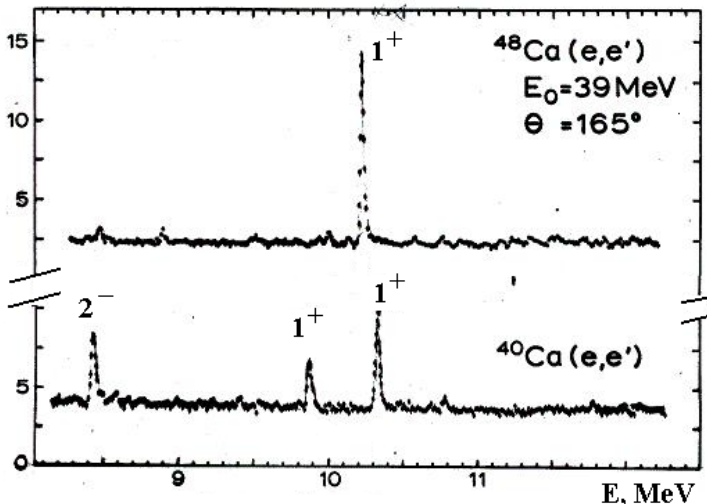


Рис. 6.3 б. Вероятности возбуждения $M1$ в рассеянии электронов на ^{40}Ca , ^{48}Ca (произвольные единицы [25]).

Рассмотренные выше $M1$ резонансы возбуждаются вследствие воздействия на основное состояние ядра-мишени того члена оператора T_1^{mag} , который генерирует переворот спина нуклона («спин-флип»). Оператор имеет вид:

$$\begin{aligned} \hat{T}_1^{mag} = & \frac{iq}{2M} \sum_{i=1}^A \{ \hat{\mu}_j \left(\sqrt{\frac{2}{3}} j_0(qr_i) [Y_0(\Omega_i) \times \sigma_j]^1 - \right. \\ & \left. - \sqrt{\frac{1}{3}} j_2(qr_j) [Y_2(\Omega_i) \times \sigma_j]^1 \right) - \frac{2\hat{e}_i}{q} \left(j_1(qr_j) [Y_1(\Omega_i) \times \nabla_j]^1 \right) \} \end{aligned} \quad (6.3)$$

Первый член в (6.3) и определяет возбуждение $M1$ резонансов, соответствующих переходам нуклона между уровнями, расщепленными за счет спин-орбитального взаимодействия, т.е. переходам с переворотом спина:

$$(\hat{T}_1^{mag})_{spin} \sim \frac{iq}{2\sqrt{4\pi}} (\sqrt{2/3} j_0(qr_i)(\mu_s + \mu_v \vec{\tau}) \vec{\sigma}$$

Как было показано в главе 2, вклад изовекторных магнитных возбуждений значительно превышает вклад изоскалярных.

Важным результатом исследований MI резонансов было обнаружение т.н. «подавления» (quenching) их силы. Дело в том, что вероятности MI переходов между членами спин-орбитальной пары уровней могут быть рассчитаны по вышеприведенным формулам (6.3). Измерения вероятностей MI переходов в (e, e') рассеянии показали, что теория дает сильно завышенный результат для этих вероятностей. Это превышение теоретических оценок над экспериментальными данными характерно и для других резонансных возбуждений. Улучшение согласия между теорией и экспериментом может быть достигнуто путем поиска более реалистического, чем одночастичная модель оболочек, метода описания основного и возбужденных состояний ядер. Одним из шагов в этом направлении является учет сил спаривания. Экспериментальные и теоретические исследования магнитных резонансов (см.[18,24]) показали, что удовлетворительное описание величины мультипольных сил может быть достигнуто при замене константы g , соответствующей значению $(\mathbf{g} = \mu)$ магнитных моментов свободных нуклонов на «перенормированную» величину

$$g_{free} \approx 4.7 \Rightarrow g = 0.7 \cdot g_{free} \quad (6.4)$$

Спин-флиповый тип изовекторных MI резонансов может быть возбужден не только в реакциях неупругого рассеяния электронов, но и в реакциях с адронами, например, реакциях (p, p') .

Вслед за спиновой модой MI резонанса в деформированных четно-четных ядрах были обнаружены 1^+ состояния, которые имеют другую природу. Наиболее ярко эти MI резонансы проявились в исследованиях четно-четных ядер, сильно деформированных в основном состоянии, например, ядер редкоземельных элементов. На рис.6.4 показан спектр возбуждения ^{156}Gd , полученный в реакциях (γ, γ') , (e, e') и (p, p') . Видно, что пик при энергиях возбуждения около 3.08 МэВ присутствует в двух первых и отсутствует в третьей реакции. Этот пик с квантовыми числами 1^+ является проявлением т.н. "scissors" = "ножничного" типа возбуждения. Этот тип ядерного возбуждения генерируется третьим членом формулы (6.3), т.е. оператором орбитального возбуждения

$$(\hat{T}_1^{mag})_{orb} \sim j_1(qr_i)(e_s + e_v \vec{r})[Y_1 \times \vec{l}]_1$$

Чтобы оценить действие как спиновых, так и орбитальных операторов мультипольного возбуждения на ядро, необходимо учесть все нуклоны, на которые действуют эти операторы:

$$(\hat{T}_1^{mag})_{spin+orb} \sim \sum_i (e_i \vec{l}_i + g_i \vec{\sigma}_i)$$

Если ограничиться наиболее важной изовекторной частью MI оператора, получим приближенное соотношение

$$(\hat{T}_1^{mag})_{IV} \sim \frac{1}{2}(\vec{L}_p - \vec{L}_n) + (g_p - g_n)\vec{\sigma} \quad (6.5)$$

Второй член оператора (6.5) генерирует спиновую моду MI возбуждений ядра, а первый - орбитальную. Как в электромагнитных, так и в сильных взаимодействиях действие второго члена проявляется в магнитных дипольных возбуждениях ядра. Однако проявление первого члена существенно различно в этих двух типах

взаимодействия. В реакциях с реальными или виртуальными фотонами взаимодействие происходит с конвекционным протонным током ядра, вклад нейтронного тока практически отсутствует. В реакциях с адронами, например, (p, p') , в сильном взаимодействии участвуют как протоны, так и нейтроны. Поэтому вклады протонов и нейтронов в первый член MI оператора в этом случае компенсируют друг друга. В результате этой компенсации отсутствует заметный пик орбитальной MI моды в реакциях (p, p') , хотя в реакциях электромагнитного возбуждения на ядре ^{156}Gd он хорошо виден (рис.6.4).

