

Н.Г. Гончарова, Н.Э. Машутиков,

МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ
В СЕЧЕНИЯХ
ЭЛЕКТРОВОЗБУЖДЕНИЯ
АТОМНЫХ ЯДЕР

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-4/770

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В.Ломоносова
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Д.В. Скобельцына

Н.Г. Гончарова, Н.Э. Машутиков,

МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ
В СЕЧЕНИЯХ
ЭЛЕКТРОВЗБУЖДЕНИЯ
АТОМНЫХ ЯДЕР

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-4/770

УДК 539.143.43:539.144.3
ББК 22.383
Г65

N.G. Goncharova, N.E. Mashutikov
E-mail : ngg@srd.sinp.msu.su

**Multipole resonances in electroexcitation
cross sections of nuclei**
Preprint SINP MSU 2005-4/770

Basic theory of multipole resonances (MR) in electroexcitation cross sections of atomic nuclei is discussed. The method for investigation of MR in the new computing program "Resonance" is presented. For the students specialized in nuclear physics.

Гончарова Н.Г

Г65 Мультимольные резонансы в сечениях
электровозбуждения атомных ядер: Препринт НИИЯФ МГУ
2005-4/770. Гончарова Н.Г., Машутиков Н.Э.. – М.: Изд-во
УНЦ ДО, 2005. – 32 с.

Изложены основы теории мультимольных резонансов (МР) в сечениях электровозбуждения атомных ядер. Представлен метод исследования МР в новой компьютерной программе "Resonance". Для студентов, специализирующихся в области ядерной физики.

©Гончарова Н.Г., Машутиков Н.Э.
©НИИЯФ МГУ, 2005

Содержание работы

1. Мультипольные резонансы в сечениях возбуждений атомных ядер	4
2. Эффективные сечения и формфакторы неупругого рассеяния электронов на атомных ядрах	5
3. Методы расчета формфакторов мультипольных резонансов в многочастичной модели оболочек	14
3.1. Возбужденные состояния системы нуклонов	14
3.2. Микроскопическое описание ядерных возбужденных состояний в модели "Частица- состояние конечного ядра" (ЧСКЯ)	19
4. Руководство к использованию программы "RESONANCE"	24
5. Порядок выполнения работы	31
6. План реферата по проведенной работе	32

1. Мультипольные резонансы в сечениях возбуждений атомных ядер

Данная задача посвящена ознакомлению с основами физики мультипольных гигантских резонансов (МГР) в сечениях неупругого рассеяния электронов на атомных ядрах и методами расчетов сечений и формфакторов МГР в многочастичной модели оболочек.

Исследование мультипольных гигантских резонансов (МГР) в эффективных сечениях возбуждения атомных ядер различными пробными частицами является основным направлением изучения ядра как сложной системы взаимодействующих адронов уже более 50 лет. Открытые в сечениях фоторасщепления, гигантские резонансы возбуждения исследуются в настоящее время в реакциях неупругого рассеяния электронов и адронов на атомных ядрах. Особыми возможностями исследования ядерной структуры обладают реакции рассеяния электронов. Поскольку взаимодействие электрона с ядром является электромагнитным, расчет характеристик рассеяния не требует введения модельных предположений о механизме взаимодействия пробной частицы с ядром, что необходимо в реакциях рассеяния адронов. Кроме того, относительная малость константы электромагнитного взаимодействия позволяет, во-первых, проводить исследования процесса рассеяния без сильного возмущения ядра-мишени, и, во-вторых, при проведении теоретических расчетов ограничиться диаграммами Фейнмана низших порядков.

В неупругом рассеянии электронов, в отличие от реакций фотопоглощения, можно проводить исследования сечений взаимодействия в широком диапазоне переданных ядру импульсов. Если в сечениях фотоядерных реакций проявляются практически только дипольные моды возбуждения ядер, то вариация переданных импульсов в реакциях (e, e') выявила в ядрах большое количество возможных мод колебательных возбуждений, проявляющихся в сечениях как МГР - резонансы с различными моментами (мультипольностями).

Все наблюдаемые максимумы в эффективных сечениях реакций электровозбуждения атомных ядер – мультипольные гигантские резонансы (МГР) – являются результатом

взаимодействия ядерных заряда и тока с электромагнитным полем.

В реакциях неупругого рассеяния электронов на ядрах возбуждается целый комплекс МГР, причем чем выше переданный ядру импульс, тем выше средняя мультипольность доминирующих в сечении резонансов. Если дипольный резонанс (ГДР) в фото- и электровозбуждении ядер детально исследован как экспериментально, так и теоретически, то $1\hbar\omega$ -резонансы более высоких мультипольностей изучены гораздо слабее. В последние годы запуск и эксплуатация ускорителей промежуточных энергий позволили значительно продвинуться в исследовании магнитных и электрических мультипольных резонансов колебательного типа.

2. Эффективные сечения и формфакторы неупругого рассеяния электронов на атомных ядрах

В случае рассеяния неполяризованного пучка электронов на неполяризованных ядрах эффективное сечение рассеяния связано со свойствами ядра – мишени через два формфактора – продольный (кулоновский) F_L и поперечный F_T :

$$\frac{d^2\sigma(e, e')}{d\Omega d\omega} = \frac{4\pi\sigma_M}{\eta_R} \left\{ \left(\frac{q_\mu^4}{q^4} \right) F_L^2(q, \omega) + \left(\frac{q_\mu^2}{2q^2} + tg^2 \frac{\theta}{2} \right) F_T^2(q, \omega) \right\} \quad (2.1)$$

где $\sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2 \theta / 2}{4E_1^2 \sin^4 \theta / 2}$ – Моттовское сечение рассеяния

электрона на бесструктурном заряде;

$\eta_R = 1 + (2E_1 \sin^2 \theta / 2) / M_T$ – фактор отдачи; M_T – масса

ядра-мишени; θ – угол рассеяния; $q_\mu^2 = q^2 - \omega^2$;

$(q = (k_f - k_i) \approx 2E_1 \sin(\theta / 2))$ – переданный ядру импульс, где k_f

и k_i – импульсы налетающего и рассеянного электрона, ω – переданная ядру энергия). Учитывая, что в (e, e') – реакциях, как правило, $q > \omega$ и поэтому $q_\mu^2 \approx q^2$, формулу (2.1) иногда записывают в упрощенном виде:

$$\frac{d^2 \sigma(e, e')}{d\Omega d\omega} = \frac{4\pi\sigma_M}{\eta_R} \left\{ F_L^2(q, \omega) + \left(\frac{1}{2} + tg^2 \frac{\theta}{2} \right) F_T^2(q, \omega) \right\} \quad (2.2)$$

Для инклюзивных сечений вся информация о структуре ядра сосредоточена в продольном и поперечном формфакторах F_L^2 и F_T^2 , которые связаны, соответственно, с плотностью заряда и плотностью ядерного тока посредством матричных элементов мультипольных операторов M_J^{coul} и T_J^{el}, T_J^{mag} :

$$F_L^2(q) = (2J_i + 1)^{-1} \sum_J \left| \langle J_f \| M_J^{coul} \| J_i \rangle \right|^2, \quad (2.3)$$

$$F_T^2(q) = (2J_i + 1)^{-1} \sum_J \left\{ \left| \langle J_f \| T_J^{el} \| J_i \rangle \right|^2 + \left| \langle J_f \| T_J^{mag} \| J_i \rangle \right|^2 \right\}, \quad (2.4)$$

где J_i, J_f – спины ядра в начальном и конечном состояниях,

$$M_{JM}^{coul}(q) = \int d^3 r j_J(qr) Y_{JM}(\Omega) \mathcal{K}(r) \quad (2.5)$$

– мультипольный кулоновский оператор,

$$T_{JM}^{el}(q) = \frac{1}{q} \int d^3 r [\nabla \times j_J(qr) Y_{JM}^M(\Omega)] \mathcal{K}(r), \quad (2.6)$$

$$T_{JM}^{mag}(q) = \int d^3 r j_J(qr) Y_{JM}^M(\Omega) \mathcal{K}(r) \quad (2.7)$$

– мультипольные электрический и магнитный операторы соответственно.

