

Н.Г. Гончарова, Н.Э. Машутиков,  
Н.Д. Пронкина

ДИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ  
В СЕЧЕНИЯХ ФОТО-  
И ЭЛЕКТРОВЗБУЖДЕНИЯ  
ЯДЕР  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{27}\text{Al}$

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-5/771

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

Н.Г. Гончарова, Н.Э. Машутиков,  
Н.Д. Пронкина

ДИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ  
В СЕЧЕНИЯХ ФОТО- И ЭЛЕКТРОВОЗБУЖ-  
ДЕНИЯ  
ЯДЕР  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{27}\text{Al}$

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-5/771

УДК 539.143.43:539.144.3  
ББК 22.383  
Г65

**N.G. Goncharova, N.E. Mashutikov, N.D. Pronkina**  
E-mail : [ngg@srd.sinp.msu.su](mailto:ngg@srd.sinp.msu.su), [natacha@msx.ru](mailto:natacha@msx.ru)

**Dipole resonances in photo- and electroexcitation  
cross sections of nuclei  $^{24}\text{Mg}$  and  $^{27}\text{Al}$**   
Preprint SINP MSU 2005-5/771

Theoretical description of dipole resonances in photo- and electroexcitation cross sections of  $^{24}\text{Mg}$  and  $^{27}\text{Al}$  are presented. Calculations were performed in the "particle – core coupling" version of Shell Model using the spectroscopic data for direct reactions.

Гончарова Н.Г

Г65 Дипольные резонансы в сечениях фото- и электровозбуждения ядер  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{27}\text{Al}$ : Препринт НИИЯФ МГУ 2005-5/771. Н.Г. Гончарова, Н.Э. Машутиков, Н.Д. Пронкина. – М.: Изд-во УНЦ ДО, 2005. – 40 с.

Представлено теоретическое описание дипольных резонансов фото- и электровозбуждения в ядрах  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{27}\text{Al}$ . Расчет основан на версии "частица – состояние конечного ядра" многочастичной модели оболочек с использованием данных о спектроскопии прямых реакций.

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

# Оглавление

<a href="#">1. Введение. Проблемы теоретического описания мультипольных резонансов в сечениях ядерных реакций</a>	4
<a href="#">2. Микроскопическое описание ядерных возбужденных состояний в версии "Частица – состояние конечного ядра" (ЧСКЯ) многочастичной модели оболочек</a>	7
<a href="#">2.1. Конфигурации основного и возбужденных состояний ядра с A нуклонами в ЧСКЯ</a>	7
<a href="#">2.2. Характеристики базисных конфигураций ядер с незамкнутыми оболочками</a>	8
<a href="#">2.3. Матричные элементы одночастичных операторов</a>	9
<a href="#">2.4. Матричные элементы в пространстве изоспина</a>	11
<a href="#">2.5. Матричные элементы двухчастичных операторов</a>	13
<a href="#">2.6. Частично-дырочное взаимодействие</a>	17
<a href="#">3. Сечения электровозбуждения ядер в модели ЧСКЯ</a>	18
<a href="#">3.1 Микроскопическое описание формфакторов</a>	18
<a href="#">3.2. Структура одночастичных формфакторов</a>	25
<a href="#">4. Результаты расчета дипольного резонанса в ядрах <math>^{27}\text{Al}</math> и <math>^{24}\text{Mg}</math></a>	29
<a href="#">4.1. Дипольный резонанс в ядре <math>^{27}\text{Al}</math></a>	29
<a href="#">4.2. Дипольный резонанс в ядре <math>^{24}\text{Mg}</math></a>	33
<a href="#">ЛИТЕРАТУРА</a>	39

# 1. Введение. Проблемы теоретического описания мультипольных резонансов в сечениях ядерных реакций.

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 фоторассечения, гигантские резонансы возбуждения исследуются в настоящее время в реакциях неупругого рассеяния электронов и адронов на атомных ядрах. В неупругом рассеянии пробных частиц (электронов или адронов), в отличие от реакций фотопоглощения, можно проводить исследования сечений взаимодействия в широком диапазоне переданных ядру импульсов. Вариация переданных импульсов выявила в ядрах большое количество возможных мод колебательных возбуждений, проявляющихся в сечениях как МГР - резонансы с различными моментами (мультипольностями).

Рост экспериментальной информации о положении, структуре и величинах сечений возбуждения МГР поставил перед теорией ядра задачу адекватного объяснения наблюдаемых характеристик. Теоретическая интерпретация положения гигантского дипольного резонанса на энергетической оси [E158, Br59] явилась первым шагом в создании многочастичной модели оболочек – наиболее развитого в настоящее время метода микроскопического описания свойств ядер. В рамках многочастичной модели оболочек (ММО) удалось, в частности, объяснить сдвиг вверх по энергии возбуждения средневзвешенной энергии гигантского дипольного резонанса и некоторые особенности структуры МГР для ядер с замкнутыми оболочками или подоболочками. Основной идеей теоретической интерпретации изовекторного гигантского дипольного резонанса (ГДР) была концепция "входных конфигураций" ("doorway states"), взаимодействие которых между собой за счет "остаточных" сил и приводит к появлению коллективного возбужденного состояния, средне взвешенная энергия которого сдвигается вверх относительно разности энергий соседних оболочек  $1\hbar\omega$  в область энергий около  $(1.3-1.5)\hbar\omega$ . Термин "остаточные /residual/" силы

(взаимодействия) соответствует той части полного ядерного гамильтониана взаимодействия, который не может быть учтен введением самосогласованного потенциала.

Первые успехи ММО были связаны с описанием свойств МГР в ядрах с замкнутыми оболочками или подоболочками. Для этих ядер удовлетворительные теоретические результаты были достигнуты путем использования представления об основном состоянии ядра-мишени как состояния физического вакуума. Тогда "входными" состояниями задачи о возбуждении МГР оказываются частично-дырочные конфигурации относительно этого вакуумного состояния.

Однако уже в первые десятилетия исследований МГР выявились три главные проблемы:

1. Поскольку большинство ядер – это ядра с незамкнутыми оболочками, как построить системы базисных конфигураций для них? Дальнейшее развитие физики ядра как сверхтекучей системы, в которой значительную роль играют корреляции в основном состоянии, вызванные силами спаривания, показало, что даже дважды магические ядра не являются системами с полностью замкнутыми оболочками. Отклонение от 100% замкнутости составляет примерно от 10 до 20% для дважды "магов".
2. Какие факторы определяют тонкую структуру МГР? Если основной причиной расщепления главных пиков МГР магических ядер является взаимодействие "входных" частично-дырочных конфигураций ( $1p1h$ ) с более сложными ( $2p2h$ ) конфигурациями, то как провести корректный учет связи этих состояний?
3. Каким образом построить микроскопическое описание резонансных возбужденных состояний деформированных ядер?

Проблема теоретического описания МГР в принципе может быть решена в рамках многочастичной модели оболочек, однако реалистическая интерпретация экспериментальных данных требует и в этой модели преодоления ряда трудностей. Во-первых, необходимо учесть все «входные» конфигурации, участвующие в формировании МГР и оценить их распределение по энергиям возбуждения. Во-вторых, следует реалистически воспроизвести в расчете взаимодействие этих конфигураций, т.е. решить задачу о характеристиках остаточных сил. Наконец, важно определить силу и особенности связи входных со

стояний с более сложными конфигурациями, возникающими при их взаимодействии с коллективными колебаниями ядерной материи.

Одним из путей преодоления этих проблем является предложенная в [Гон69] версия многочастичной модели оболочек, в которой учитывается генеалогическая структура основного состояния ядра-мишени. Успех в интерпретации структуры МГР, соответствующих  $1\hbar\omega$  возбуждениям ядер  $1p$ -оболочки [Гон85, Гон92], доказал пригодность этого подхода (ЧСКЯ – "частица - состояние конечного ядра") к расчету структуры и свойств МГР.

Применение этой же версии к исследованию МГР более тяжелых ядер столкнулось с проблемой адекватного описания генеалогической структуры основного состояния ядер. Если отсутствуют надежные волновые функции основных состояний ядер, с помощью которых было бы можно получить близкое к эксперименту описание прямых реакций выбивания нуклона из ядра, то для оценок генеалогических свойств ядра существует другой путь. Им является использование экспериментальных данных о спектроскопии прямых реакций подхвата, т.е. о вероятностях обнаружения конечных ядер в том или ином квантовом состоянии. Существование связи между спектроскопическими факторами реакций подхвата и генеалогической структурой ядра-мишени не вызывает сомнений. Использование спектроскопической информации в расчете МГР некоторых ядер  $sd$ -оболочки позволило уже дать удовлетворительное объяснение особенностям структуры целого ряда МГР этих ядер [Гон01].

Получение волновых функций, матричных элементов остаточных взаимодействий, формфакторов фото- и электро-возбуждения ядер требует введения в расчет целого ряда параметров. Например, параметров остаточных взаимодействий базисных конфигураций в процессе получения волновых функций мультипольных возбуждений. Используемые до сих пор процедуры построения базисных конфигураций, матричных элементов их взаимодействия, построения и диагонализации полного гамильтониана не позволяли видимым образом выявить влияние тех или иных вводимых в расчет параметров на физический результат – т.е. на структуру и свойства эффективных сечений.

Новая компьютерная программа "Resonance" позволяет провести анализ этого влияния практически в интерактивном режиме.

Данная работа посвящена теоретическому описанию дипольных резонансов в эффективных сечениях реакций фото- и электровозбуждения ядер  $^{27}\text{Al}$  и  $^{24}\text{Mg}$ .