В электромагнитном MI возбуждении деформированных ядер взаимодействие фотона с протонами приводит их в движение относительно нейтронов. Это движение можно представить как колебания протонного эллипсоида относительно нейтронного (см. рис. 6.5) , что позволило назвать эти колебания «ножничной» („scissors”) модой.

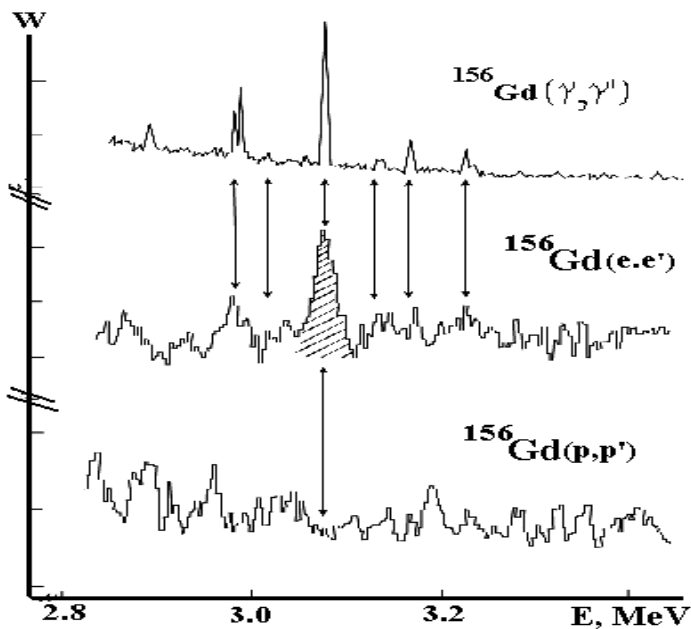


Рис.6.4, Вероятности $M1$ возбуждений (в произвольных единицах) в реакциях электромагнитного и сильного взаимодействий на деформированном ядре ^{156}Gd . [25].

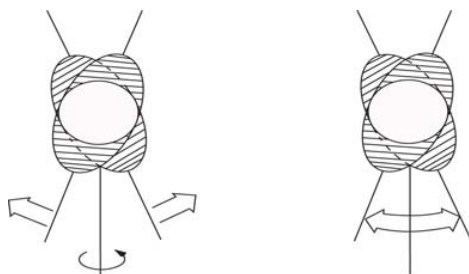


Рис.6.5. Схема колебаний нейтронного и протонного эллипсоидов как модель «ножничной» $M1$ моды.

На рис.6.6 показано соотношение приведенных вероятностей $M1$ возбуждения орбитальной и спиновой мод резонансов для трех ядер [25].

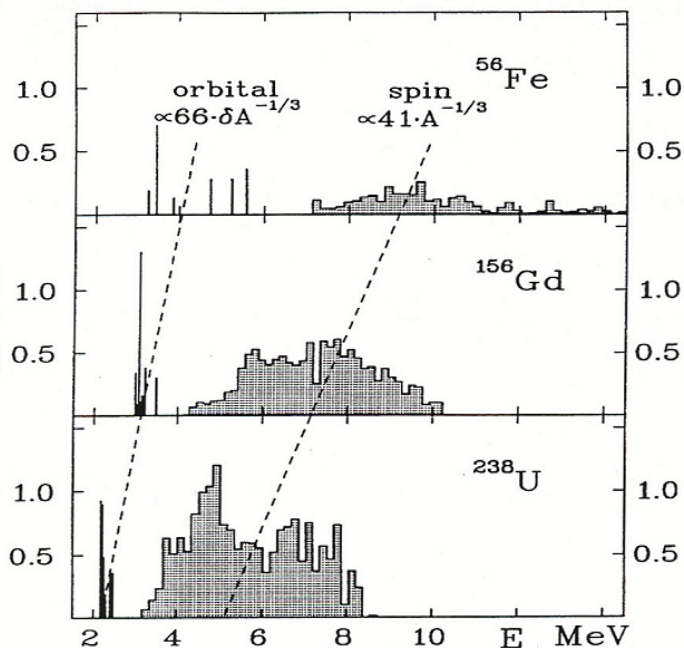


Рис.6.6. Распределение приведенных вероятностей возбуждения спиновой и орбитальной мод $M1$ (произвольные единицы) [25].

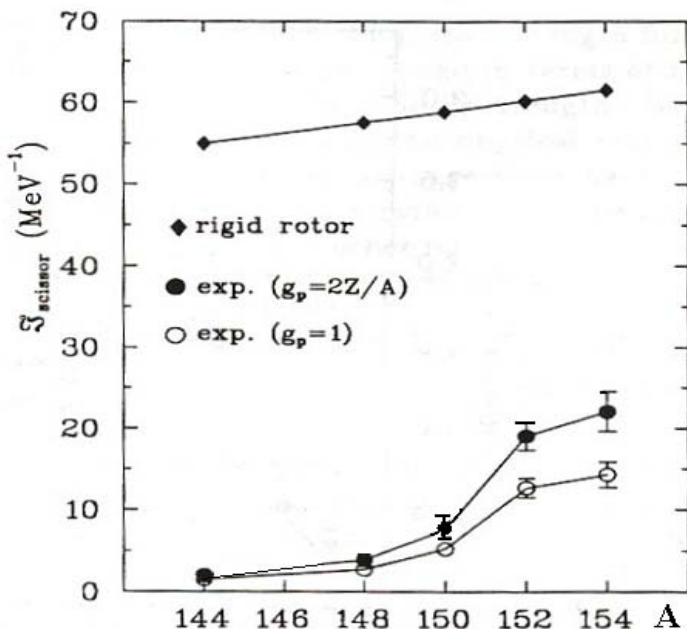


Рис.6.7. Моменты инерции деформированных ядер, полученные из экспериментов с различными значениями магнитных моментов и результаты расчета по модели твердого ротатора [24].