Здесь $Y_{JJ_1}^M = \sum \langle Jm1m' | JM \rangle Y_{Jm} \bar{e}_{m'}$ – векторные сферические гармоники, $j_j(qr)$ – сферические функции Бесселя, $\mathcal{A}(r)$ – оператор плотности заряда, $\mathcal{K}(r)$ – оператор плотности ядерного тока, содержащий вклады конвекционного (орбитального) тока, спинового тока (тока намагничивания), а также токов, связанных с возбуждением ненуклонных степеней свободы в ядре. В рассматриваемой области энергий возбуждения и переданных импульсов – $E \leq 50$ МэВ и $q \leq 2.5$ Фм⁻¹ – ненуклонные степени свободы проявляются в основном в форме мезонных обменных токов (МОТ), вклад которых в отклик ядра на возбуждение составляет, как правило, не более 1-2% от вклада нуклонных степеней свободы. В дальнейших расчетах вклад мезонных токов в сечение (e, e') не будет учитываться.

Продольный (кулоновский) формфактор F_L^2 можно представить в виде суммы по J мультипольных формфакторов F_{CJ}^2 :

$$F_L^2(q) = \sum_{J=0}^{J_{\max}} F_{CJ}^2(q) \quad (2.8)$$

Поперечный формфактор F_T^2 является суммой мультипольных формфакторов электрических и магнитных переходов:

$$F_T^2(q, \omega) = \sum_{J=1} \{F_{EJ}^2(q, \omega) + F_{MJ}^2(q, \omega)\} \quad (2.9)$$

Мультипольные формфакторы F_{EJ} и F_{MJ} не интерферируют между собой, поскольку генерирующие их мультипольные операторы имеют противоположные четности: $(-1)^J$ для F_{EJ} и $(-1)^{J-1}$ для F_{MJ} . Поскольку формфакторы зависят от q и ω , но не от угла рассеяния θ , построение графика зависимости сечения от $\text{tg}^2 \theta / 2$ при фиксированных q, ω позволит разделить вклады продольного и поперечного формфакторов в инклюзивное сечение (e, e'). Измерения сечений при угле $\theta = 180^\circ$, когда вклад продольного

формфактора равен нулю, выделяет только поперечный формфактор:

$$\frac{d^2\sigma(e, e')}{d\Omega d\omega} \Big|_{\theta=180} = \frac{4\pi\alpha^2}{4E_1^2} \left(1 + \frac{2E_1}{M_T}\right)^{-1} F_T^2(q, \omega) \quad (2.10)$$

Необходимо также учесть, что операторы в формулах (2.8–2.9) действуют не только в конфигурационном, но и в изоспиновом пространстве, являясь в последнем суммой изоскаляра и изовектора. С учетом приведения по изоспину T выражение для мультипольных формфакторов принимает вид (теорема Вигнера – Экарта):

$$F_{KJ}^2 = (2J_i + 1)^{-1} (2T_f + 1)^{-1} \left| \langle T_i M_{T_i} T_0 | T_f M_{T_f} \rangle \right|^2 \left| \langle J_f T_f \parallel \sum \mathfrak{E}_{JT} \parallel J_i T_i \rangle \right|^2, \quad (2.11)$$

где \mathfrak{E}_{JT} – имеет вид (2.6) для F_{EJ} и (2.7) для оператора F_{MJ} . При небольших энергиях первичного пучка и малых углах рассеяния, когда $q \approx \omega$ – т.е. в "фототочке" – эксперименты по (e, e') рассеянию содержат практически ту же информацию, что и фотоядерные реакции. Для фотоядерных реакций $q_\mu^2 = 0$, и сечение поглощения реального фотона с энергией ω связано только с поперечным формфактором в "фототочке" $q=\omega$:

$$\int \sigma_\gamma(\omega) d\omega = \frac{8\pi^2\alpha}{\omega} F_T^2(q = \omega), \quad (2.12)$$

где $\int \sigma_\gamma(\omega) d\omega$ – сечение поглощения, проинтегрированное по резонансному пику. В приближении точечных нуклонов матричные элементы мультипольных операторов (2.5-2.7) являются линейными комбинациями одночастичных операторов, построенных из операторов спина \mathfrak{E} , углового момента \mathfrak{V} и сферических функций Y_{JM} :

$$M_{JM}^{\mathfrak{E}^{coul}} = \sum_{i=1}^A \mathfrak{E}_{TJ} j_J(r_i) Y_{JM}(\Omega_i) \quad , \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{E}_{JM}^e &= \frac{q}{2M} \sum_{i=1}^A \{ \mathcal{E}_i j_J(qr_j) [Y_J(\Omega_j) \times \mathcal{E}_j]^{JM} + \\
&+ \frac{2\mathcal{E}_i}{q} \left(\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr_j) [Y_{J-1}(\Omega_j) \times \mathcal{E}_j]^{JM} - \right. \\
&\left. - \sqrt{\frac{J}{2J+1}} j_{J+1}(qr_j) [Y_{J+1}(\Omega_j) \times \mathcal{E}_j]^{JM} \right) \}
\end{aligned} \tag{2.14}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{E}_{JM}^{mag} &= \frac{iq}{2M} \sum_{i=1}^A \{ \mathcal{E}_i \left(\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr_j) [Y_{J-1}(\Omega_j) \times \mathcal{E}_j]^{JM} - \right. \\
&- \sqrt{\frac{J}{2J+1}} j_{J+1}(qr_j) [Y_{J+1}(\Omega_j) \times \mathcal{E}_j]^{JM} \left. \right) - \\
&- \frac{2\mathcal{E}_i}{q} \left(j_J(qr_j) [Y_J(\Omega_j) \times \mathcal{E}_j]^{JM} \right) \}
\end{aligned} \tag{2.15}$$

Здесь M – масса нуклона, $\mathcal{E}_i, \mathcal{E}_i$ – операторы заряда и магнитного момента в пространстве изоспина. Оператор электрического заряда нуклона (в единицах заряда протона):

$$\begin{aligned}
\mathcal{E}_i &= \frac{\mathcal{F}_+ \mathcal{E}_3}{2} = \mathcal{E}_{iS} \mathcal{F}_+ \mathcal{E}_{iW} \mathcal{E}_3; \\
\mathcal{E}_i \psi_p &= +1 \psi_p; \mathcal{E}_i \psi_n = (0) \psi_n.
\end{aligned} \tag{2.16}$$

Оператор магнитного момента нуклона (в ядерных магнетонах $\frac{e\hbar}{2m_p c}$):

$$\begin{aligned} \mu_T &= \frac{\mu_p + \mu_n}{2} \epsilon_+ + \frac{\mu_p - \mu_n}{2} \epsilon_3 = \mu_{IS} \epsilon_+ + \mu_{IV} \epsilon_3; \\ \frac{\mu_{IV}}{\mu_{IS}} &= \frac{2.79 + 1.91}{2.79 - 1.91} = \frac{4.70}{0.88} = 5.33. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Из соотношений (2.16-2.17) следует важный вывод: в реакциях неупругого рассеяния электронов вклад изовекторных возбуждений ($\Delta T = 1$) выше вклада изоскалярных ($\Delta T = 0$). Этот эффект особенно ярко проявляется тогда, когда в операторах возбуждения (2.14, 2.15) доминируют спиновые токи.