## 2. Микроскопическое описание ядерных возбужденных состояний в версии "Частица – состояние конечного ядра" (ЧСКЯ) многочастичной модели оболочек

Микроскопический расчет дипольных возбужденных состояний ядер с незамкнутыми оболочками  $^{27}\text{Al}$  и  $^{24}\text{Mg}$  проводился в версии ЧСКЯ многочастичной модели оболочек. Данная глава посвящена краткому описанию математического аппарата модели.

### 2.1. 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:

$$\begin{aligned} |J_i T_i\rangle &= C_i^{J T_i} |(JET) \times (n_i l_i j_i) : J_i T_i\rangle \\ |J_f T_f\rangle &= \alpha_f^{J T_f} |(J' E' T') \times (n_f l_f j_f) : J_f T_f\rangle \end{aligned} \quad (2.1)$$

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  $\alpha$  – результат диагонализации гамильтониана на базисе конфигураций "частица-состояние конечного ядра".

Впервые подход ЧСКЯ был использован в микроскопическом описании дипольного резонанса фоторасщепления ядра  $^{12}\text{C}$  [Гон69]. В этой модели было учтено отклонение основного состояния ядра  $^{12}\text{C}$  от замкнутой  $(1p_{3/2})$  подоболочки и частичное

заполнение следующей ( $1p_{1/2}$ ) подоболочки. Уже на этом первом этапе было получено реалистическое распределение сил  $E1$  резонанса по энергии возбуждения ядра.

Важной особенностью ЧСКЯ версии многочастичной модели оболочек является возможность расширения базиса (2.1) за счет конфигураций, имеющих генеалогическую связь не только с основным, но и с низшими коллективными возбужденными состояниями ядра-мишени. Расширение базиса входных состояний предпринималось ранее путем включения в него дополнительных частично-дырочных конфигураций, что требовало коррекции базиса для выполнения принципа Паули. Расширение базиса в методе ЧСКЯ свободно от нарушения принципа Паули. В частности, расчет  $E1$  резонанса над первым возбужденным состоянием ядра  $^{12}\text{C}$ , предпринятый в [Гон70], привел к адекватному воспроизведению силы этого резонанса над  $2^+$  ( $E = 4.44$  МэВ) состоянием ядра, наблюдаемом в реакции  $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}^*$ .

Выбор системы базисных конфигураций задачи о возбужденных состояниях ядра-мишени в виде (2.1) имеет и еще одно существенное преимущество над частично-дырочным базисом. Дело в том, что модель ЧСКЯ очень удобна для проведения расчетов парциальных сечений фото- и электрорасщепления ядер. Поскольку эксплуатация сильноточных ускорителей промежуточных энергий привела к появлению большого массива экспериментальных данных о структуре и свойствах парциальных сечений в области энергий возбуждения ядер  $E < 50$  МэВ, т.е. в области МГР, необходимость теоретического описания эксклюзивных характеристик МГР стала весьма актуальной.

Построение базиса входных конфигураций в форме (2.1) значительно упрощает теоретическое исследование таких характеристик ядерных реакций как распределение парциальных сечений по энергиям возбуждения, вероятности заселения уровней конечных ядер и спектры испущенных при распаде МГР нуклонов.

## 2.2. Характеристики базисных конфигураций ядер с незамкнутыми оболочками

Задача адекватной интерпретации структуры МГР в ядрах с незаполненными оболочками представляет собой одну из важных проблем теории ядра. Актуальность этой задачи опре

делена также и тем фактом, что корреляции в основном состоянии разрушают замкнутость оболочек даже для дважды магических ядер.

Экспериментальное исследование квадрупольных моментов и вращательных спектров "немагических" ядер приводит к выводу, что все они не являются сферически симметричными системами нуклонов. Этот факт делает особенно актуальными попытки микроскопического описания высоковозбужденных состояний этих ядер методами, позволяющими с той или иной степенью приближения учесть эффекты деформации.

Построение базиса и теоретический расчет волновых функций и энергий возбуждения МГР в деформированных ядрах представляет собой особую проблему. Громоздкость схемы Нильссона и слишком большая неопределенность в выборе параметров расчета в этой схеме делают ее мало пригодной для теоретического описания МГР. Одной из целей данной работы является исследование возможностей микроскопического описания МГР в деформированных ядрах на основе версии ЧСКЯ многочастичной модели оболочек, когда при построении базиса входных конфигураций используются данные прямых реакций подхвата (pick-up) нуклона из ядра-мишени. Основанием для этой попытки является уверенность в том, что распределение по энергиям конечных ядер и величины спектроскопических факторов прямых реакций подхвата в значительной степени обусловлены эффектами деформации и что использование спектроскопической информации позволяет учесть эти эффекты хотя бы частично. Наиболее показательным в этом отношении является исследование гигантского дипольного резонанса в ядре  $^{24}\text{Mg}$ , значительная деформация которого четко проявляется во вращательном спектре.

### 2.3. Матричные элементы одночастичных операторов

Оператор возбуждения с мультипольностью  $J$  и изоспином  $T$  может быть представлен в виде суммы одночастичных операторов.

$$B_{TM_T}^{\mathcal{E}} = \sum_i B_{TM_T}^{\mathcal{E}}(i) \quad (2.2)$$

$\tau$  - оператор в пространстве изоспина:  $\tau^0 = I, \tau^1 = \vec{\tau}$ .

Рассмотрим структуру матричных элементов одночастичных операторов возбуждения ядра для канала возбуждения без изменения проекции изоспина. Представим оператор возбуждения в виде произведения операторов перехода с мультипольностью  $J$  и оператора изоспинового возбуждения:

$$\widehat{B}_{TM_T}^{JM_J}(i) = \mathcal{O}_{TM_T}^{M_J}(i) \mathcal{E}_{TM_T}(i). \quad (2.3)$$

(Оператор мультипольного возбуждения может иметь параметрическую зависимость от изоспиновых квантовых чисел, что отражено введением нижнего индекса).

Одночастичный оператор производит перевод нуклона (или квазичастицы) из состояния с квантовыми числами  $j_i m_i t_{zf}$  в состояние с квантовыми числами  $j_f m_f t_{zf}$ .

Матричный элемент оператора (2.3) в пространстве функций (2.1) может быть представлен в виде суммы произведений матричных элементов одночастичного оператора ранга  $J$  между состояниями квазичастицы и  $Z$  – спектроскопической амплитуды перехода:

$$\langle J_f T_f M_T | \mathcal{E}_{TM_T} | J_i T_i M_T \rangle = \sum_{i, j_i, j_f} \langle j_f | \mathcal{O}_{TM_T} | j_i \rangle \sqrt{2} \sqrt{2J_i + 1} \cdot Z_{TM_T}^J(j_f j_i) \quad (2.4)$$

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

$$Z_{TM_T}^J(j_f j_i) = \sqrt{(2T+1)(2T_i+1)(2J_f+1)} \langle T_i M_T T_0 | T_f M_T \rangle \times \\ \sum_{JT'} C_i^{JT', j_i} \alpha_f^{JT', j_f} (-1)^{J-J_i+j_f-J} W(J_i J_f j_i j_f; JJ') (-1)^{T-T_i+1/2-T} W(T_i T_f \frac{1}{2} \frac{1}{2}; TT'). \quad (2.5)$$

где  $W$  - коэффициенты Рака.

Общее определение спектроскопической амплитуды:

$$Z_{TM_T}^J = \langle J_f T_f M_T | \mathcal{A}_{TM_T}^{M_J}(j_f j_i) | J_i T_i M_T \rangle, \quad (2.6)$$

где оператор возбуждения  $A$  связан с операторами рождения  $a^+$  и поглощения  $a$  нуклонов (квазичастиц):

$$\begin{aligned} \mathcal{K}_{TM_T}^{JM_J} &= \sum_{t_{3f} t_{3i}} (-1)^{1/2-t_{3f}} \langle 1/2 t_{3f} 1/2 - t_{3i} | TM_T \rangle \times \\ &\sum_{m_f m_i} (-1)^{j_i - m_i} \langle j_f m_f j_i m_i | JM_J \rangle \times a_{j_f m_f t_{3f}}^+ a_{j_i m_i t_{3i}} = \left[ a_{j_f m_f t_{3f}}^+ \times a_{j_i m_i t_{3i}} \right]_{TM_T}^{JM_J} \end{aligned}$$

## 2.4. Матричные элементы в пространстве изоспина

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:

$$\begin{aligned} \vec{T}_{g.s.} + \vec{1} &= \vec{T}; \\ T_{<} &\equiv T_{g.s.}; T_{>} = T_{g.s.} + 1. \end{aligned} \quad (2.7)$$

(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:

$$\langle T, T_3 | \hat{O}_{10} | T_{g.s.}, T_3 \rangle = \langle TT_3 | 10T_{g.s.}, T_3 \rangle \times \frac{\langle T || \hat{O}_1 || T_{g.s.} \rangle}{\sqrt{2T+1}}. \quad (2.8)$$

Для ядер с изоспином основного состояния 0 в матричных элементах операторов возбуждения появляется множитель  $(\frac{1}{\sqrt{2T+1}}) = 1/\sqrt{3}$ .

Поскольку эффективные сечения связаны с квадратами м.э., изоспиновый множитель в расчетах сечений (либо квадратов формфакторов) ядер с изоспином основного состояния 0 равен 1/3.

Для ядер с изоспином основного состояния  $T_{g.s.} = 1/2$  распределение ветвей возбуждения по изоспину соответствует коэффициентам Клебша-Гордона (ККГ):

$$\langle TT_3 | 10T_{g.s.} T_3 \rangle \times \frac{1}{\sqrt{2T+1}} = \frac{\langle \frac{3}{2} \frac{1}{2} | 10 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle}{\sqrt{4}} = \frac{1}{\sqrt{6}}; (T = T_> = \frac{3}{2})$$

Возбуждение этих двух ветвей равновероятно, изоспиновый коэффициент в сечениях этих ветвей (или квадратах формфакторов) равен 1/6.