Исследования «ножничной» (“scissors”) моды являются также путем к выявлению сверхтекучих свойств ядерной материи. Изучение т.н. бекбендинга в поведении моментов инерции ядер (см., например, [26]) показало, что в процесс вращения вовлечена лишь часть ядерной материи; значительная часть ее не участвует в коллективном движении т.е. ядро обладает свойством сверхтекучести. На рис.6.7 показано изменение моментов инерции ряда деформированных ядер с A от 144 до 154. Реальный момент инерции ядра много меньше момента инерции твердого волчка-ротатора.

§ 6.2 Магнитный квадрупольный резонанс

Увеличение переданного ядру импульса приводит к росту вкладов спиновой моды ядерного возбуждения. В $1\hbar\omega$ возбуждениях ядер $M2$ резонансы являются следующими по мультипольности после $E1$; они возбуждаются при более высоких значениях переданного ядру импульса.

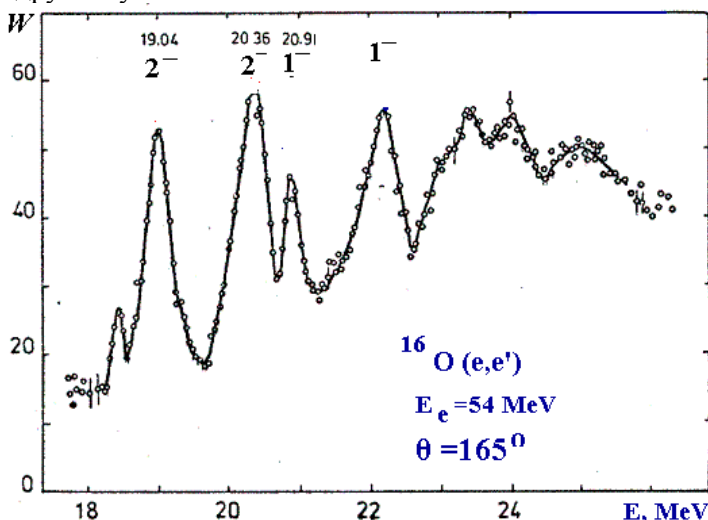


Рис.6.8. Электровозбуждение ядра ^{16}O [27]

На рис.6.6 показан экспериментальный спектр возбуждения ^{16}O при переданном импульсе q около 100 МэВ/с. Дипольный $E1$ резонанс еще играет значительную роль в электровозбуждении, но доминирует при этом значении q уже более высокий по мультипольности магнитный квадрупольный резонанс $M2$. В электровозбуждении $M2$ резонансов проявляются как спиновый, так и орбитальный ядерные токи. Их вклады в $M2$ резонанс зависят как от переданного импульса, так и

от доминирующего в возбуждении «входного» состояния. (Анализ вкладов спиновых и орбитальных мод в формфакторы некоторых одночастичных переходов показан на рис. 6.7)

Идентификация отдельных максимумов $M2$ резонансов как принадлежащих именно орбитальной моде возбуждения в исследуемом ядре возможна при условии проведения сравнительных экспериментов (e,e') и (p,p') при близких значениях переданного ядру импульса. (Ситуация, аналогичная выявлению орбитальных мод для $M1$ возбуждений). Если в (e,e') рассеянии пики $M2$ резонанса связаны как со спиновой, так и с орбитальной компонентами тока, то в (p,p') рассеянии на малые углы в возбуждении участвует только спиновый член ядерного тока, что и позволяет отделить орбитальные вклады. Орбитальная мода в магнитных квадрупольных резонансах интересна как проявление сложного внутреннего движения в ядре: вращательные колебания верхней и нижней полусфер происходят в противоположных направлениях, причем угол поворота пропорционален расстоянию слоя ядра от центра вдоль оси ротации. Это свойство орбитальной моды в $M2$ возбуждениях позволило назвать ее «*твистовой*» модой колебаний.

Орбитальные и спиновые компоненты интерферируют в одночастичных $1\hbar\omega$ переходах, коллективизация которых формирует максимумы $M2$ резонансов.

Сечение электровозбуждения $M2$ резонансов может быть определено при рассеянии электронов на 180° , когда оно определено квадратом поперечного формфактора. Наиболее вероятное обнаружение твистовой орбитальной моды в сечении $M2$ возбуждения возможно в том случае, когда матричный элемент от суммы спиновых операторов проходит через 0. В $M2$ возбуждениях ядер $1p$ -оболочки

орбитальная мода в переходе $1p_{3/2} \rightarrow 2s$ отсутствует. В $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{5/2}$, $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ переходах имеет место деструктивная интерференция вкладов спинового и орбитального токов. Последний из указанных переходов наиболее перспективен для выделения твистовой моды. Для этого перехода при переданном ядре импульсе $q \sim 170$ МэВ/с вклад спиновой моды исчезает и возбуждение $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ перехода происходит исключительно за счет «твистовой» моды.