Для того, чтобы учесть конечный размер нуклона, в правую часть формулы (2.2) вводится формфактор f_{SN} , который приближенно отражает возрастание влияния размера нуклона на функцию отклика ядра с ростом переданного ядру импульса. Формфактор конечных размеров нуклона обычно записывают в форме:

$$f_{SN} = \left(1 + \frac{q^2}{q_N^2}\right)^{-1}; \quad q_N = 855 \text{ MeV} \quad (2.18)$$

Поскольку в качестве волновых функций начального и конечного состояний ядра мы используем оболочечные волновые функции, зависящие от $3A$ пространственных переменных, в правую часть формулы (2.2) также необходимо ввести поправку f_{CM} , связанную с движением центра масс ядра в приближении волновых функций гармонического осциллятора (ВФГО)

$$f_{CM}(q) = \exp\left(-\frac{1}{A} \left(\frac{qb}{2}\right)^2\right), \quad (2.19)$$

где $b = \sqrt{\hbar/\mu\omega}$ – осцилляторный параметр. Изложенный выше формализм расчета мультипольных формфакторов построен в так называемом борновском приближении с плоскими волнами, *PWBA*, и поэтому не учитывает эффекта

искажения электронных волн в кулоновском поле ядра. Чем больше заряд ядра-мишени, тем сильнее искажается электронная волна в поле ядра. При расчетах сечений необходимо учесть и этот эффект искажения. Однако для легких ядер с небольшим Z искажения невелики, и их можно приближенно учесть, сравнивая результаты расчета в $PWBA$ с экспериментальными точками, сдвинутыми вверх по оси q и являющимися, таким образом, функцией q_{eff} , который связан с q соотношением:

$$q_{eff} \approx q \left(1 + 1.5 \left(\frac{Z\alpha\hbar c}{\varepsilon_1 R} \right) \right), \quad (2.20)$$

где R – радиус сферы, эквивалентной ядру – мишени, ε_1 – энергия падающего на мишень электрона.

Как видно из формул (2.13–2.15), электрический и магнитный мультипольные операторы возбуждения включают в себя операторы внутриядерного нуклонного тока, содержащего спиновую и орбитальную компоненты, относительная роль которых в формировании сечения возбуждения меняется в зависимости от мультипольности возбуждения и переданного импульса q .

Из (2.14–2.15) следует также, что вклад **спинового** тока в электрический формфактор $F_{EJ}(q)$ создается первым членом формулы (2.14), содержащим спин-угловой оператор $j_j(qr)[Y_J \times \mathcal{C}]_{JM}$; соответствующий ему матричный элемент будем обозначать как $A_J(q)$. Вклады **орбитальных** токов (токов конвекции) связаны с действием операторов $B_{J-1}(q) \equiv j_{J-1}[Y_{J-1} \times \bar{\nabla}]_{JM}$ и $B_{J+1}(q) \equiv j_{J+1}[Y_{J+1} \times \bar{\nabla}]_{JM}$. Магнитный формфактор $F_{MJ}(q)$ генерируется двумя **спиновыми** операторами $A_{J-1}(q) \equiv j_{J-1}(qr)[Y_{J-1} \times \mathcal{C}]_{JM}$ и $A_{J+1}(q) \equiv j_{J+1}(qr)[Y_{J+1} \times \mathcal{C}]_{JM}$ и одним **орбитальным** оператором $B_J(q) \equiv j_J(qr)[Y_J \times \bar{\nabla}]_{JM}$. Исключение в этом смысле составляют $1\hbar\omega$ переходы с максимальным возможным значением спина MJ_{max} . В их возбуждении отсутствует вклад спинового оператора $A_{J+1}(q) \equiv j_{J+1}(qr)[Y_{J+1} \times \mathcal{C}]_{JM}$, а также

оператора **орбитального** тока. Таким образом, $1\hbar\omega$ переходы MJ_{\max} обусловлены только спиновым компонентом нуклонного тока, который генерируется оператором $A_{J-1} \equiv j_{J-1}(qr)[Y_{J-1} \times \mathcal{A}_{JM}]$.

Анализ формул (2.14–2.15) показывает, что относительный вклад спиновых мод $j_L(qr)[Y_L \times \mathcal{A}_{JM}]$ в электрические и магнитные формфакторы растет при увеличении q . При этом, если в длинноволновом пределе ($q \rightarrow 0$) имеет место подобие q -зависимостей продольного и поперечного электрических формфакторов (теорема Зигерта):

$$F_{EJ} \Big|_{q \rightarrow 0} = \frac{\omega}{q} \sqrt{\frac{J+1}{J}} F_{CJ} \quad (2.21)$$

и основной вклад в формирование ядерного отклика на внешнее возбуждение дает взаимодействие с орбитальным током, то при более высоких q , когда в возбуждении EJ – мультиполей значительную роль начинают играть спиновые моды, поведение CJ – и EJ – формфакторов становится существенно различным.

Соотношение между спиновыми и орбитальными токами, участвующими в формировании формфактора одночастичного перехода, зависит также от ориентации спина нуклона в начальном и конечном состоянии относительно вектора орбитального углового момента. В спин-флиповых переходах ($j = l \pm 1/2 \rightarrow j' = l' \mp 1/2$), (например, $1p_{3/2} \rightarrow 1p_{1/2}$), когда происходит переворот спина нуклона, роль матричных элементов операторов спинового тока возрастает.

В выражения для операторов (2.13 - 2.15) входит функция Бесселя $j_l(qr)$, нули которой определяют положение дифракционных минимумов продольного и поперечного формфакторов. Помимо дифракционных минимумов существуют минимумы, обусловленные интерференцией различных компонентов ядерного нуклонного тока. При малых переданных импульсах основной вклад в формирование резонанса вносит орбитальный компонент B_{J-1} внутриядерного тока, а вклад спинового тока мал. С ростом q величина

орбитального тока уменьшается, а спинового растёт, в результате чего поперечный формфактор некоторых одночастичных переходов обращается в нуль. Деструктивная интерференция орбитального и спинового токов имеет место для всех $1\hbar\omega$ -переходов $1l_{l+1/2} \rightarrow 1(l+1)_{l+3/2}$ независимо от оболочек и мультипольности.

Расчёты матричных элементов формфакторов, результаты которых будут обсуждаться далее, проводились с использованием волновых функций гармонического осциллятора (ВФГО). Положение максимума формфактора на оси переданных ядру импульсов q_{\max} для МГР максимального спина помогает установить значение осцилляторного параметра, связанного с q_{\max} следующим образом $b = \sqrt{2J} / q_{\max}$. В приближении ВФГО матричные элементы мультипольных операторов (2.5–2.7) имеют следующий вид:

$$\langle j_f \| M_{JT}^{coul} \| j_i \rangle = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{q^2}{8M^2} \right) (1 - 2\mu_\nu) y^{J/2} e^{-y} P_{CJ}(y), \quad (2.22)$$

$$\langle j_f \| T_{JT}^{el} \| j_i \rangle = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{bM} \right) y^{\frac{J-1}{2}} e^{-y} P_{EJ}(y), \quad (2.23)$$

$$\langle j_f \| T_{JT}^{mag} \| j_i \rangle = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{bM} \right) y^{\frac{J}{2}} e^{-y} P_{MJ}(y), \quad (2.24)$$

Где $y = \left(\frac{qb}{2}\right)^2$, b – осцилляторный параметр,

$\left(1 + \frac{q^2}{8M^2}\right)(1 - 2\mu)$ – релятивистская поправка Дарвина–

Фолди, работающая при больших переданных импульсах, M – масса нуклона. Подробности техники расчетов матричных элементов операторов $j_L(qr)[Y_L \times \bar{V}]_J$ и $j_L(qr)[Y_L \times \bar{A}]_J$ см. в учебном пособии [Гончарова Н.Г., Рассеяние электронов на атомных ядрах, Изд.МГУ, 1993].