Аналогичный расчет для ядер с изоспином основного состояния  $T_{g.s.} = 1$

$$\langle TT_3 | 10T_{g.s.} T_3 \rangle \times \frac{1}{\sqrt{2T+1}} = \frac{\langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} | 10 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{6}}; (T = T_< = \frac{1}{2})$$

$$\langle 21 | 101 T_3 = 1 \rangle \times \frac{1}{\sqrt{2T_> + 1}} = \frac{\langle 21 | 1011 \rangle}{\sqrt{5}} = \frac{1}{\sqrt{10}}; (T = T_> = 2)$$

$$\langle 11 | 101 T_3 = 1 \rangle \times \frac{1}{\sqrt{2T_< + 1}} = \frac{\langle 11 | 1011 \rangle}{\sqrt{3}} = \frac{1}{\sqrt{6}}; (T = T_< = 1)$$

Приведенные матричные элементы в (2.8) – это матричные элементы в изоспиновом пространстве. Для однонуклонных (одноквазичастичных) приведенных матричных элементов

$$\langle \frac{1}{2} | \epsilon | \frac{1}{2} \rangle = \sqrt{2(2T+1)} \quad (2.9)$$

Эти матричные элементы появляются в расчете формфакторов электровозбуждения МГР, поскольку как оператор электрического заряда, так и оператор магнитного момента нуклонов - операторы в пространстве изоспина. Оператор электрического заряда нуклона (в единицах заряда протона):

$$\epsilon_I = \frac{\epsilon_+ \epsilon_3}{2} = \epsilon_{IS} \epsilon_+ + \epsilon_{IV} \epsilon_3; \quad (2.10)$$

$$\epsilon_I \psi_p = +1 \psi_p; \quad \epsilon_I \psi_n = (0) \psi_n.$$

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

$$\mu_I = \frac{\mu_p + \mu_n}{2} \epsilon_+ + \frac{\mu_p - \mu_n}{2} \epsilon_3 = \mu_{IS} \epsilon_+ + \mu_{IV} \epsilon_3; \quad (2.11)$$

$$\frac{\mu_{IV}}{\mu_{IS}} = \frac{2.79 + 1.91}{2.79 - 1.91} = \frac{4.70}{0.88} = 5.33.$$

где  $\mu_p = 2.793$ ,  $\mu_n = -1.913$  – магнитные моменты протона и нейтрона в ядерных магнетонах.

## 2.5. Матричные элементы двухчастичных операторов

Получение спектра энергий и волновых функций возбужденных состояний атомных ядер в модели ядерных оболочек основано на решении уравнений Шредингера с гамильтонианом  $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{V}_{int}$ , 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  $\epsilon_j$  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.

$$H_{ij}^{\epsilon} = (E' + \epsilon_j + E_c) \delta_{ij} + V_{ij}^{\epsilon}. \quad (2.12)$$

Одной из проблем микроскопического расчета матричных элементов (2.12) является количественная оценка величин "одночастичных" энергий  $\epsilon_j$ . Противоречивость понятия "одночастичной" энергии (single particle energies =s.p.e.) следует из физической невозможности существования нуклона, для которого отсутствует остаточное взаимодействие с другими нуклонами того же ядра. S.p.e. – это энергии нуклона над кором, для которого модель физического вакуума является приближением адекватным реальности. Такой ситуации нет даже для нуклонов над "дважды магическими" ядрами, поскольку и дважды "маги" не являются на 100% замкнутыми системами. Проведенные еще в 80-е годы (e,e') эксперименты [Ric79] доказали значительное отклонение таких ядер как  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  в основных состояниях от замкнутых оболочек.

В таблице 1 приведен набор одночастичных энергий, использованных в настоящем расчете по данным, суммированным в [Бор71]. Первые четыре строки соответствуют переходам из  $1d_{5/2}$  подоболочки; последние три – переходам из  $1p$ -оболочки. В схему расчета входит энергия уровней конечных ядер, возбуждаемых при отделении нуклона. Поэтому третий столбец таблицы содержит одночастичные энергии конфигураций (приближенные) относительно уровня  $1d_{5/2}$  для переходов в  $1f2p$  оболочку и энергии конфигураций относительно  $1p_{3/2}$  для переходов в  $1d2s$  оболочку.

Таблица 1

Конфигурация	$E_{\text{связи}} (^{40}\text{Ca}), \text{ МэВ}$	$\epsilon_{\text{отд}}, \text{ МэВ}$
$1f_{7/2}$	8.2	4
$2p_{3/2}$	6.5	6
$2p_{1/2}$	4	8
$1f_{5/2}$	3.8	9
$1d_{5/2}$	21.5	8
$2s_{1/2}$	18.5	9
$1d_{3/2}$	16	11

Расчет матричных элементов двухчастичных операторов в пространстве функций ЧСКЯ представляет ряд трудностей. Главная из них – переход от матричных элементов в пространстве функций ЧСКЯ (т.е., строго говоря, многочастичных состояний) к матричным элементам взаимодействия двухчастичных конфигураций.

Корректный расчет матричных элементов взаимодействия базисных конфигураций в схеме ЧСКЯ может быть проведен по формуле:

$$\begin{aligned}
 \langle (J''T''E''), j_2 : J_f T_f | V_{\text{int}} | (J'T'E'), j_1 : J_f T_f \rangle = & \sum_{m, J, T} \times \sum_{j, j'} \langle J'T'E' | m, j \rangle \times \\
 \times \langle m, j' | J''T''E'' \rangle (2J+1)(2T+1) \sqrt{(2J'+1)(2T'+1)(2J''+1)} \sqrt{(2T''+1)} \times \\
 W(J_m j J_f j_1; J' J) W(J_m j' J_f j_2; J'' J) \times W(T_m \frac{1}{2} T_f \frac{1}{2}; T' T) \\
 W(T_m \frac{1}{2} T_f \frac{1}{2}; T'' T) \times \langle j j_1 : J T | V_{\text{int}} | j' j_2 : J T \rangle.
 \end{aligned}
 \tag{2.13}$$

Точный расчет (2.13) требует знания генеалогических коэффициентов отделения нуклона от возбужденных состояний ядра ( $A - 1$ ). Такой расчет был выполнен при исследовании мультипольных резонансов в ядрах 1р-оболочки, для которых была доступна необходимая информация о микроскопической структуре волновых функций возбужденных состояний. Для более тяжелых ядер такая информация либо недоступна, либо ненадежна. В последнем случае трудоемкий и громоздкий расчет (2.13) вряд ли оправдан.

Поскольку в ядрах с  $A > 16$  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. Аналогичная (2.13) формула остаточных взаимодействий тогда включает спектроскопические факторы, связывающие ядро (A - 1) и ядро-мишень A + «дырочное» состояние:

$$\begin{aligned}
 & \langle (J''T''E''), j_2 : J_f T_f | \mathcal{V}_{\text{int}} | (J'T'E'), j_1 : J_f T_f \rangle = \\
 & \sum_{J,T} \times \sum_{j,j'} \langle J'T'E' | J_i T_i, j^{-1} \rangle \langle J_i T_i, j^{-1} | J''T''E'' \rangle \times \\
 & (2J+1)(2T+1) \sqrt{(2J'+1)(2T'+1)(2J''+1)} \sqrt{(2T''+1)} \times \\
 & W(J_i j J_f j_1; J' J) W(J_i j' J_f j_2; J'' J) \times \\
 & W(T_i \frac{1}{2} T_f \frac{1}{2}; T' T) W(T_i \frac{1}{2} T_f \frac{1}{2}; T'' T) \langle j^{-1} j_1 : JT | \mathcal{V}_{\text{int}} | j'^{-1} j_2 : JT \rangle.
 \end{aligned}
 \tag{2.14}$$

Этому варианту расчета остаточных взаимодействий соответствует схема рис.1.

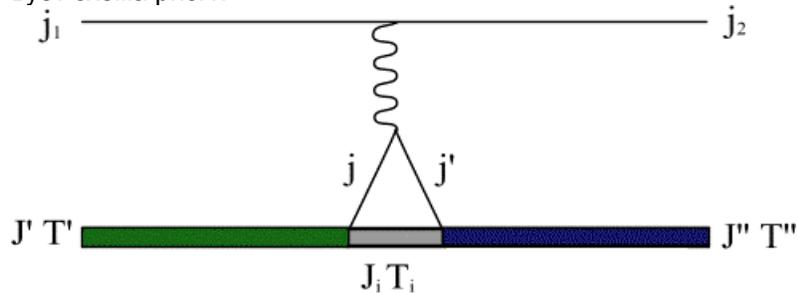


Рис.1. Схема расчета остаточных взаимодействий.

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 формуле (2.14) для частично-дырочного члена необходимо учесть все возможные (по правилам векторного сложения) значения  $J$  и  $T$  пары частица-дырка.

## 2.6. 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 "входных" 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  $\delta$ -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.

$\delta$  - силы

$$V_{\text{int}}(r_{12}) = g \times \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \times W(S, T, \dots). \quad (2.15)$$

Часто используется простой вариант (2.15) – т.н. силы Сопера.

$$\text{Для них: } W(S, T, \dots) = (1 - \alpha + \alpha \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \quad (2.16)$$

Именно этот вариант сил введен в программу "Resonance"; причем в программе предусмотрена возможность вариации как параметра  $g$ , так и вклада спинового компонента  $\alpha$ .