В ядрах sd оболочки $1\hbar\omega$ переходы из 2s подоболочки не содержат вклада орбитальных токов. Роль твистовой составляющей для переходов из $1d$ подоболочек зависит от полных моментов начального и конечного состояния валентного нуклона. Наиболее существенными являются вклады орбитальной составляющей в матричные элементы

$$\begin{aligned} &\langle 1f_{7/2} \| \hat{O}_2^{mag} \| 1d_{5/2} \rangle, \langle 1f_{5/2} \| \hat{O}_2^{mag} \| 1d_{5/2} \rangle, \\ &\langle 1f_{5/2} \| \hat{O}_2^{mag} \| 1d_{3/2} \rangle \end{aligned}$$

среди которых последний является, по-видимому, наиболее перспективным для обнаружения твистовой моды. На рис. 6.10 а и б показаны распределения как величин матричных элементов для $M2$ перехода $1d_{3/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ и так и его квадрата; расчет проводился с волновыми функциями гармонического осциллятора. Во всех расчетах $M2$ резонансов были использованы перенормированные значения магнитных изовекторных констант g_V (6.4). При переданном ядре импульсе $q \approx 0.8 \div 1.0 \text{ Fm}^{-1} = 160 \div 200 \text{ MeV}/c$ только орбитальный ток дает вклад в суммарный формфактор $M2$ возбуждения. Для перехода $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ орбитальный

ток доминирует в одночастичном формфакторе $M2$ при более высоких переданных импульсах $q \approx 1.3 Fm^{-1}$ (Рис.6.9) .

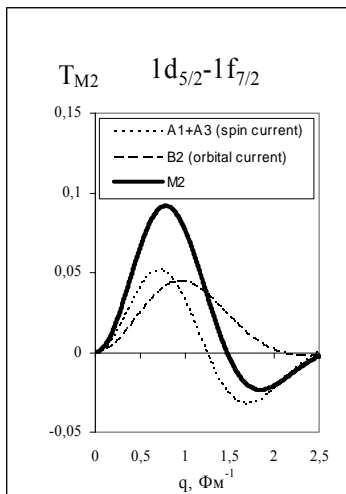


Рис.6.9 а

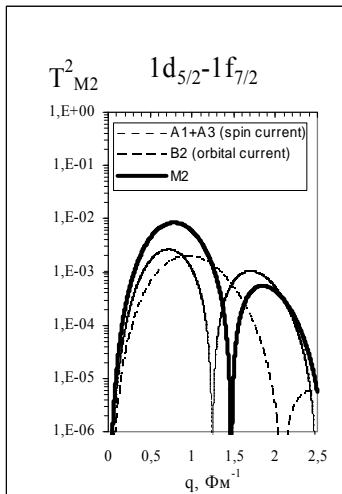


Рис.6.9 б

Вклады спинового и орбитального токов в матричный элемент T_{M2} и квадрат матричного элемента T^2 как функции переданного ядру импульса для перехода $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$.

§ 6.3 Резонансы максимального спина

Состояния максимального спина (СМС) или так называемые "вытянутые состояния = (stretched states)" в модели оболочек могут быть интерпретированы как частично-дырочные конфигурации $j_h = l_h + 1/2$, $j_p = l_p + 1/2$ с максимально возможным полным моментом $J = j_h + j_p$, возникающие при переходе нуклона в следующую оболочку. Для ядер sd -оболочки эти состояния описываются конфигурацией

$|1d_{5/2}^{-1}1f_{7/2}:6^{-}T\rangle$. Четность оператора возбуждения отрицательна и равна $(-1)^L = (-1)^{J-1}$, поэтому СМС будут возбуждаться в результате переходов MJ_{max} .

Исследованию состояний максимального спина посвящено большое количество работ, см., например, обзор по $M4$ и ссылки в нем [28]. Интерес к изучению данных состояний объясняется рядом их уникальных особенностей, которые в основном сводятся к следующему:

- 1) за возбуждение СМС ответственна только спиновая компонента внутриядерного нуклонного тока, что позволяет получать наиболее точную информацию о спиновых и спин-изоспиновых модах ядерных возбуждений;
- 2) сечения возбуждения СМС в реакциях с различными пробными частицами являются функциями одного и того же оператора $j_{J-1}(qr)[Y_{J-1} \times \bar{\sigma}]_J$. Это позволяет извлекать спектроскопические амплитуды возбужденных состояний, используя сравнительный анализ реакций $(e, e'), (\pi^+, \pi^-), (\pi^-, \pi^-)$;
- 3) в формировании входных возбуждений играет роль небольшое количество конфигураций. Для ядер со спином основного состояния $J_0 = 0$ в возбуждении СМС участвует только одна частично-дырочная конфигурация, поэтому для данных состояний отсутствует проблема смешивания входных конфигураций и учета влияния их коллективизации на возбуждение СМС (Рис.6.10). Поэтому, исследование состояний максимального спина должно выявить роль спектроскопии прямых реакций в описании мультипольных возбуждений.

Эвристическая ценность МГР максимального спина проявилась в течение последних 20 лет в процессе их комплексного исследования в реакциях неупругого рассеяния на ядрах электронов и адронов.

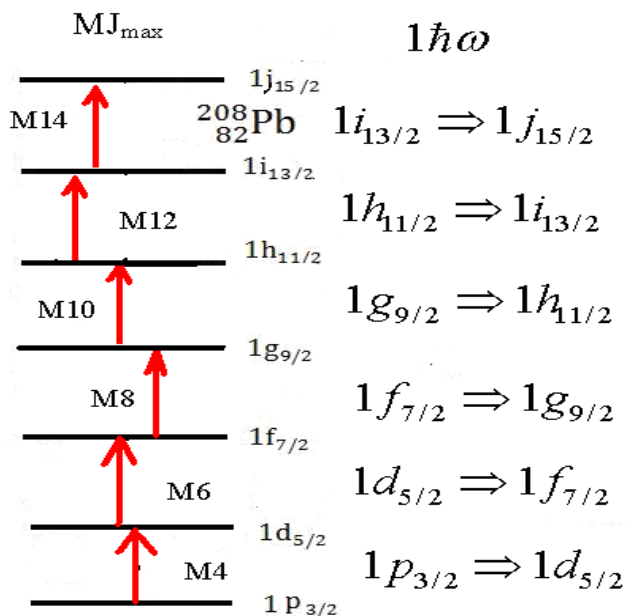


Рис.6.10.Переходы, формирующие состояния MJ_{max} .