3. Методы расчета формфакторов мультипольных резонансов в многочастичной модели оболочек

3.1. Возбужденные состояния системы нуклонов

Низшее по энергии состояние системы нуклонов с замкнутыми оболочками или подоболочками можно считать состоянием *физического вакуума*. Например, будем считать состоянием физического вакуума состояние 16 нуклонной системы, в которой заняты все низшие по энергии уровни в потенциале 3-х мерного гармонического осциллятора со спин - орбитальным взаимодействием:

$$|\Phi_{phys.vacuum}\rangle = |0\rangle = |\Phi_0\rangle = |1s_{1/2}\rangle^4 |1p_{3/2}\rangle^8 |1p_{1/2}\rangle^4. \quad (3.1)$$

Напомним, что в простейшей – одночастичной – модели оболочек эта конфигурация описывает основное состояние дважды магического ядра ^{16}O .

Энергия такого состояния фермионной системы, ниже которого все уровни заполнены, а выше – пусты, называется *энергией Ферми* (E_F).

Рассмотрим возбужденные состояния ядер с замкнутыми оболочками или подоболочками. Возбужденные состояния таких ядер будем описывать с помощью конфигураций «частица-дырка» относительно основного состояния. Цель такого подхода – свести задачу о взаимодействии A частиц к задаче о взаимодействии двух квазичастиц (частицы и дырки).

Возбужденные состояния «частица-дырка» описываются волновой функцией вида

$$\Psi_{ph} = a_p^\dagger a_h \Phi_0, \quad (3.2)$$

где Φ_0 - волновая функция состояния, принятого за "физический вакуум".

Состояние (3.2) называется частично-дырочным ($1p1h$). Оно соответствует переносу одной частицы из-под поверхности Ферми в состояние выше энергии Ферми. Аналогичным образом определяются состояния $2p2h$ с двумя частицами-двумя дырками и т.д.

В качестве иллюстрации частично-дырочного подхода к расчету возбужденных состояний ядра рассмотрим задачу о дипольных возбуждениях ^{16}O . (Приближенный метод расчета возбужденных состояний ядра на основе частично-дырочной модели называется приближением Тамма-Данкова (TDA)). Дипольные возбуждения ядра ^{16}O в фотоядерных реакциях приводят к т.н. гигантскому резонансу в сечении поглощения гамма-квантов. Это резонансное состояние ^{16}O имеет квантовые числа $(J^P, T) = (1^-, T=1)$.

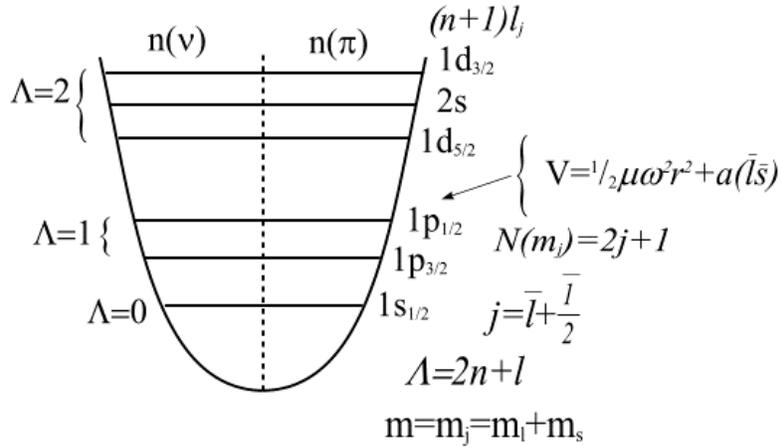


Рис.3.1. Уровни нейтронов и протонов в потенциале

$$V = \frac{1}{2} \mu \omega r^2 + a(l_s)$$

Частично-дырочное состояние (3.2) в этом случае должно соответствовать переходам нуклона из $1p$ оболочки в следующую оболочку с $\Lambda=2$.

Этому соответствуют следующие переходы:
 $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}, 1p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}, 1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}, 1p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}, 1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$.

Волновые функции возбужденных состояний относительно физического вакуума (3.1) изображают в виде

$$\psi_1 = |1p_{3/2}^{-1} 1d_{5/2} : 1^- T\rangle \text{ и т.д.} \quad (3.3)$$

Они являются решениями одночастичного уравнения Шредингера:

$$H_i |j_h^{-1} j_p : 1^-\rangle = \varepsilon_i |j_h^{-1} j_p : 1^-\rangle; \varepsilon_i = \varepsilon_p - \varepsilon_h. \quad (3.4)$$

Волновую функцию дипольного резонансного состояния можно представить в виде линейной суперпозиции частично-дырочных состояний (3.3):

$$\Psi(1^-) = \sum_k^N \alpha_{ik} \psi_i \quad (3.5).$$

Подстановка этого разложения в уравнение Шредингера приводит к следующей системе линейных уравнений, связывающих коэффициенты α в (3.5)

$$(\mathcal{H}_i + V_{res}) \sum_i^N \alpha_{ki} |i\rangle = E_k \sum_i^N \alpha_{ki} |i\rangle. \quad (3.6)$$

Умножая слева на вектор $\langle j|$ и используя ортонормированность частично-дырочных состояний $\langle j||i\rangle = \delta_{ij}$, получим для коэффициентов разложения в (3.5) систему однородных линейных уравнений:

$$\sum_i^N \alpha_{ki} [\delta_{ij} (\varepsilon_i - E_k) + V_{ij}] = 0. \quad (3.7)$$

Эта система имеет ненулевое решение при условии равенства нулю ее определителя (детерминанта):

$$\text{Det} [\delta_{ij} (\varepsilon_i - E_k) + V_{ij}] = 0. \quad (3.8)$$

Решение этого т.н. «секулярного» уравнения дает набор N волновых функций в виде разложений по частично-дырочным конфигурациям и N соответствующих этим функциям собственных значений – энергий. Вся процедура получения этого решения полного гамильтониана называется **диагонализацией** гамильтониана на частично-дырочном базисе.

В случае возбуждения кислорода ^{16}O секулярная матрица выглядит следующим образом:

$$\begin{array}{l} \left. \begin{array}{l} \rho_3^{-1} d_3 \\ \rho_2^{-1} 2s \\ \rho_2^{-1} d_3 \\ \rho_1^{-1} 2s \\ \rho_1^{-1} d_3 \end{array} \right\} \begin{array}{l} 17.7-0.022-E \quad 0.0134 \quad 0.0201 \quad -0.0077 \quad 0.0433 \\ - \quad 18.3-0.014-E \quad 0.0031 \quad -0.0363 \quad 0.0088 \\ - \quad - \quad 22+0.0028-E \quad -0.0048 \quad 0.0136 \\ - \quad - \quad - \quad 10.4+0.0011-E \quad -0.0075 \\ - \quad - \quad - \quad - \quad 14.8+0.002-E \end{array} \right| \frac{1}{V_0}$$

На рис 3.2 дано сравнение результатов частично-дырочного приближения многочастичной модели оболочек и

экспериментальных данных. Видно, что модель отражает лишь основные черты распределения сечения фотопоглощения по энергиям возбуждения ядра.

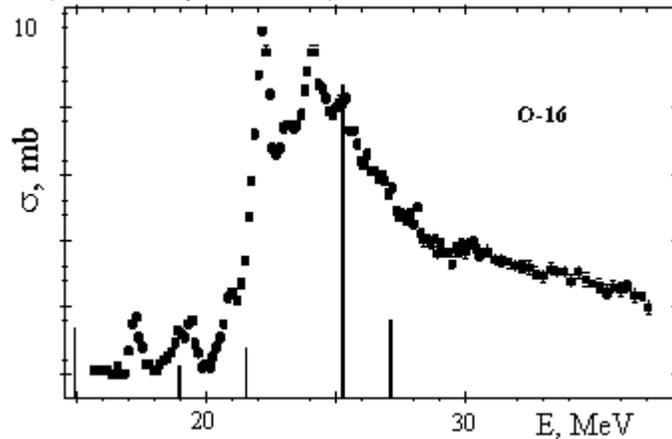


Рис.3.2.