Матричные элементы частично-дырочных взаимодействий для (2.16):

$$\langle \bar{j}_1 j_2 : JT | V_{ph} | \bar{j}_1 j_2 : JT \rangle = \frac{1}{8\pi} R(l_1 l_2 l_1' l_2') \times \frac{\sqrt{(2j_1+1)(2j_2+1)(2j_1'+1)(2j_2'+1)}}{2J+1} \times$$

$$\times \left\langle j_1 \frac{1}{2} j_2 \frac{1}{2} \middle| J0 \right\rangle \left\langle j_1' \frac{1}{2} j_2' \frac{1}{2} \middle| J0 \right\rangle \times \left[ \beta(T0)(-1)^{j_2+j_2'} + \beta(T1)(-1)^{l_2+l_2'+1} f(j_1 j_2 j_1' j_2' J) \right].$$

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 ради-

альных 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. Сечения электровозбуждения ядер в модели ЧСКЯ

#### 3.1 Микроскопическое описание формфакторов

Наиболее надежным способом изучения мультипольных резонансов в сечениях ядерных возбуждений является неупругое рассеяние электронов, поскольку в анализе  $(e, e')$  реакций отсутствует проблема динамики взаимодействия пробной частицы с ядром. Все наблюдаемые максимумы в эффективных сечениях реакций электровозбуждения – 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, при этом чем выше переданный ядру импульс, тем выше средняя мультипольность доминирующих в сечении резонансов.

Дипольный резонанс ( $E1$ ) в фото- и электровозбуждении ядер детально исследован как экспериментально, так и теоретически при небольших значениях переданного ядру импульса, т.е. вблизи так называемой "фототочки"  $q = \omega$ . Возбуждение этого типа резонансов в фото- и электровозбуждении вблизи "фототочки" связано со взаимодействием поля электрона с орби

тальным внутриядерным нуклонным током. Повышение переданного ядру импульса  $q$  вовлекает в электровозбуждение, помимо орбитального тока, также спиновые компоненты нуклонного тока. Интерференция этих вкладов разных токов является интересным физическим эффектом, ее роль в формировании отклика исследуемых ядер на дипольное электровозбуждение в реакции  $(e, e')$  будет обсуждаться ниже.

Резонансы более высоких, чем  $E1$ , мультипольностей изучены гораздо слабее. В последние 10–15 лет запуск и эксплуатация ускорителей промежуточных энергий с регистрацией вторичных электронов под углом рассеяния  $180^\circ$  позволили значительно продвинуться в исследовании магнитных и электрических мультипольных резонансов колебательного типа, в особенности резонансов с максимальным спином (stretched states). Большой интерес к этому типу МГР связан с тем, что в их возбуждении участвует только спиновая часть нуклонного тока ядра-мишени. Кроме того, ограниченность базиса «входных» конфигураций делает эти состояния хорошим тестом модельных приближений.

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  $F_T$  [Don70, For66]:

$$\frac{d^2\sigma(e, e')}{d\Omega d\omega} = \frac{4\pi\sigma_M}{\eta_R} \left\{ \left( \frac{q_\mu^4}{q^4} \right) F_L^2(q, \omega) + \left( \frac{q_\mu^2}{2q^2} + \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right) F_T^2(q, \omega) \right\} \quad (3.1)$$

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;  $\theta$  – 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 соответственно;  $\omega$  – переданная ядру энергия. Учи

ывая, что в  $(e, e')$ –реакциях, как правило,  $q \gg \omega$  и поэтому  $q_\mu^2 \approx q^2$ , формулу (3.1) можно записать в виде:

$$\frac{d^2\sigma(e, e')}{d\Omega d\omega} = \frac{4\pi\sigma_M}{\eta_R} \left\{ F_L^2(q, \omega) + \left( \frac{1}{2} + tg^2 \frac{\theta}{2} \right) F_T^2(q, \omega) \right\} \quad (3.2)$$

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  $T_J^{el}, T_J^{mag}$ :

$$F_L^2(q) = (2J_i + 1)^{-1} \sum_J \left| \langle J_f \| M_J^{coul} \| J_i \rangle \right|^2, \quad (3.3)$$

$$F_T^2(q) = (2J_i + 1)^{-1} \sum_J \left\{ \left| \langle J_f \| T_J^{el} \| J_i \rangle \right|^2 + \left| \langle J_f \| T_J^{mag} \| J_i \rangle \right|^2 \right\} \quad (3.4)$$

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

$$M_{JM}^{coul}(q) = \int d^3r j_J(qr) Y_{JM}(\Omega) \mathcal{A}(r) \quad (3.5)$$

– мультипольный кулоновский оператор,

$$T_{JM}^{el}(q) = \frac{1}{q} \int d^3r [\nabla \times j_J(qr) Y_{JM}^M(\Omega)] \mathcal{K}(r), \quad (3.6)$$

$$T_{JM}^{mag}(q) = \int d^3r j_J(qr) Y_{JM}^M(\Omega) \mathcal{K}(r) \quad (3.7)$$

– мультипольные электрический и магнитный операторы соответственно.

Здесь  $Y_{JM}^M = \sum \langle Jm1m' | JM \rangle Y_{Jm} \bar{e}_{m'}$  – 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 ( $E \leq 50 \text{ Mev}$  и  $q \leq 2.5 \text{ fm}^{-1}$ ) ненуклонные степени свободы проявляются в форме мезонных обменных то

ков (МОТ), вклад которых в отклик ядра на возбуждение составляет, как правило, не более 1-2% от вклада нуклонных степеней свободы. Результаты теоретических расчетов, которые обсуждаются ниже, получены без учета вкладов МОТ.

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

$$F_L^2(q) = \sum_{J=0}^{J_{\max}} F_{CJ}^2(q) \quad (3.8)$$

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

$$F_T^2(q, \omega) = \sum_{J=1}^{J_{\max}} \{F_{EJ}^2(q, \omega) + F_{MJ}^2(q, \omega)\} \quad (3.9)$$

Мультипольные формфакторы  $F_{EJ}$  и  $F_{MJ}$  не интерферируют между собой, поскольку генерирующие их мультипольные операторы имеют противоположные четности:  $(-1)^J$  для  $F_{EJ}^2$  и  $(-1)^{J-1}$  для  $F_{MJ}^2$ . Поскольку формфакторы зависят от  $q$  и  $\omega$ , но не от угла рассеяния  $\theta$ , построение графика зависимости сечения от  $\text{tg}^2 \theta / 2$  при фиксированных  $q, \omega$  [Доп75] 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:

$$\left. \frac{d^2 \sigma(e, e')}{d\Omega d\omega} \right|_{\theta=180} = \frac{4\pi\alpha^2}{4E_1^2} \left( 1 + \frac{2E_1}{M_T} \right)^{-1} F_T^2(q, \omega) \quad (3.10)$$

Необходимо также учесть, что операторы в формулах (3.5–3.7) 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 – Эккарта):

$$F_{KJ}^2 = (2J_i + 1)^{-1} (2T_f + 1)^{-1} \left| \langle T_i M_{T_i} T_0 | T_f M_{T_f} \rangle \right|^2 \left| \langle J_f T_f \| \mathfrak{E}_{JT} \| J_i T_i \rangle \right|^2 \quad (3.11)$$

где  $\mathfrak{E}_{JT}$  – имеет вид (3.6) для  $F_{EJ}$  и (3.7) для оператора  $F_{MJ}$ . При небольших энергиях первичного пучка и малых углах рассеяния, когда  $q \approx \omega$ , 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  $\omega$  связано только с поперечным формфактором в точке  $q=\omega$ :

$$\int \sigma_\gamma(\omega) d\omega = \frac{8\pi^2 \alpha}{\omega} F_T^2(q = \omega), \quad (3.12)$$

где  $\int \sigma_\gamma(\omega) d\omega$  – сечение поглощения, проинтегрированное по резонансному пику.

В приближении точечных нуклонов матричные элементы мультипольных операторов (3.5-3.7) являются линейными комбинациями одночастичных операторов, построенных из операторов спина  $\mathfrak{E}$ , углового момента  $\mathfrak{V}$  и сферических функций  $Y_{JM}$ :

$$M_{JM}^{\mathfrak{E}^{coul}} = \sum_{i=1}^A \mathfrak{E}_i j_J(r_i) Y_{JM}(\Omega_i) \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} T_{JM}^{\mathfrak{E}^l} = & \frac{q}{2M} \sum_{i=1}^A \{ \mathfrak{E}_i j_J(qr_j) [Y_J(\Omega_j) \times \mathfrak{E}_j]^{JM} + \\ & + \frac{2\mathfrak{E}_i}{q} \left( \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr_j) [Y_{J-1}(\Omega_j) \times \mathfrak{E}_j]^{JM} - \right. \\ & \left. - \sqrt{\frac{J}{2J+1}} j_{J+1}(qr_j) [Y_{J+1}(\Omega_j) \times \mathfrak{E}_j]^{JM} \right) \} \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_{JM}^{mag} = & \frac{iq}{2M} \times \sum_{i=1}^A \mathcal{E}_i \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr_i) [Y_{J-1}(\Omega_i) \times \mathcal{E}_i]^{JM} - \\
& - \mathcal{E}_i \sqrt{\frac{J}{2J+1}} j_{J+1}(qr_i) [Y_{J+1}(\Omega_i) \times \mathcal{E}_i]^{JM} - \frac{2\mathcal{E}_i}{q} (j_J(qr_i) [Y_J(\Omega_i) \times \mathcal{E}_i]^{JM}) \}
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Здесь  $M$  – масса нуклона,  $\mathcal{E}_i, \mathcal{E}_i$  – операторы заряда и магнитного момента в пространстве изоспина.