“Вытянутые” состояния, или состояния максимального спина (СМС), генерируются в результате действия на основное состояние только оператора магнитного возбуждения MJ_{max} . Матричные элементы этих операторов имеют наиболее простую структуру :

$$\begin{aligned}
\langle j_f \| \hat{T}_{JT}^{mag} \| j_i \rangle &= \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{bM} \right) y^{\frac{J}{2}} e^{-y} P_M(y) = \\
&\left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{bM} \right) y^{\frac{J}{2}} e^{-y} \hat{\mu}_T \left[(A_{J-1}(y) + A_{J+1}(y)) + \hat{e}_T B_J(y) \right] \Rightarrow \\
&\Rightarrow \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{bM} \right) y^{\frac{J_{\max}}{2}} e^{-y} \hat{\mu}_T A_{J_{\max}-1}(y)
\end{aligned}
\tag{6.6}$$

Оператор возбуждения магнитных переходов с мультипольностью J является суммой трех операторов, два из которых отражают связь виртуального фотона со спиновым нуклонным током ядра $(\hat{A}_{J-1} + \hat{A}_{J+1})$, а третий (\hat{B}_J) – связь с орбитальным (конвекционным) током. В случае состояний с максимальным спином оператор возбуждения связан лишь со спиновым нуклонным током :

$$\hat{O}_J^{mg}(q) = \frac{iq}{2m_N} \sum_i^A \left(\frac{\mu_s + \mu_v \hat{\tau}_3}{2} \right) \left[\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr) \left[Y_{J-1} \times \hat{\vec{\sigma}} \right]_J \right] \tag{6.7}$$

Квадрат формфактора MJ_{max} резонанса равен квадрату матричного элемента этого оператора и является функцией переданного ядру импульса q :

$$F_{MJ}^2 \sim \langle j_f \| \hat{O}_J(q) \| j_i \rangle^2 = C \times q^{2J} \exp\left(-\frac{b^2 q^2}{2}\right); q_{\max} = \sqrt{2J}/b. \tag{6.8}$$

8) Формфактор (6.8) получен с волновыми функциями нуклонов в потенциале трехмерного гармонического осциллятора (ВФГО).

Формфакторы MJ_{max} резонансов проходят через максимум при переданном ядру импульсе $q = (2J)^{1/2}/b^2$ (Рис.6.11, 6.12). Результаты расчетов формфакторов MJ_{max} в ОМО оказываются завышенными по сравнению с

экспериментом, их согласие достигается путем уменьшения теоретического значения в S раз. Этот эффект подавления, или «quenching» учтен на рис.6.12, где показано сравнение формфакторов MJ_{max} для 6 ядер [29].

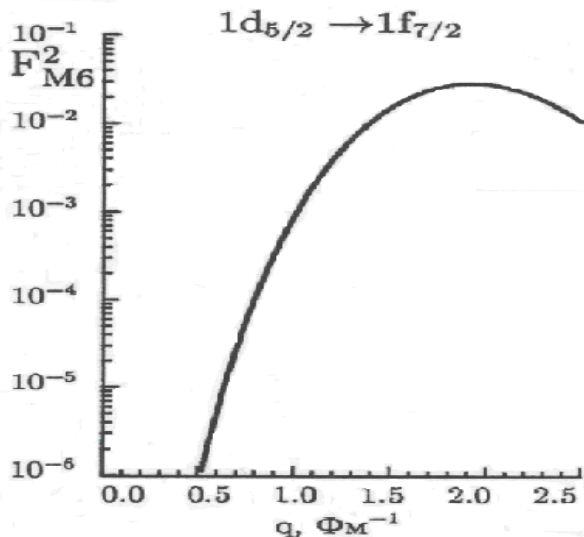


Рис.6.11. Формфактор $M6$ как функция переданного импульса.

В четно-четных ядрах sd - оболочки ^{28}Si , ^{32}S и ^{40}Ca изовекторные резонансы максимального спина имеют лишь одну изоспиновую ветвь возбуждения, поэтому фрагментация $M6$ сил связана только со взаимодействием «входных» конфигураций с более сложными. Поэтому расчет $M6$ формфакторов в ядрах ^{28}Si , ^{32}S и ^{40}Ca является надежным тестом проверки возможностей теоретических моделей.

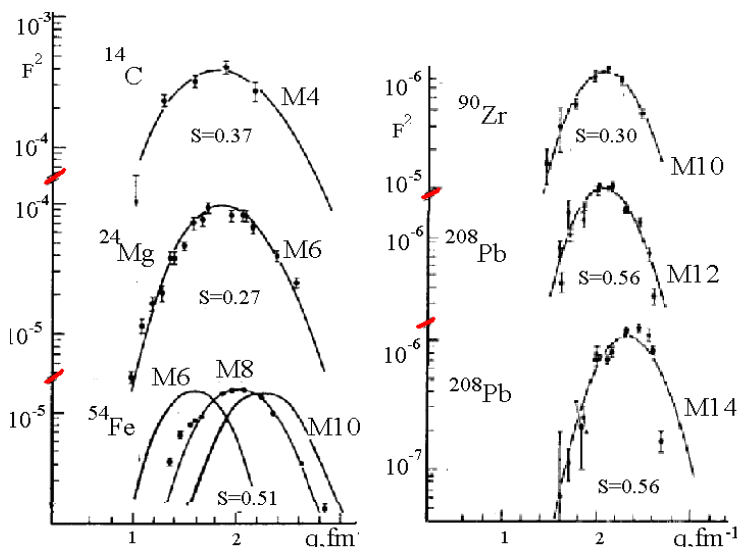


Рис.6.12. Экспериментальные данные измерений формфакторов максимального спина и результаты расчетов (сплошные линии) в ОМО [29].