Кратко изложенное выше "частично-дырочное" приближение для описания возбужденных состояний атомных ядер явилось основой многочастичной модели оболочек. Дальнейшее развитие многочастичной модели оболочек (ММО) имело целью реалистическое описание особенностей структуры возбужденных состояний ядер. Экспериментальные исследования МГР показали, в частности, что представление о "дважды магических" ядрах как ядрах с замкнутыми оболочками является весьма приближенным. Например, изучение реакций $^{16}\text{O}(e, e')$ при больших углах рассеяния выявило в спектрах возбуждения ядра ^{16}O максимумы с квантовыми числами $1^+ T = 1$, т.е. $M1$ резонансы. Если основное состояние ^{16}O в точности соответствует конфигурации (3.1), такие возбужденные состояния не могут возникнуть. Их экспериментальное обнаружение как в спектрах возбужденного кислорода, так и других "дважды магических" ядер доказало, что даже в низших по энергии основных состояниях таких ядер волновая функций состояния представляет собой суперпозицию конфигураций (3.1) и более сложных конфигураций типа " $2p2h$ ", " $4p4h$ " и т.д. относительно поверхности Ферми:

$$|\Phi_0\rangle = \alpha|0p0h\rangle + \beta|2p2h\rangle + \gamma|4p4h\rangle + \dots; \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 + \dots = 1. \quad (3.9)$$

Этот эффект (т.н. корреляции в основном состоянии) является следствием действующих в ядре сил спаривания между нуклонами. Таким образом, даже дважды магические ядра не представляют собой, строго говоря, замкнутые оболочечные системы. Это отклонение от замкнутости приводит к усложнению структуры МГР. Для ядер с основными состояниями, далекими от замкнутых оболочек, простейшее частично-дырочное приближение вообще не применимо. Реалистическое описание МГР в ядрах с незамкнутыми оболочками достижимо в рамках версии ЧСКЯ многочастичной модели оболочек, учитывающей структуру основного состояния ядра-мишени.

3.2. Микроскопическое описание ядерных возбужденных состояний в модели "Частица-состояние конечного ядра" (ЧСКЯ).

Конфигурации основного и возбужденных состояний ядра с A нуклонами в ЧСКЯ являются результатом разложения по произведениям волновых функций ядра ($A - 1$) и волновой функции нуклона:

$$\begin{aligned} |J_i T_i\rangle &= C_i^{J T_i} |(JET) \times (n_i l_i j_i) : J_i T_i\rangle \\ |J_f T_f\rangle &= \alpha_f^{J' T' j_f} |(J' E' T') \times (n_f l_f j_f) : J_f T_f\rangle \end{aligned} \quad (3.10)$$

Генеалогические коэффициенты C – результат либо разложения волновой функции основного состояния ядра A по функциям конечного ядра $\{(A-1) \times (\text{в.ф. нуклона})\}$, либо являются результатом анализа экспериментальной информации о спектроскопии прямых реакций подхвата нуклона. Коэффициенты α - результат **диагонализации** гамильтониана на базисе конфигураций «частица-состояние конечного ядра».

Матричные элементы операторов в пространстве функций (3.10) могут быть представлены в виде суммы

произведений матричных элементов одночастичного оператора ранга J между состояниями квазичастицы и Z – спектроскопической амплитуды перехода:

$$\langle J_f T_f M_T | \hat{B}_{TM_T}^{\mathcal{E}} | J_i T_i M_T \rangle = \sum_{i, j_i, j_f} \langle j_f | \hat{C}_{TM_T}^{\mathcal{E}} | j_i \rangle \sqrt{2} \sqrt{2J_i + 1} \cdot Z_{TM_T}^J(j_f j_i) \quad (3.11)$$

Информация о структуре состояний начального и конечного ядер содержится в амплитуде перехода

$$Z_{TM_T}^J(j_f j_i) = \sqrt{(2T+1)(2T_i+1)(2J_f+1)} \langle T_i M_T T_0 | T_f M_T \rangle \times \sum_{JT'} C_i^{JT, j_i} \alpha_f^{JT, j_f} (-1)^{J'-J_i+j_f-J} W(J_i J_f j_i j_f; J J') (-1)^{T-T_i+1/2-T} W(T_i T_f \frac{1}{2} \frac{1}{2}; T T'), \quad (3.12)$$

где W – коэффициенты Рака.

В фото- и электроядерных реакциях изоспин оператора возбуждения ядра равен изоспину виртуального либо реального фотона, поглощение которого ядром создает возбужденное состояние. Изоспин фотона может быть равен

- 0** (изоскалярное возбуждение),
- 1** (изовекторное возбуждение).

При **изовекторном** возбуждении ядер с изоспином основного состояния, не равным 0, возникают две изоспиновые ветви возбужденных состояний:

$$\begin{aligned} \vec{T}_{g.s.} + \vec{1} &= \vec{T}; \\ T_{<} &\equiv T_{g.s.}; T_{>} = T_{g.s.} + 1. \end{aligned} \quad (3.13)$$

(Состояния с изоспином, меньшим, чем изоспин основного состояния, не могут возникнуть в ядре-мишени вследствие сохранения *проекции изоспина*).

Матричные элементы операторов возбуждения зависят от изоспинов начального и конечного состояний ядра через соответствующие коэффициенты векторного сложения:

$$\langle T, T_3 | \hat{O}_{10} | T_{g.s.}, T_3 \rangle = \langle T T_3 | 10 T_{g.s.} T_3 \rangle \times \frac{\langle T | \hat{C}_1 | T_{g.s.} \rangle}{\sqrt{2T+1}}. \quad (3.14)$$

Приведенные матричные элементы в (3.14) – это матричные элементы в изоспиновом пространстве. Для

однонуклонных (одноквазичастичных) приведенных матричных элементов

$$\langle \frac{1}{2} \parallel \epsilon \parallel \frac{1}{2} \rangle = \sqrt{2(2T+1)} \quad (3.15)$$

Эти матричные элементы появляются в расчете формфакторов электровозбуждения МГР, поскольку как оператор электрического заряда, так и оператор магнитного момента нуклонов – операторы в пространстве изоспина.

Получение спектра энергий и волновых функций возбужденных состояний атомных ядер в модели ядерных оболочек основано на решении уравнений Шредингера с гамильтонианом $H\epsilon = H\epsilon_0 + V_{int}\epsilon$, представляющим собой сумму одночастичного гамильтониана и оператора, реализующего взаимодействие одночастичных состояний. В представлении ЧСКЯ матричные элементы одночастичного гамильтониана содержат энергию возбуждения конечного ядра E' и энергию частицы ϵ_j в состоянии $n_f l_f j_f$. В диагональные матричные элементы гамильтониана в версии ЧСКЯ включается также энергия E_c , с помощью введения которой производится приближенный учет энергии "дырочного" состояния. (В "частично-дырочном" расчете энергия "нулевого" приближения содержит разность $\epsilon_p - \epsilon_n$, т.е. энергию, необходимую для возбуждения ph пары). Величина E_c может быть установлена по хорошо известному положению максимума любого из МГР для группы ядер с близкими значениями A и использоваться далее во всех расчетах МГР различных мультипольностей.

$$H\epsilon_{ij} = (E' + \epsilon_j + E_c) \delta_{ij} + V_{ij}\epsilon. \quad (3.16)$$