Для того, чтобы учесть конечный размер нуклона, в правую часть формулы (3.11) 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 [Don70]:

$$f_{SN} = \left( 1 + \frac{q^2}{q_N^2} \right)^{-1}; \quad q_N = 855 \text{ MeV} \tag{3.16}$$

Поскольку в качестве волновых функций начального и конечного состояний ядра мы используем оболочечные волновые функции, зависящие от 3A пространственных переменных, в правую часть формулы (3.11) также необходимо ввести поправку  $f_{CM}$ , связанную с движением центра масс ядра в приближении волновых функций гармонического осциллятора (ВФГО) [For66]:

$$f_{CM}(q) = \exp\left( \frac{1}{A} \left( \frac{qb}{2} \right)^2 \right), \tag{3.17}$$

где  $b$  – 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:

$$q_{eff} = q \left( 1 + f(q) \left( \frac{Ze^2}{2E_1 R} \right) \right), \quad (3.18)$$

где  $R$  – радиус сферы, эквивалентной ядру – мишени,  $f(q)$  – эмпирически подбираемая функция переданного импульса  $q$ . Как правило, экспериментальные данные уже указываются с учетом поправки (3.18).

Таким образом, формфакторы электровозбуждения

$$F_{KJ}(q, \omega) = f_{SN} \cdot f_{CM} \cdot (2J_i + 1)^{-1/2} (2T_f + 1)^{-1/2} \times \langle T_i M_{T_i} T_0 | T_f M_{T_f} \rangle \langle J_f T_f || \mathcal{E}_{JT} || J_i T_i \rangle, \quad (3.19)$$

В формулах (3.13-3.15) представлены спин – угловые операторы трех типов:

$$Y_{JM}(\Omega) \text{ соответствует взаимодействию пробной частицы с зарядом,} \\ [Y_L \times \mathcal{E}]_{JM} = \sum_m \langle Lm1\lambda | JM \rangle Y_{Lm} \mathcal{E}_\lambda \quad (3.20)$$

соответствует взаимодействию с конвекционным током,

$$[Y_L \times \mathcal{C}]_{JM} = \sum_m \langle Lm1\lambda | JM \rangle Y_{Lm} \mathcal{C}_\lambda \quad (3.21)$$

соответствует взаимодействию со спиновым током.

Целесообразность разделения спин–угловых и радиальных переменных объясняется тем, что спиновые и угловые зависимости матричных элементов одночастичных операторов имеют универсальный характер для электромагнитных, сильных и слабых взаимодействий, в то время как радиальная зависимость определяется динамикой конкретной реакции.

Поскольку вид спин-угловых одночастичных операторов, генерирующих мультипольное возбуждение, не зависит от динамики взаимодействия, удобно провести отделение матричных элементов одночастичных операторов от спектроскопических особенностей состояний конкретных ядер. Мультипольные операторы  $T_J^{el}$ ,  $T_J^{mag}$  являются линейными комбинациями произведений операторов, зависящих от пространственных, спин – угловых переменных и изоспина (см. выше (3.14, 3.15)).

### 3.2. Структура одночастичных формфакторов

Как видно из формул (3.13–3.15), 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 (3.13–3.15) следует также, что вклад спинового тока в электрический формфактор  $F_{EJ}(q)$  создается первым членом формулы (3.14), 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 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 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 конвекционного тока. Таким образом, переходы  $MJ_{\max}$  обусловлены только спиновым компонентом нуклонного тока, который генерируется оператором  $A_{J-1} \equiv j_{J-1}(qr)[Y_{J-1} \times \mathcal{C}]_{JM}$ .

Анализ формул (3.14–3.15) показывает, что относительный вклад спиновых мод  $j_L(qr)[Y_L \times \mathcal{C}]_{JM}$  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):

$$F_{EJ} \Big|_{q \rightarrow 0} = \frac{\omega}{q} \sqrt{\frac{J+1}{J}} F_{CJ} \quad (3.22)$$

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-флипповых переходах ( $j = l \pm 1/2, j' = l' \mp 1/2$ ), когда происходит переворот спина нуклона, роль матричных элементов операторов спинового тока возрастает.

В выражения для операторов тока и в кулоновский оператор входит функция Бесселя  $j_l(qr)$ , нули которой определяют положение дифракционных минимумов продольного и поперечного формфакторов. Помимо дифракционных минимумов существуют минимумы, обусловленные интерференцией различных компонент ядерного нуклонного тока [Гон98]. При малых переданных импульсах основной вклад в формирование резонанса вносит орбитальная компонента  $B_{J-1}$  внутриядерного тока, а вклад спинового тока мал. С ростом  $q$  величина орбитального тока уменьшается, а спинового растет, 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 [Гон2000].

Расчеты матричных элементов формфакторов, результаты которых будут обсуждаться далее, проводились с использованием волновых функций гармонического осциллятора (ВФГО). Положение максимума формфактора на оси переданных импульсов  $q$  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 (3.5–3.7) имеют следующий вид:

$$\langle j_f \| M_{JT}^{E\text{coul}} \| j_i \rangle = \left( \frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{q^2}{8M^2} \right) (1 - 2\mu_v) y^{J/2} e^{-y} P_{CJ}(y) \quad (3.23)$$

$$\langle j_f \| T_{JT}^{E\prime} \| j_i \rangle = \left( \frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{bM} \right) y^{\frac{J-1}{2}} e^{-y} P_{EJ}(y) \quad (3.24)$$

$$\langle j_f \| T_{JT}^{E\text{mag}} \| j_i \rangle = \left( \frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{bM} \right) y^{\frac{J}{2}} e^{-y} P_{MJ}(y) \quad (3.25)$$

где  $y = (qb/2)^2$ ,  $b$  – осцилляторный параметр,  $(1 + q^2/8M^2)(1 - 2\mu)$  релятивистская поправка Дарвина-Фолди, работающая при больших переданных импульсах,  $M$  – масса нуклона. Поскольку отношение квадратов перенормированных магнитных моментов изовекторных и изоскалярных возбуждений  $(\mu_v / \mu_s)^2 \approx 29$ , в  $(e, e')$  – реакциях выявляются главным образом изовекторные  $(T_f = T_i + 1)$  возбуждения ядра.

Расчет матричных элементов одночастичных операторов возбуждения

$j_J(qr)Y_{JM}(\Omega)$ ,  $j_L(qr)[Y_L \times \bar{\nabla}]_J$  и  $j_L(qr)[Y_L \times \bar{\sigma}]_J$  проводится с помощью следующих формул:

$$\langle n'l'j' \| j_J(qr)Y_J(\Omega) \| nlj \rangle = (-1)^{J+j+\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \begin{Bmatrix} l' & j' & 1 \\ j & l & j \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l' & J & l \\ 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix} (n'l' | j_J(qr) | nl) \quad (3.26)$$

$$\langle n'l'j' \| j_L(qr)[Y_L \times \bar{\sigma}]' \| nlj \rangle = (-1)^{l'+j'+\frac{1}{2}} \begin{Bmatrix} l' & l & L \\ 2 & 2 & 1 \\ j' & j & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l' & L & l \\ 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix} \times (n'l' | j_L(qr) | nl) \quad (3.27)$$

$$\begin{aligned}
\langle n'l'j' || j_L(qr) [Y_L \times \vec{\nabla}]^l || nlj \rangle = & (-1)^{l+j'-\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \begin{Bmatrix} l' & j' & \frac{1}{2} \\ j & l & j \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} L & 1 & J \\ l & l' & l+1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l & L & l+1 \\ 0 & 0 & 0 \\ l+1 & 1 & l \\ 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix} \times \\
& \times \frac{l+1}{2l+1} \left( n'l' j_L(qr) \left( \frac{d}{dr} - \frac{l}{r} \right) || nl \right) + \begin{Bmatrix} L & 1 & J \\ l & l' & l-1 \end{Bmatrix} \times \frac{l}{(l-1)1l} \cdot \frac{l}{2l+1} \left( n'l' j_L(qr) \left( \frac{d}{dr} + \frac{l+1}{r} \right) || nl \right) \Big]
\end{aligned} \tag{3.28}$$

$$\langle n'l' | j_L(qr) | nl \rangle = \int_0^\infty R_{n'l'}(r) j_L(qr) R_{nl}(r) r^2 dr \tag{3.29}$$

Матричные элементы этих операторов с волновыми функциями гармонического осциллятора (ВФГО) рассчитываются сравнительно простым образом. В расчете можно использовать следующие соотношения:

$$\begin{aligned}
\left( \frac{d}{dr} + \frac{l+1}{r} \right) R_{nl} &= \frac{1}{b} \left( l+n - \frac{1}{2} \right)^{1/2} R_{nl-1} + \frac{\sqrt{n}}{b} R_{n+l-1}, \\
\left( \frac{d}{dr} - \frac{l}{r} \right) R_{nl} &= \frac{1}{b} \left( l+n - \frac{1}{2} \right)^{1/2} R_{nl-1} + \frac{\sqrt{n}}{b} R_{n+l-1} - \frac{2l+1}{r} R_{nl}.
\end{aligned} \tag{3.30}$$

При расчетах формфакторов легких ядер, когда  $n \leq 3$ , удобны следующие соотношения для ВФГО:

$$R_{2l} = (l+3/2)^{1/2} R_{l-1} - (l+5/2)^{1/2} R_{l+2}; \tag{3.31}$$

$$R_{3l} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ (l+5/2)(l+3/2) \right]^{1/2} R_{2l} - 2(l+5/2) R_{l+2} + \left[ (l+9/2)(l+7/2) \right]^{1/2} R_{l+4}. \tag{3.32}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dr} + \frac{l+1}{r}\right)R_{ll} &= \frac{1}{b}[2(2l+1)]^{1/2} R_{l-1} - \frac{1}{b}(l+3/2)^{1/2} R_{l+1}, \\ \left(\frac{d}{dr} - \frac{l}{r}\right)R_{ll} &= -\frac{1}{b}(l+3/2)^{1/2} R_{l+1}. \end{aligned} \quad (3.33)$$

$$\langle 1l' | j_L(qr) | 1l \rangle = \frac{2^{L/2}}{(2l+1)!!} y^{L/2} \exp(-y) \times \frac{(l'+l+L+1)!!}{[(2l'+1)!!(2l+1)!!]^{1/2}} \times F\left(\frac{1}{2}(L-l'-l); L+3/2; y\right)$$

причем гипергеометрическая функция  $F(a;b;y)$  представляет собой конечный ряд:

$$F(a;b;y) = 1 + \frac{a}{b}y + \frac{a}{b} \cdot \frac{a+1}{b+1} \cdot \frac{y^2}{2!} + \dots \quad (3.34)$$

## 4. Результаты расчета дипольного резонанса в ядрах $^{27}\text{Al}$ и $^{24}\text{Mg}$

### 4.1. Дипольный резонанс в ядре $^{27}\text{Al}$

Микроскопический расчет мультипольных резонансов ядра  $^{27}\text{Al}$  представляет собой достаточно сложную задачу уже в силу большого количества ветвей мультипольных возбуждений.