На рисунках 6.13-6-15 показаны результаты теоретических расчетов ядерных возбуждений со спином 6 в версии ЧСКЯ многочастичной модели оболочек совместно с картинами распределения спектроскопических факторов прямых реакций подхвата. На схемах распределения спектроскопических факторов для реакций подхвата на ядрах ^{28}Si , ^{32}S и ^{40}Ca выделены пики, соответствующие распределению дырочного $|1d_{5/2}^{-1}\rangle$ состояния по уровням конечных ядер.

Пик 6^- $T=1$ в сечении $^{28}\text{Si}(e, e')$ реакции при энергии возбуждения 14.3 МэВ – первый из детально исследованных резонансов максимального спина

На рис.6.13 показано распределение спектроскопических факторов подхвата и результаты расчета (б) формфакторов $M6$ возбуждений для ядра ^{28}Si

при переданном ядру импульсе $q=1.8 \text{ Фм}^{-1}$. Результат расчета воспроизводит основные особенности экспериментальных данных [31]

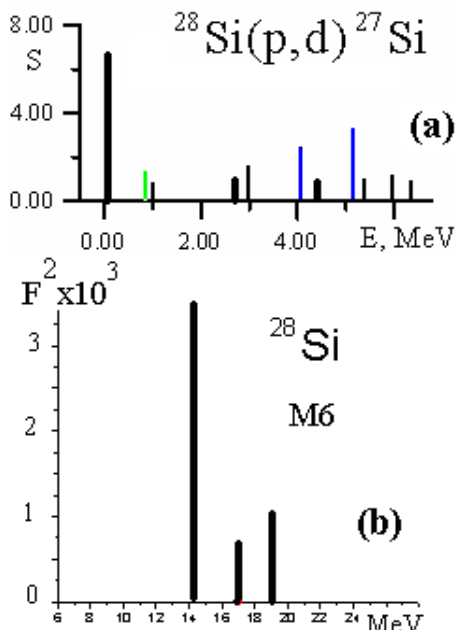


Рис.6.13. Распределение вероятностей подхвата нуклона из $1d_{5/2}$ состояний (a) и формфакторы M6 возбуждений в ядре ^{28}Si (b)

В отличие от дипольных резонансов, обсуждавшихся выше, в случае M6 возбуждений коллективизация базисных конфигураций за счет остаточных взаимодействий играет незначительную роль в формировании пиков $6^- T=1$. Фрагментация M6 резонанса практически повторяет фрагментацию дырочного $|1d_{5/2}^{-1}\rangle$ состояния. Для ядра ^{28}Si учет разброса «дырки» приводит к картине M6 резонанса, отличающейся от результата

обычного расчета в модели оболочек появлением двух дополнительных $6^- T=1$ пиков и уменьшением величины пика при $E=14.3$ МэВ. Последний результат показывает, что более корректный учет факторов, влияющих на фрагментацию МГР, частично снимает проблему подавления сил резонансных состояний.

Свидетельством влияния связи прямых и резонансных процессов, учитываемых в версии ЧСКЯ многочастичной модели оболочек является результат расчета $M6$ резонанса в ядре ^{32}S . На рис. 6.14а показано распределение спектроскопических факторов отделения нуклона от этого ядра (светлые столбики – распределение дырочных состояний $|1d_{5/2}^{-1}\rangle$), на рис. 6.14б – результат расчета в версии ЧСКЯ, на рис. 6.14 в – экспериментальные данные [30]. Распределение $M6$ сил в расчете ЧСКЯ, как и в случае ядра ^{28}Si , очень близко к распределению дырочного $|1d_{5/2}^{-1}\rangle$ состояния по уровням конечных ядер с $A=31$. Шесть пиков $6^- T=1$ разбросаны по энергиям возбуждения от 11 до 16 МэВ. Проведенные на электронном ускорителе МПТ исследования распределения $6^- T=1$ состояний в ядре ^{32}S показали, что реальная картина еще сложнее (6.14в). Формфактор $M6$ резонанса расщеплен на 9 пиков и разбросан по энергиям возбуждения 11-17 МэВ. Сравнение результатов расчета и эксперимента позволяет утверждать, что учет разброса дырочного $|1d_{5/2}^{-1}\rangle$ состояния по энергиям конечных ядер позволяет приближенно воспроизвести основные черты фрагментации резонанса, хотя и не исчерпывает всех факторов, влияющих на структуру МГР.

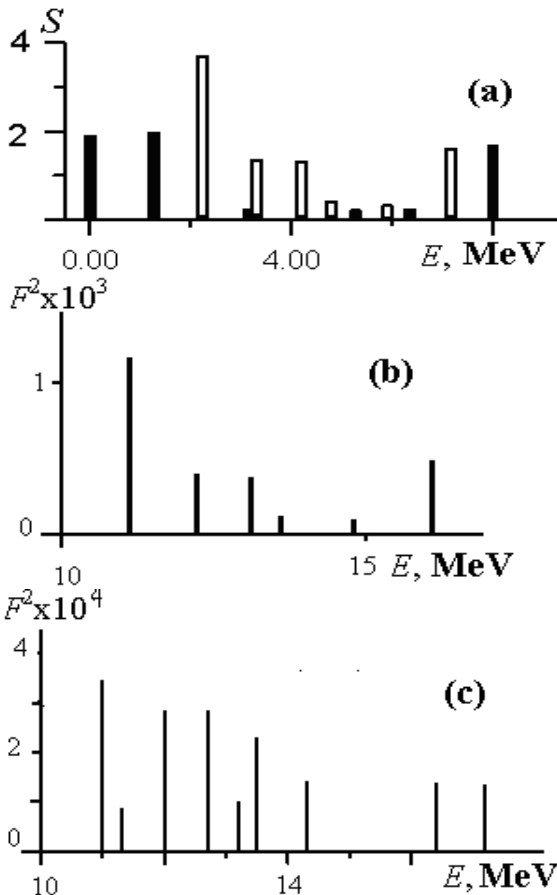


Рис.6.14 – Сравнение распределений дырочных состояний $1d_{5/2}$ (a), распределений теоретического (b) и экспериментального (c) [30] М6 формфакторов ^{32}S .