Поскольку в легких ядрах для получения удовлетворительной картины распределения сил МГР с успехом используются экспериментальные данные о спектроскопии прямых реакций подхвата, приближенный расчет матричных элементов остаточных сил можно также основать на этих данных. Формула остаточных взаимодействий тогда включает спектроскопические факторы, связывающие ядро ($A-1$) и ядро-мишень $A+$ «дырочное» состояние:

$$\begin{aligned}
& \langle (J''T''E''), j_2 : J_f T_f | \mathcal{H}_{\text{int}} | (JTE), j_1 : J_f T_f \rangle = \sum_{J,T} \sum_{j,j'} \langle JTE | J_i T_i, j^{-1} \rangle \times \\
& \times \langle J_i T_i, j^{-1} | J''T''E'' \rangle \times (2J+1)(2T+1) \sqrt{(2J'+1)(2T'+1)(2J''+1)} \sqrt{(2T''+1)} \times \\
& \times W(J_i j J_f j_1; J'' J) W(J_i j' J_f j_2; J'' J) \times W(T_i \frac{1}{2} T_f \frac{1}{2}; T'' T) W(T_i \frac{1}{2} T_f \frac{1}{2}; T'' T) \times \\
& \times \langle j^{-1} j_1 : JT | V_{\text{int}} | j^{-1} j_2 : JT \rangle.
\end{aligned} \tag{3.17}$$

Этому варианту расчета остаточных взаимодействий соответствует схема рис.3.3

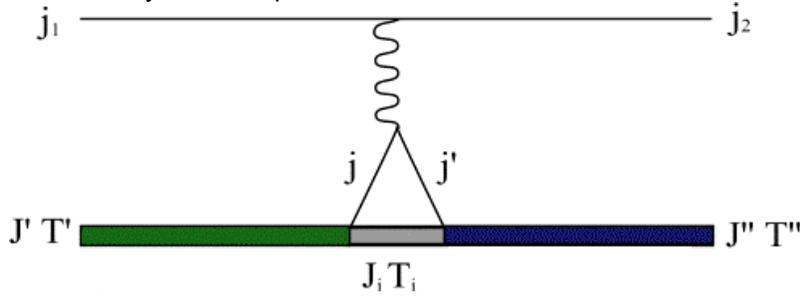


Рис. 3.3

Если J_i – основное состояние ядра-мишени, то J_f – спин возбужденного состояния – равен в случае возбуждения с мультипольностью J : $\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{J}$.

В (3.17) последний множитель представляет собой *частично-дырочное взаимодействие*. Выбор варианта сил остаточных взаимодействий в значительной степени условен. Долголетние теоретические исследования природы и свойств этих сил показали, что эти силы содержат целый ряд компонентов, причем вклады каждого из них в результирующую сумму зависят от энергии возбуждения и передаваемого ядру импульса. С другой стороны, хотя влияние выбора варианта остаточных взаимодействий на распределение интенсивностей МГР весьма существенно, изучение относительных ролей выбора базиса "выходных" конфигураций и выбора версии сил смешивания показали преобладание роли первого фактора для ядер со сложной генеалогической структурой. Поэтому в данной работе основное внимание уделяется влиянию генеалогической структуры ядра-мишени на свойства МГР. Для сил остаточных

взаимодействий в канале "частица-дырка" был выбран простейший вариант δ -сил. Оправданием такого упрощения остаточных сил является лидирующая роль именно взаимодействия нулевого радиуса в силах спаривания, а также успешное применение этой версии в предыдущих расчетах МГР.

$$\delta\text{-силы: } V_{\text{int}}(r_{12}) = g \times \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \times W(S, T, \dots). \quad (3.18)$$

Часто используется простой вариант (3.18) – т.н.силы Сопера. Для них:

$$W(S, T, \dots) = (1 - \alpha + \alpha \bar{\sigma}_1 \bar{\sigma}_2). \quad (3.19)$$

Матричные элементы частично-дырочных взаимодействий для (3.18):

$$\begin{aligned} \langle \bar{j}_1 j_2 : JT | V_{ph} | \bar{j}_1' j_2' : JT \rangle &= \frac{1}{8\pi} R(l_1 l_2 l_1' l_2') \times \frac{\sqrt{(2j_1+1)(2j_2+1)(2j_1'+1)(2j_2'+1)}}{2J+1} \times \\ &\times \left\langle j_1 \frac{1}{2} j_2 \frac{1}{2} | J0 \right\rangle \left\langle j_1' \frac{1}{2} j_2' \frac{1}{2} | J0 \right\rangle \times \left[\beta(T0)(-1)^{j_2+j_2'} + \beta(T1)(-1)^{j_2+j_2'+1} f(j_1 j_2 j_1' j_2' J) \right]. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Здесь $R = \int_0^{\infty} R_{l_1}(r) R_{l_2}(r) R_{l_1'}(r) R_{l_2'}(r) r^2 dr$ - интеграл от радиальных волновых функций.

$$\beta(T=0, S) = 1 - 4\delta_{S0} + (-1)^S \alpha;$$

$$\beta(T=1, S) = 1 + (-1)^S 2\alpha.$$

$$f(j, \dots) = \frac{[(2j_2+1) + (-1)^{j_1+j_2-J} (2j_1+1)][(2j_2'+1) + (-1)^{j_1'+j_2'-J} (2j_1'+1)]}{4J(J+1)}.$$

(3.21)

Программа предусматривает возможность вариации параметров сил g и α .

4. Руководство к использованию программы “RESONANCE”

Программа Resonance предназначена для расчета собственных энергий, волновых функций и квадратов формфакторов мультипольных гигантских резонансов при различных переданных импульсах. Программа адаптирована к версии ЧСКЯ многочастичной модели оболочек. Детали расчета матричных элементов гамильтониана изложены выше в главе 3. Общий вид главного окна программы представлен на *рис. 4.1*

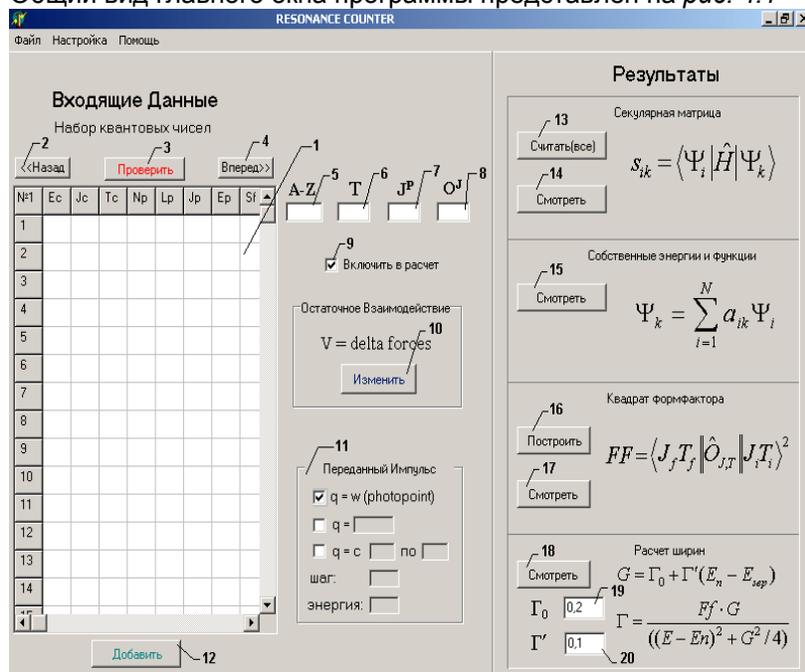


Рис.4.1.

Как видно из рисунка, окно условно разбито на две части. Левая половина окна содержит элементы ввода и управления исходными данными. В частности, в таблицу значений (1) заносятся следующие квантовые числа базисных ветвей резонанса: энергия (E_c), спин (J_c) и изоспин (T_c) состояний кора, главное квантовое число (N_p) орбитальный (L_p) и полный момент (J_p) частицы над кором, одночастичные энергии (E_p), спектроскопический фактор (S_f), тип перехода (T_C) (T_C равно $2j_1 2j_2$; Например, для $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ перехода $T_C = 57$).