Для дипольных  $E1$  резонансов число ветвей возбуждения составляет 6:  $J = 3/2, 5/2, 7/2$ ;  $T = 1/2, 3/2$ .

Данные о спектроскопии прямых реакций подхвата приведены в работах [Sho76], а также на сайте <http://www.nndc.bnl.gov> банка данных о ядерных реакциях в Брукхейвене.

Поскольку спектроскопическая информация о распределении состояний конечных ядер по энергиям возбуждения ядер с  $A = 26$  оказывается противоречивой для состояний с  $E > 5$  MeV, нами использовался единый набор данных о спектроскопических факторах из [Sho76]. Картина распределения спектроскопических амплитуд по уровням ядре с  $A = 26$  для реакций подхвата нуклона из основного состояния  $^{27}\text{Al}$  оказывается весьма сложной. Достаточно указать, что число уровней ядра

$^{26}\text{Al}$  с энергиями меньше 5.7 МэВ, которые могут быть возбуждены при отделении нейтрона от  $^{27}\text{Al}$ , более 60! Из них 29 уровней имеют заметные значения спектроскопических факторов отделения нейтрона в  $(p,d)$  реакции [Sho76]. Физика столь сложной структуры сечений прямых реакций подхвата и большого количества состояний ядер  $^{26}\text{Al}$  и  $^{26}\text{Mg}$ , возбуждаемых в них, детально исследована в работе [Rör98]. Авторы доказали, что возникающие в результате подхвата нуклона из  $^{27}\text{Al}$  состояния систем с 26 нуклонами, не только являются деформированными, но могут быть сгруппированы в 35 ротационных полос, содержащих 55 уровней ядра  $^{26}\text{Mg}$  и 170 уровней ядра  $^{26}\text{Al}$ . Им удалось объяснить структуру этих ротационных полос на основе применения модели Нильссона [Nil55], приписывая им различные значения проекции  $K$  момента на ось симметрии. Различные вращательные полосы имеют разные значения моментов инерции, хотя все полосы соответствуют вытянутому эллипсоиду вращения. Авторы [Rör98] доказали, что чем выше заполненность подболочки  $1d_{5/2}$  в возбужденном состоянии ядра, тем меньше деформация. Максимальная деформация возбужденных систем с  $A = 26$  весьма велика - по оценкам [Rör98] отношение осей ядерного эллипсоида вращения при этом достигает 3:2. Таким образом, состояния ядер  $^{26}\text{Al}$  и  $^{26}\text{Mg}$ , генеалогически связанные с основным состоянием ядра  $^{27}\text{Al}$ , являются деформированными, что отражается в распределении спектроскопических факторов реакций подхвата. Поэтому микроскопический расчет резонансов в схеме ЧСКЯ, результаты которого будут показаны далее, неявным образом учитывает эффекты деформации.

Результаты расчетов дипольных резонансов в ядре  $^{27}\text{Al}$  представлены на рисунках 4.1.1.-4.1.4. Построение базиса конфигураций, возбуждаемых при поглощении дипольного кванта (реального или виртуального), основано на спектроскопии [Sho76], причем опущены состояния ядер  $A = 26$ , имеющие спектроскопические факторы  $S < 0.1$ .

Размерность базиса по ветвям :  $T = 1/2, J = 3/2(32), 5/2(22), 7/2(19); T = 3/2, J = 3/2(14), 5/2(7), 7/2(7)$ .

### E1 резонанс в Al-27 в фототочке

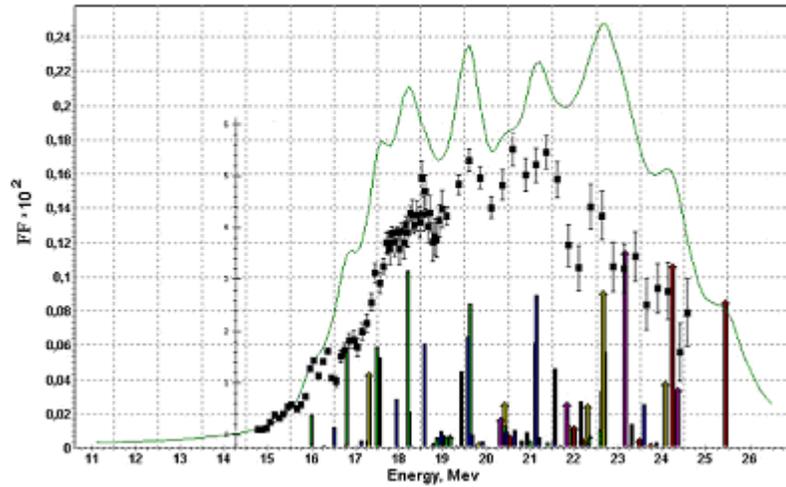


Рис. 4.1.1. E1 резонанс в ядре  $^{27}\text{Al}$  в фототочке,  $q = 10.75$  МэВ,  $E_s = 8.5$  МэВ. Экспериментальные данные - [Tho65] для  $^{27}\text{Al}(\gamma, n)$  сечения. На этом же графике даны суммарные формфакторы дипольных возбуждений, рассчитанные с учетом ширины отдельных пиков ( $\Gamma_0 = 0.3$  МэВ,  $\Gamma' = 0.05$ ). Показаны вклады состояний с разными изоспинами - состояния с изоспином  $T = 3/2$  снабжены стрелками.

Общая структура распределения величин формфакторов E1 возбуждений в фототочке (т.е. при  $q = w$ ) вполне удовлетворительно соответствует экспериментальной картине [Tho65] для сечения фотонейтронного расщепления алюминия.

Рассмотрим микроскопическую структуру наиболее заметных пиков E1 резонанса.

Низший по энергии пик E1 возбуждения, расположенный при энергии 16.02 МэВ, соответствует волновой функции, главный вклад в которую дает переход  $1d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ , причем ядро-продукт остается в основном состоянии  $5^+ T=0$ . Спектроскопический фактор прямой реакции выбивания нейтрона для этого состояния конечного ядра равен 1, причем сумма спектроскопических факторов составляет около 5. Следует отметить, что величины спектроскопических факторов, полученных в разных экспериментах, отличаются в области малых энергий примерно на 30%, а при увеличении энергий конечных ядер эксперимен

тальная неопределенность – различие между данными [Sho76] и сводными результатами, приведенными в Интернете [18] – растет.

Конфигурации, соответствующие возникновению ядра  $^{26}\text{Al}$  в основном состоянии, играют значительную роль в формировании области  $E1$  резонанса при энергиях возбуждения  $E < 20$  МэВ. Второй пик  $E1$  резонанса при энергии порядка 16.8 - 17.0 МэВ формируется состояниями  $J = 7/2, T = 1/2$ , построенными на состояниях конечного ядра  $^{26}\text{Al}$   $J = 0, T = 1, E = 0.23$  МэВ и  $J = 1, T = 0, E = 1.06$  МэВ, в котором доминируют вклады  $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$  и  $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ .

Следующий по энергии пик при  $E \approx 18.2$  МэВ принадлежит состоянию  $J = 7/2, T = 1/2$ . Основной вклад в структуру этого пика дает конфигурация  $\left| (5^+, E = 0, T = 0) \times 1f_{7/2} \right\rangle$ .

Интенсивный пик при энергии около 19.6 МэВ образован двумя близкими пиками, принадлежащими состояниям с  $J = 7/2, T = 1/2$  и  $J = 5/2, T = 1/2$ . В пике с  $J = 7/2$  с  $E = 18.12$  преобладают переходы  $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$  и  $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ .

Максимум при  $E \approx 21.1$  МэВ имеет сложную природу, принадлежа сильно коллективизированным состояниям с квантовыми числами  $J = 7/2, T = 1/2$  и  $J = 5/2, T = 1/2$ . Оба состояния содержат значительный (более 50%) вклад конфигураций  $J = 4^+, T = 0$  ядра  $^{26}\text{Al}$ .

Главный максимум резонанса находится в районе  $E = 23$  МэВ, основной вклад в него дает пик с  $T = 3/2, J = 5/2$ , в котором доминирует конфигурация  $\left| (4^+, E = 4.7, T = 0) \times 1f_{7/2} \right\rangle$ . Таким образом, за счет перехода  $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$  ядро  $^{26}\text{Al}$  оказывается на уровне с энергией 4.7 МэВ, который имеет спектроскопический фактор около 0.9, сравнимый со спектроскопическим фактором ( $S = 1$ ) для основного состояния конечного ядра.