Результаты расчета М6 резонанса в электровозбуждении ядра ^{40}Ca показаны на рис 6.15 вместе с картиной распределения спектроскопических факторов ^{40}Ca (d, t) ^{39}Ca реакции. Исследования сечений

неупругого рассеяния электронов на этом ядре не позволили выделить из фона пики 6 $T=1$ состояний. В версии ЧСКЯ модели оболочек получил объяснение этот парадоксальный факт – отсутствие заметных пиков $M6$ резонансов в сечении $^{40}\text{Ca}(e, e')$, тогда как этот пик является резко выраженным в сечении (e, e') на ядре ^{28}Si . Расчеты $M6$ резонансов показали, что разброс дырочной конфигурации $|1d_{5/2}^{-1}\rangle$ по 21 состоянию $5/2+$ в ядрах с $A=39$ приводит к сильнейшей фрагментации $M6$ резонанса в ядре ^{40}Ca и концентрации группы низких пиков в области возбуждений 12-15 МэВ. Экспериментальные пики $M6$ в этом случае оказались низкой интенсивности и не могли быть отделены от экспериментального фона.

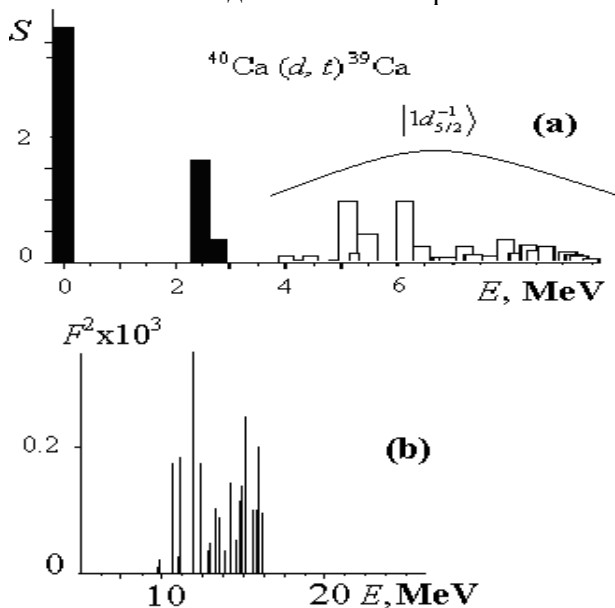


Рис.6.15. Сравнение распределений дырочных состояний $1d_{5/2}$ (a) и $M6$ формфакторов в ядре ^{40}Ca (b).

Сравнительный анализ возбуждения СМС в электромагнитных и сильных взаимодействиях

Зависимость поперечного формфактора неупругого рассеяния электронов на 180° , соответствующий возбуждению переходов MJ_{\max} , для ядер со спином основного состояния $J_0 = 0$ от спектроскопических амплитуд и спиновой переходной плотности имеет вид:

$$F_T^2(q) = \frac{4\pi}{Z^2} f_{SN}^2 f_{CM}^2 (J+1) \left| \frac{q}{2M} \sum_{T=0,1} \sqrt{2} \mu_T Z_{JT} \rho_J^S(q) \right|^2, \quad (6.9)$$

где спиновая переходная плотность имеет вид

$$\rho_J^S(q) = \langle j_f \| j_{J-1}(qr) [Y_{J-1} \times \bar{\sigma}]_J \| j_i \rangle, \quad (6.10)$$

или иначе квадрат поперечного формфактора можно записать как

$$F_T^2 = \text{const} \left| \mu_0 Z_0 + \mu_1 Z_1 \right|^2, \quad (6.11)$$

где μ_0, μ_1 – изоскалярная и изовекторная части оператора магнитного момента в пространстве изоспина.

Дифференциальное сечение возбуждения MJ_{\max} – переходов в неупругом рассеянии пионов на ядре может быть выражено через ту же переходную плотность ρ_J^S , что и сечение (e, e') реакции:

$$\frac{d\sigma(\pi, \pi')}{d\Omega} = \frac{m_\pi^2}{\pi} \alpha_\pi^2 (k_\pi / q)^4 (J+1) \sin^2 \theta \left| \sum_{T=0,1} t_T^{LS}(q) Z_\pi \rho_J^S \right|^2 \quad (6.12)$$

Здесь θ – угол рассеяния пионов, t_T^{LS} – амплитуда эффективного пион-нуклонного взаимодействия, α_π – доля поперечной компоненты в относительном

импульсе системы пион-нуклон. Таким образом, сечение неупругого рассеяния пионов можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma^{\pm}}{d\Omega} = \text{const} (t_1^{\pi})^2 \left| \frac{t_0^{\pi}}{t_1^{\pi}} Z_0 \mp Z_1 \right|^2 \quad (6.13)$$

Отношение t_0^{π} к t_1^{π} в области Δ – изобары при энергии пионных пучков мезонной фабрики LAMPF $T_{\pi} = 162 \text{ Mev}$ равно $t_0^{\pi} / t_1^{\pi} \cong 2$. Важным преимуществом исследования на пионных пучках является возможность сопоставления результатов, полученных с отрицательными и положительными пионами, и получение спектроскопических амплитуд из отношения сечений (π^+, π^+) и (π^-, π^-) :

$$\frac{\sigma(\pi^+, \pi^+)}{\sigma(\pi^-, \pi^-)} = N \frac{(\alpha Z_0 - Z_1)^2}{(\alpha Z_0 + Z_1)^2}, \quad (6.14)$$

где коэффициент N отражает зарядовую зависимость искаженных пионных волн, а $\alpha = t_0^{\pi} / t_1^{\pi}$.