Для внесения новой ветви в конфигурацию служит кнопка **добавить** (12). Для переключения между ветвями используются кнопки **вперед** (2) и **назад** (4).

Порядковый номер текущей базисной ветви можно увидеть в левом верхнем углу таблицы значений. В группу полей ввода (5-8) заносится следующая информация: Z и A исследуемого ядра (5), например, в виде Al-27, изоспин T текущей базисной ветви (6), спин ветви резонанса J (7), мультипольность оператора перехода OJ (8).

Кнопка **изменить** (10) открывает форму, содержащую информацию о типе и параметрах остаточного взаимодействия (рис 4.2).

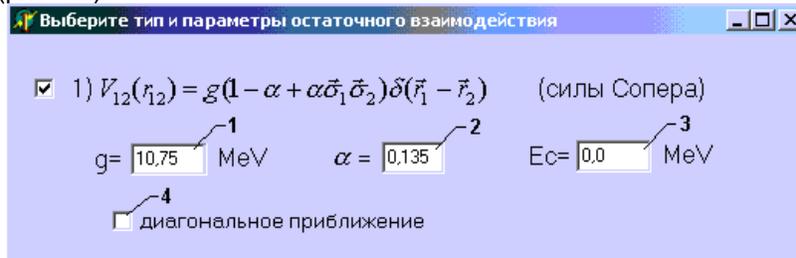


Рис.4.2

В поле (1) рис.4.2 заносится значение амплитуды остаточного взаимодействия. Поле (2) служит для ввода амплитуды спиновой компоненты сил. Ввод параметра E_c производится в поле (3). Флажок (4) включает диагональное приближение (т.е. при диагонализации гамильтониана все недиагональные элементы полагаются равными 0).

Группа (11) на рис. 4.1 служит для управления переданным ядру импульсом. В зависимости от положения флажка, переданный импульс q (в МэВ) может принимать любые значения, в т.ч. :

- а) Равное энергии (в МэВ) налетающего гамма-кванта - "фототочка";
- б) Постоянное значение в МэВ, введенное в соседнее поле.
- в) Переданный импульс принимает значения в указанном диапазоне с заданным шагом, причем квадрат форм фактора рассчитывается для определенного энергетического пика, номер которого следует ввести в поле **Энергия**.

Правая часть главного окна программы служит для расчета и вывода результатов. Кнопка **считать** (13) имеет контекстное меню (вызывается правой кнопкой мыши) и в зависимости от переданного ей значения, выполняет следующие действия:

- а) **Считать (все)** – последовательный расчет собственных функций, энергий и квадратов форм-фактора по всем, введенным ранее ветвям резонанса, помеченным флагом (9) **Включить в расчет**.
- б) **Считать (каждую)** – расчет только волновых функций и энергий текущей ветви резонанса (отображаемой в данный момент в левом окне программы)
- в) **Считать только в.ф.** – расчет только волновой функции текущей ветви резонанса исходя из сохраненной секулярной матрицы.

Просмотр (изменение) секулярной матрицы производится после выполнения расчета нажатием по кнопке **Смотреть** (14). В случае необходимости, секулярную матрицу можно отредактировать, введя новое значение в нужную ячейку, после чего новую матрицу следует сохранить в памяти программы, выбрав в главном меню **Настройка** → **записать матрицу**.

Волновую функцию текущей ветви резонанса можно увидеть, нажав по кнопке **смотреть** (15).

Кнопка **построить** (16) выполняет пересчет квадрата формфактора текущей ветви или выполняет расчет q -зависимости квадрата формфактора (в зависимости от установленного флажка в блоке управления переданным импульсом). Вывод на экран конечного результата – энергетической или импульсной зависимости квадрата формфактора производится нажатием кнопки **смотреть** (17). Данная кнопка имеет контекстное меню выбора детализации результатов:

- а) **Смотреть – на одном графике:**

Выводиться суммарная диаграмма квадратов формфактора всех посчитанных ветвей резонанса.

б) **Смотреть отдельно:**

Выводит график квадрата форм фактора для данной ветви резонанса.

Блок управления ширинами отвечает за вывод на экран диаграммы квадрата форм-фактора с построенным графиком, который является суммой вкладов ширин всех пиков резонанса. Ширина каждого пика рассчитывается по формуле:

$$G = \Gamma_0 + \Gamma'(E_n - E_{sep})$$
$$\Gamma = \frac{FF \cdot G}{((E - E_n)^2 + G^2 / 4)}, \quad (3.22)$$

где Γ_0 и Γ' – параметры, которые задаются в полях ввода (19) и (20). За вывод графика отвечает кнопка **смотреть** (18).

Сохранение всех входящих данных можно произвести выбором в главном меню программы **файл** → **сохранить конфигурацию**. Данные сохраняются в текстовом файле, который в последствии может быть загружен через меню **файл** → **загрузить конфигурацию**.

Выбор **меню настройка** → **информация** открывает форму для ввода параметров основного состояния ядра (рис 4.3.): спин основного состояния (поле 3), изоспин основного состояния (поле 4), энергия отделения нуклона (2) **(Эти поля заполнять обязательно!)**. Таблица значений “Одночастичные энергии” (1) служит для группового заполнения одночастичных энергий базисных конфигураций, для чего в таблице можно указать квантовые числа частицы и её энергию, нажатием кнопки заполнить в текущей базисной конфигурации для частиц с теми же квантовыми числами. В поле **комментарий** (5) можно внести необходимые замечания.



Рис 4.3

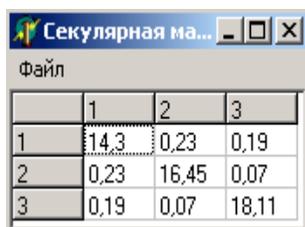
Рассмотрим работу с программой на примере расчета $M6$ - резонанса в Si-28.

На основании спектроскопической информации в рамках модели ЧСКЯ (см. Гл.3) строится набор базисных конфигураций $M6$ -резонанса, в соответствии с которым табличная часть программы должна быть заполнена следующим образом:

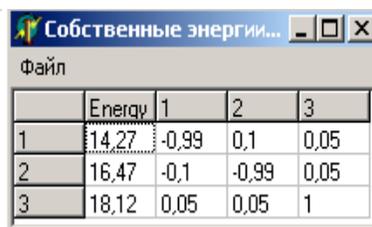
№1	Ec	Jc	Tc	Np	Lp	Jp	Ep	Sf	TC
1	0	2,5	0,5	1	3	3,5	2	6,8	57
2	2,73	2,5	0,5	1	3	3,5	2	0,82	57
3	4,41	2,5	0,5	1	3	3,5	2	0,58	57

Ядро Si-28 в основном состоянии имеет спин - четность: 0^+ , $T = 0$. При поглощении резонансного изовекторного $M6$ γ -

кванта, ядро переходит в состояние $J^P = 6^-, T = 1$. Как следует из закона сохранения изоспина, в данном случае изоспинового расщепления не происходит и в базисной конфигурации присутствует одна ветвь. В том случае, если у базиса несколько ветвей (т.е. присутствует расщепление), новую ветвь следует ввести, нажав на кнопку **добавить**, а перейти к старой ветви можно нажатием кнопки **Назад**. Поле A-Z(5) можно заполнять произвольно, например Si-28. В поле "I"(6) в данном случае следует ввести "1", т.к. изоспин основного состояния равен 0, а изоспин налетающего кванта 1, что по правилам векторного сложения даст 1. Соответственно J^P (7) - спин данной ветви равен 6. В поле **OJ** (строго) в случае M6 - резонанса следует ввести "M6" и "E1" при дипольном резонансе. Нажатием на **Изменить** подбираем амплитуды g и α , и параметр E_c . M6 в Si-28 имеет максимум при $q \approx 390$ МэВ/с, это значение (только цифру) следует ввести во второе поле ввода группы (11). Далее следует ввести параметры основного состояния Si-28 ($J = 0, T = 0$), выполнив команду **Настройка → Информация**. После чего можно приступать к расчету собственных функций и энергий резонанса. Этот расчет производится путем выбора в контекстном меню пункта **считать все** и нажатием по этой кнопке. Далее, кнопки **смотреть** (14,15) открывают окно с результатами расчета.