Пик при  $E = 24.24$  МэВ имеет квантовые числа  $J = 3/2, T = 3/2$ ; конфигурации конечного ядра имеют спин  $J = 4^+$  с энергиями  $E = 4.7$  МэВ и  $E = 5.7$  МэВ. При возбуждении этого пика доминируют нуклонные переходы  $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$  и  $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ .

Область высоких энергий возбуждения заселяется переходами из более глубоких, чем  $1d_{5/2}$ ,  $1p$ -оболочек. Этот эффект является проявлением конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса [Ишх81]. Спектроскопические данные, использованные в настоящем расчете, практически не со

держат информации о таких переходах. Именно эти переходы должны давать главный вклад в сечения реакций  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, 2n)$ , которые определяют сечение фоторасщепления ядра в области энергий возбуждения выше 26-28 МэВ [Vey74].

## 4.2. Дипольный резонанс в ядре $^{24}\text{Mg}$

В формировании дипольного резонанса в ядре  $^{24}\text{Mg}$  ответственна единственная ветвь возбуждения:  $J = 1$ ,  $T = 1$ .

В расчете использовалась спектроскопическая информация об энергетическом распределении состояний конечных ядер с  $A = 23$  [End78,90]. Учтены как переходы из  $1d_{5/2}$ -оболочки, так и переходы из  $1p$ -оболочки. Общий объем базиса составляет 33 конфигурации, 19 конфигураций соответствуют переходам  $1d_{5/2}-1f_{7/2}$ , 14 – переходам  $1p-1d_{5/2}$ .

Данные прямых реакций выбивания нуклона из основного состояния ядра  $^{24}\text{Mg}$  показывают значительные отличия распределения нуклонов в валентных подоболочках этого ядра от примитивной схемы одночастичной модели, в которой валентные нуклоны вблизи поверхности Ферми частично заполняют  $1d_{5/2}$  подоболочку. Согласно данным [End78,90] суммарный спектроскопический фактор заполнения этой подоболочки составляет около 6.9. Одновременно частично заполненными оказываются подоболочки  $2s$  ( $S=0.7$ ),  $1d_{3/2}$  ( $S = 0.8$ ). Суммарный спектроскопический фактор для выбивания нуклонов из  $1p$ -оболочки составляет около 7.9, т.е. близок суммарному спектроскопическому фактору для переходов из  $1d_{5/2}$ . Следует отметить, что точность информации о спектроскопии прямых реакций невелика (разброс данных разных измерений составляет около 20-30%).

По дипольному резонансу в фоторасщеплении  $^{24}\text{Mg}$  имеется обширная экспериментальная информация [Tho65] –  $(\gamma, n)$ , [Ish72] –  $(\gamma, p)$ .

На рис. 4.2.1 представлены результаты расчета поперечного формфактора  $E1$  резонанса в  $^{24}\text{Mg}$  в фототочке, т.е. при  $q = \omega$ .

### E1 резонанс в Mg-24 в фототочке

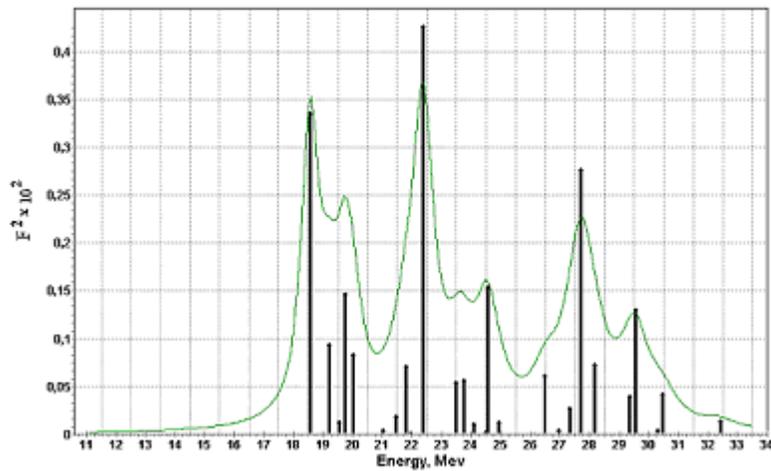


Рис. 4.2.1. E1 резонанс ядра  $^{24}\text{Mg}$  при  $q = \omega$ . Параметры расчета :  $g = 3 \text{ МэВ}$ ,  $E_c = 12 \text{ МэВ}$ ,  $\Gamma_0 = 0.4 \text{ МэВ}$ ,  $\Gamma = 0.04$ .

В структуре дипольного резонанса  $^{24}\text{Mg}$  можно выделить три группы пиков: при энергиях 18-21 МэВ, 21-24 МэВ и при энергии больше 24 МэВ.

Рассмотрим первую группу пиков. Низший по энергии пик E1 возбуждения расположен при энергии 18.56 МэВ. Его волновую функцию описывает переход  $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ , конечное ядро в состоянии с энергией  $E = 0,44 \text{ МэВ}$ . Спектроскопический фактор равен 5.9 (суммарный спектроскопический фактор состояний  $1d_{2s}$  оболочки равен 8.5). Также небольшой вклад (около 20%) в волновую функцию данного пика дает переход  $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ , построенный на основном состоянии ядра  $^{23}\text{Mg}$ .

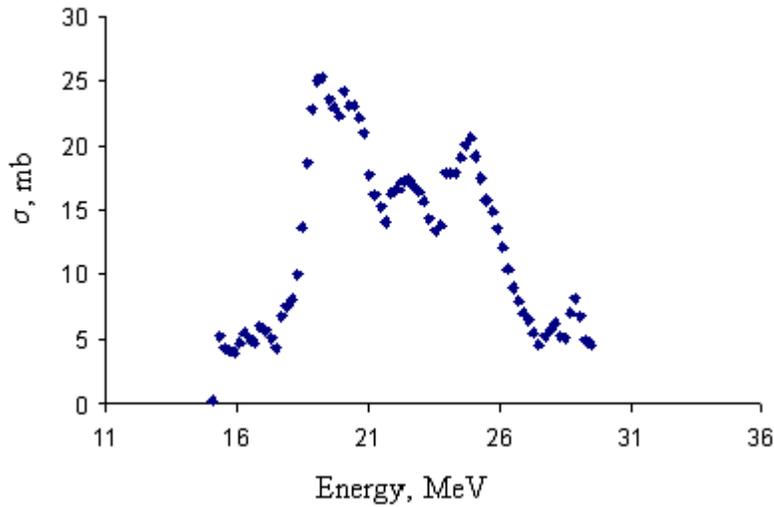


Рис. 4.2.2 Экспериментальные данные [Ish72] для  $(\gamma, p)$   $^{24}\text{Mg}$ .

Второй пик при энергии около 20 МэВ также обусловлен конфигурациями  $\left| (5^+; E' = 0.44 \text{ МэВ}; T = 0,5) \times (2p_{3/2}) \right\rangle$  ( $S = 5.9$ ) и конфигурацией  $\left| (5^+; E' = 3.91 \text{ МэВ}; T = 0,5) \times (1f_{7/2}) \right\rangle$  ( $S = 0.1$ ).

Следует отметить, что вклад основного состояния ( $J = 5/2^+$ ) конечного ядра  $A = 23$  ограничивается первым пиком со вкладом не более 30% в отличие от  $^{27}\text{Al}$ , в котором оно играет существенную роль при энергиях возбуждения  $E < 20$  МэВ. Спектроскопический фактор основного состояния равен 0.51. Наибольший вклад в эту область вносят конфигурации, построенные на состояниях конечного ядра с энергией 0,44 МэВ, спином  $3/2^+$  и спектроскопическим фактором равным 5.9. Это второе состояние с наименьшей энергией после основного ядра  $A = 23$ .

Следующая группа пиков расположена в области энергий  $E = 22 - 24$  МэВ. Основной пик расположен при энергии 22,37 МэВ и обусловлен переходами  $1d_{5/2} - 1f_{7/2}$  с энергией конечного ядра 5.38 МэВ и переходом  $1d_{3/2} - 1f_{5/2}$  с энергией конечного ядра 2.98 МэВ. Спектроскопические факторы равны соответственно

0.98 и 0.32. Именно этот пик хорошо виден в реакции  $(\gamma, p)$ , в то время как в реакции  $(\gamma, n)$  в данной энергетической области нет доминирующего пика.

Пик при  $E = 24.55$  МэВ обусловлен переходом  $1p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$  с конфигурацией  $\left| (1^-; E' = 2.64 \text{ МэВ}; T = 0,5) \chi(2s_{1/2}) \right\rangle$ . Спектроскопический фактор  $S = 4.2$  (суммарный переход для  $S = 7.9$ ).

Наконец в области при энергиях выше 24 МэВ доминируют переходы из  $p$ -оболочки. Наиболее интенсивный пик при энергии 27.7 МэВ образован переходом  $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$  с энергией конечного ядра 5,97 МэВ и спектроскопическим фактором  $S = 1.2$  и с энергией конечного ядра 6,92 МэВ и спектроскопическим фактором  $S = 0.74$ .

Наконец пик при энергии около 30 МэВ образован переходом  $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$  с энергией конечного ядра 6,92 МэВ.

Распределение сил  $E1$  переходов резко меняется при росте переданного импульса в реакции электровозбуждения  $^{24}\text{Mg}$ . На рис. 4.2.3. показано распределение изовекторного дипольного поперечного формфактора при переданном импульсе  $q = 0.5 \text{ Фм}^{-1} = 100 \text{ МэВ/с}$ . Рост переданного ядру импульса резко увеличивает вклад спиновых операторов в формфактор  $E1$  возбуждения.