Иногда оказывается более удобным определять не изоспиновые компоненты спектроскопических амплитуд, а линейно с ними связанные протонные и нейтронные компоненты. Эти возможности хорошо выявляются при анализе энергетической зависимости зарядовой асимметрии сечений: $A = \frac{\sigma(\pi^-) - \sigma(\pi^+)}{\sigma(\pi^-) + \sigma(\pi^+)}$. В области Δ -

изобары отношение амплитуд пион-нуклонного рассеяния

$$\left| \frac{t(\pi^- n)}{t(\pi^+ n)} \right| = \left| \frac{t(\pi^+ p)}{t(\pi^- p)} \right| \cong 3, \text{ поэтому для нейтронов } A = 0.8,$$

а для протонов $A = -0.8$. Таким образом, используя

данные пионного рассеяния для расчета коэффициента A , можно сделать вывод о нейтронной или протонной природе того или иного состояния максимального спина.

Исследование М4 возбуждений ядра ^{13}C с пучками положительных и отрицательных пионов показало, что состояние $9/2^+$ с энергией 9.50 МэВ имеет нейтронную природу (рис.6.16) и соответствует конфигурации

$$\left| (2^+ T=0) \times (1d_{5/2})_n : (\bar{9}/2)^+ \right\rangle.$$

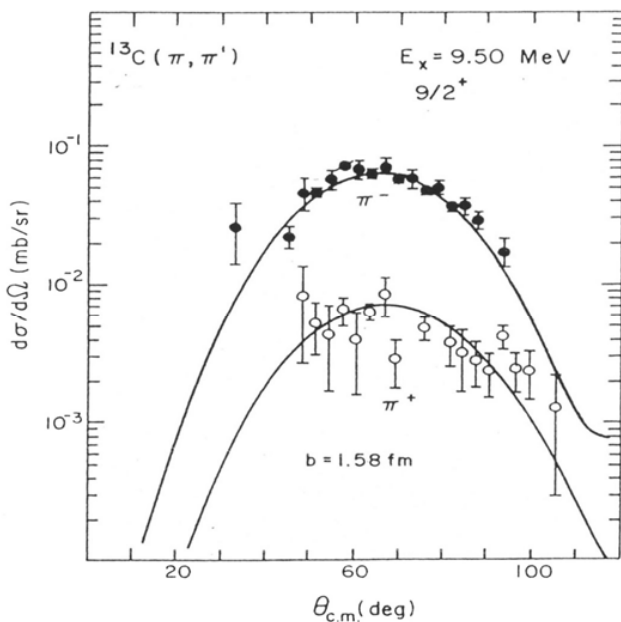


Рис.6.16. Сечения π^+ и π^- рассеяния на ядре ^{13}C .

Сравнение результатов экспериментов (e, e') и (π, π') с возбуждением резонансов максимального спина позволяет надежно установить величины спектроскопических амплитуд для возбужденных состояний. Это является практически единственным примером надежного определения этих величин.

Результат этого анализа используется в определении вкладов разных компонент нуклон-нуклонных взаимодействий в возбуждение изовекторных состояний максимального спина. Сечение возбуждения СМС в реакциях с нуклонами имеет довольно сложную структуру, являясь суммой вкладов разных членов потенциала взаимодействия налетающего протона с нуклонами ядра-мишени [32]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C \left\{ J \left| V_I^C - 2V_I^T \right|^2 + (J+1) \left[\left| V_I^C + V_I^T \right|^2 + \frac{k_N^4 \sin^2 \theta}{2q^4} \times (J+1) \left| V_I^{LS} \right|^2 \right] \right\} \times \left| Z_{\mathcal{J}} \rho_{\mathcal{J}}(q) \right|^2.$$

Последние два множителя могут быть надежно установлены из экспериментов по электронному и пионному возбуждению СМС, что позволяет сделать вывод о структуре вкладов разных членов потенциала NN-взаимодействия в возбуждение данного типа резонансов. Было доказано, что в области переданных ядру импульсов около $2 \text{ Fm}^{-1} = 400 \text{ MeV/c}$ в возбуждении состояний MJ_{max} доминирует **тензорная** компонента NN-взаимодействия. Сравнительные исследования СМС были проведены на ряде ядер. На рис.6.17 показано сравнение сечений возбуждения СМС в ядре ^{16}O разными пробными частицами.

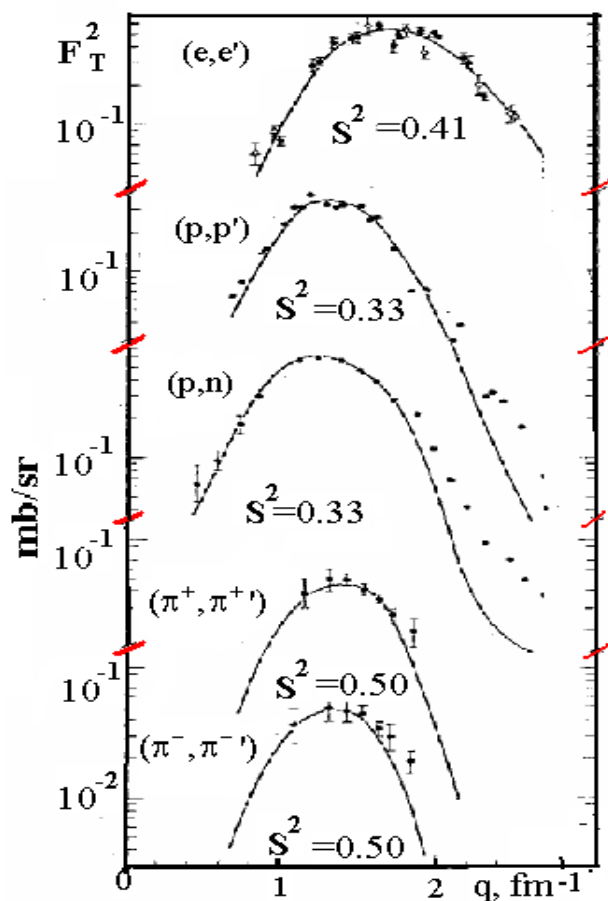


Рис. 6.17. Эффективные сечения возбуждения M4 резонансов в ядре ^{16}O разными пробными частицами.