	1	2	3
1	14,3	0,23	0,19
2	0,23	16,45	0,07
3	0,19	0,07	18,11



	Energy	1	2	3
1	14,27	-0,99	0,1	0,05
2	16,47	-0,1	-0,99	0,05
3	18,12	0,05	0,05	1

Нажатием кнопки **построить** (16) можно выполнить пересчет E - зависимости квадратов форм факторов при заданном переданном импульсе (группа (11)), или рассчитать q -зависимость квадратов форм-факторов при указанном диапазоне и шаге изменения переданного импульса. Посмотреть распределение форм-факторов можно, нажав кнопку **смотреть** (17).

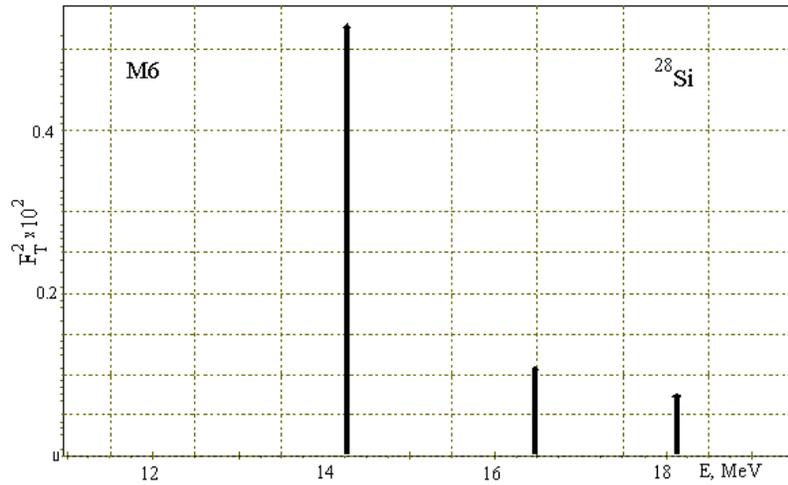


Рис. 4.4. Квадрат M6 формфактора Si-28 ($g = 1, E_c = 7$).

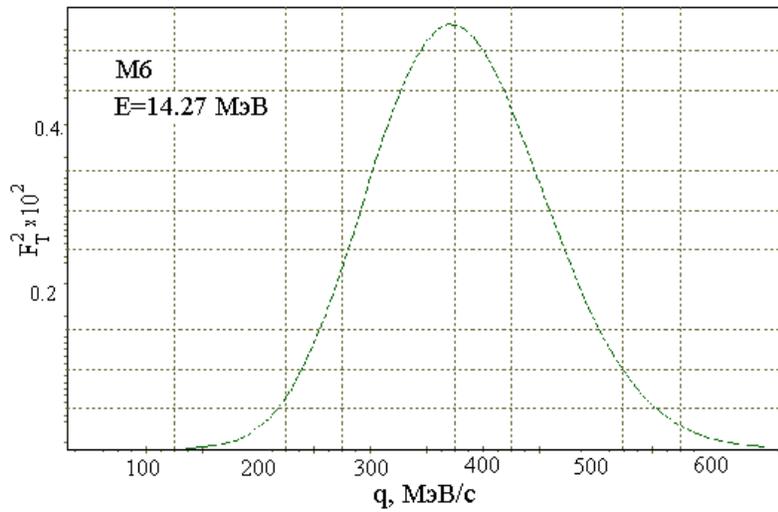


Рис.4.5 q -зависимость квадрата M6 формфактора для первого пика.

Для более наглядного сравнения с экспериментом в программе предусмотрен блок расчета ширин резонансных пиков. Управление блоком происходит посредством изменения коэффициентов, указанных в полях ввода (18-19), в любом

случае увеличение этих коэффициентов приводит к большему "размазыванию" картины резонанса.

5. Порядок выполнения работы

Для выполнения этой работы необходимо ознакомиться с содержанием первых глав описания.

Основным заданием является теоретическое исследование особенностей двух типов мультипольных резонансов в реакции (e, e') на одном из легких ядер, например, на ядре Si-28. Основные данные о входных состояниях уже введены в компьютер.

1. Пользуясь командой "открыть конфигурацию" введите входные данные для E_1 возбуждений исследуемого ядра (например, ядра Si-28). Эти данные уже содержат спектроскопическую информацию о состояниях ядер $A=27$.

Проверьте с помощью команды "настройка" правильность введенных данных о спин и изоспине основного состояния исследуемого ядра.

2. Включите блок остаточных взаимодействий, зафиксируйте в рабочей тетради данные о параметрах остаточного взаимодействия и величине константы E_C .
3. Проведите диагонализацию секулярной матрицы полного гамильтониана.
4. Постройте распределение формфакторов E_1 возбуждений в "фототочке".
5. Введите параметры ширины.
6. Сравните полученный результат распределения с экспериментальной картиной. (Используйте данные Центра фотоядерных данных НИИЯФ МГУ <http://cdfc.sinp.msu.ru>).

При необходимости измените значения параметров гамильтониана и константы E_C до получения удовлетворительного теоретического описания дипольного резонанса в данном ядре. Зафиксируйте в рабочих записях новый набор параметров.

7. Сохраните и распечатайте полученный результат.
8. Исследуйте зависимость распределения E_1 формфактора от переданного ядру импульса q .

- Получите и распечатайте 2-3 распределения при разных значениях переданного импульса.
9. Исследуйте роль спиновых токов в полученных в п.8 распределениях, для чего в блоке "дополнительные возможности" включите команду "только орбитальный ток". Сравните полученные распределения с распределениями п.8 и прокомментируйте роль спиновых токов в формфакторах $E1$ резонансов при разных переданных импульсах. Распечатайте картины формфакторов.
 10. Проведите исследование $M6$ резонанса в ядре Si-28. Какова роль орбитального тока в формировании этого резонанса?
 11. Составьте реферат о проведенном исследовании, иллюстрируя его графиками полученных Вами формфакторов.

6. План реферата по проведенной работе

1. Мультипольные гигантские резонансы в сечениях реакций фото- и электровозбуждения.
2. Электрический дипольный резонанс ($E1$) в ядре _____.
 - 2а. $E1$ резонанс в "фототочке" $q = \omega$. (Сравнение результатов расчета с экспериментом.)
 - 2б. $E1$ резонанс в реакциях (e, e') при $q=100$ MeV/c и $q=200$ MeV/c. Роль орбитальных и спиновых токов в $E1$ резонансе при росте переданного ядре импульса q .
3. $M6$ резонанс.

Наталия Георгиевна Гончарова
Никита Эдуардович Машутиков

**Мультипольные резонансы в сечениях
электровозбуждения атомных ядер**

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-4/770

Издательство УНЦ ДО

117246, Москва, ул.Обручева, 55А, УНЦ ДО
Тел./факс (095) 718-6966, 718-7767, 718-7785
е-mail: izdat@abiturcenter.ru
<http://abiturcenter.ru/izdat>

Подписано в печать 4 марта 2005 г. Формат 60х90/16
Бумага офсетная №1. Усл.печ.л. 2,0
Тираж 40 экз. Заказ № 765

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО
<http://abiturcenter.ru/print/>
в полном соответствии с качеством
представленного оригинала-макета