В выражении (3.14) при росте  $q$  начинает все сильнее проявляться влияние спинового тока, соответствующего оператору  $A_1(q) \equiv j_1(qr) [Y_1 \times \sigma]_1$ . Вклады  $A_1$  и  $B_0$  операторов в суммарный формфактор для всех переходов типа  $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ , т.е. переходов нуклона в следующую оболочку с сохранением максимального полного момента, испытывают деструктивную интерференцию вблизи переданного импульса  $q = 0.5 \text{ Фм}^{-1}$ . (Подробное доказательство этого положения дано в [Гон2000]). Этот эффект катастрофически проявляется в структуре сечения  $(e, e')$ . Как видно из Рис.4.2.3., пик  $E1$  сечения в области 18-20 МэВ почти исчезает, что является следствием доминирования в нем переходов  $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ . Этот же эффект интерференции спинового и орбитального члена проявляется для перехода  $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ : пик дипольного резонанса при  $E = 27.7$  МэВ исчезает в районе  $q = 100 \text{ МэВ/с}$ . Одновременно при этих значений переданных импульсов проходят через максимум одночастичные формфакторы спин-флиповых переходов  $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$  и  $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ . Эти пе

реходы доминируют, соответственно, при энергиях возбуждения 24 и 30 МэВ. В фотовозбуждении пики около 24 МэВ давали относительно небольшой вклад в полное сечение, но при  $q = 100$  МэВ/с их роль становится наиболее важной в формировании сечения  $(e, e')$  реакции. Тот же эффект роста вклада спиновых компонентов проявляется в росте пика около 30.5 МэВ, в котором велик вклад конфигураций, соответствующих  $1p_{3/2}-1d_{3/2}$  переходам. Расстояние между этими пиками на оси энергий отражает эффект конфигурационного расщепления  $E1$  резонанса [Ишх81], который для ядер с незамкнутыми оболочками проявляется менее явно, чем для дважды магических ядер.

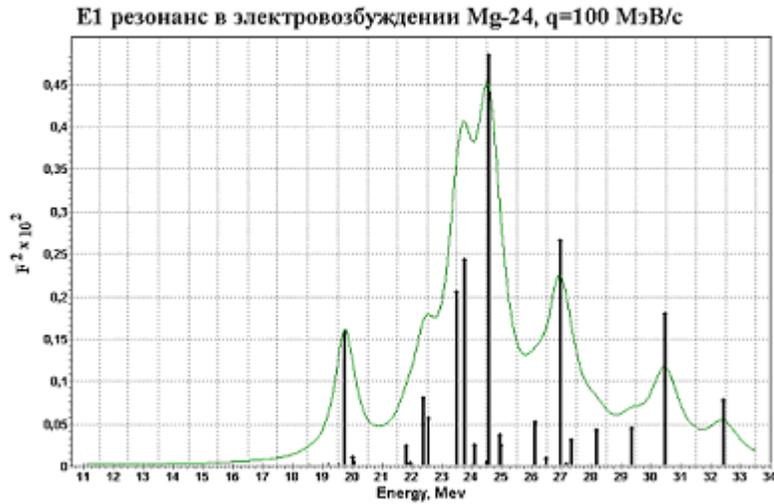


Рис. 4.2.3. Параметры расчета те же, что на рис. 4.2.1.

Дальнейшее увеличение переданного ядру импульса в реакции электровозбуждения приводит к уменьшению суммарного формфактора  $E1$  переходов. Доминировать в сечении  $(e, e')$  начинают более высокие по мультипольности МГР, например,  $M2$ .

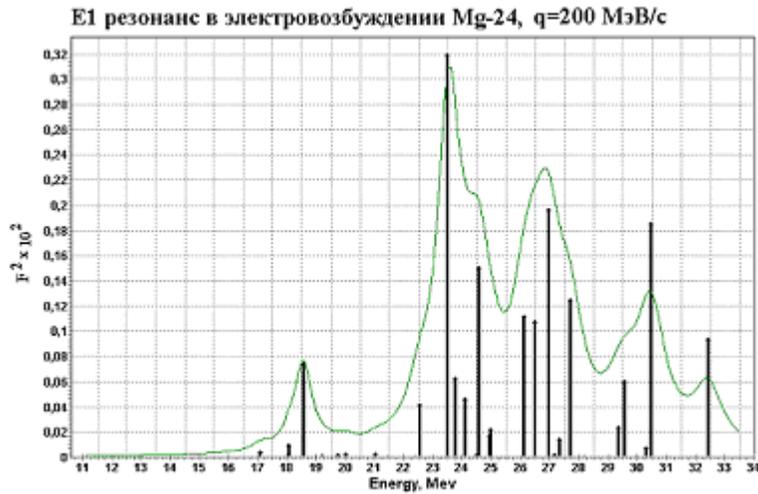


Рис. 4.2.4 . Параметры расчета те же, что на рис. 4.2.1.

При переданном импульсе около 200 МэВ/с в сечении электровозбуждения доминируют максимумы при 23-24 и 26-28 МэВ, соответствующие переходам из  $1d_{2s}$  оболочки и максимум при 30-31 МэВ, за который ответственны переходы из  $1p$ -оболочки. Следует отметить, что пик при энергии 23.5 МэВ является сильно коллективизированным состоянием, в который дают близкие вклады нескольких базисных конфигураций, построенных на  $5/2^+$  состояниях ядер с  $A=23$  с энергиями 0.44 и 5.38 МэВ. Каждый из пиков в сечении электровозбуждения при разных переданных импульсах  $q$  содержит разные вклады орбитальных  $B_0$ ,  $B_2$  и спинового  $A_1$  операторов, имеющих разную зависимость от  $q$ , поэтому относительные роли пиков в  $(e, e')$  реакции зависят как от конфигурационной структуры, так и от переданного импульса.

## Заключение

1. Версия ЧСКЯ многочастичной модели оболочек доказала свою надежность в воспроизведении структуры дипольных резонансов в ядрах  $^{27}\text{Al}$  и  $^{24}\text{Mg}$ . Таким образом, доказано, что использование спектроскопической информации для прямых реакций подхвата нуклона позво

- ляет вполне адекватным образом дать микроскопическое описание мультипольных резонансов ядер с оболочечной структурой, далекой от замкнутости.
2. Проведенный микроскопический расчет гигантских дипольных резонансов в ядрах  $^{27}\text{Al}$  и  $^{24}\text{Mg}$  доказал высокую степень влияния генеалогической структуры ядра - мишени на распределение сил ГДР по энергиям возбуждения.
  3. Исследованные ядра являются деформированными в основном состоянии, причем состояния конечных ядер  $A - 1$ , возникающие при отделении нуклона, также являются деформированными. Удовлетворительное описание ГДР в ядрах  $^{27}\text{Al}$  и  $^{24}\text{Mg}$  показывает, что использование спектроскопической информации прямых реакций в схеме частица- состояние конечного ядра дает возможность микроскопического расчета высоковозбужденных состояний несферических ядер.
  4. Проведенный расчет сечений электровозбуждения  $^{24}\text{Mg}$  показал сильную зависимость структуры сечения от переданного ядру импульса  $q$ . В изменении распределения сечения реакции  $(e, e')$  по энергии проявляется возрастающий с ростом  $q$  вклад спинового внутриядерного тока и его интерференция с орбитальным током.

Работа выполнена при поддержке гранта президента России  
 № НШ – 1619.2003.2 для ведущих научных школ.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [Бор71] Бор, Моттelson 1971, том 1, стр.318  
 [Bro59] G.E. Brown, M. Bolsterly, Phys. Rev. Lett. **3**, 472 (1959).  
 [End90] P.M. Endt, Nucl. Phys. A **521**, 1 (1990).  
 [End78] P.M. Endt, Nucl. Phys. A **310**, 1 (1978).  
 [For66] T. De Forest, J.D. Walecka, Adv.Phys. **15**, 1 (1966).  
 [Don75] T.W. Donnelly, J.D. Walecka, Ann. Rev. Nucl. Sci. **25**, 329 (1975).  
 [Don70] T.W. Donnelly, Phys. Rev. C **1**, 833 (1970).  
 [Гон70] Н.Г. Гончарова, Н.П. Юдин, Ядерная физика **12**, 725 (1970).

- [Гон92] Н.Г. Гончарова, ЭЧАЯ **23**, 1715 (1992).  
[Gon69] N.G. Goncharova, N.P. Yudin, Phys. Lett. B **29**, 272 (1969).  
[Гон2000] Н.Г. Гончарова, А.А. Джиоев, В.В. Шершаков, Ядерная физика **63**, 1836 (2000).  
[Гон85] Н.Г. Гончарова, Х.Р. Киссенер, Р.А. Эрамжян, ЭЧАЯ **16**, 773 (1985).  
[Гон98] Н.Г. Гончарова, ЭЧАЯ **29**, в.4 (1998).  
[Gon2001] N.G. Goncharova, A.A. Dzhioev, Nucl. Phys. A **290**, 247 (2001).  
[Гон2003] Н.Г. Гончарова, А.А. Джиоев, Н.Д. Пронкина, Изв. РАН. Сер. физ. **67**, 676 (2003).  
[Ell57] J.P. Elliot, B.H. Flowers, Proc. Roy. Soc. **242**, 57 (1957).  
[Ишх81] Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Г. Неудачин, Р.А. Эрамжян, Ядерная физика **12**, 905 (1981).  
[Ish72] B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, Lazutin, Piskarev, V.I. Shvedunov, Nucl. Phys. A **186**, 438 (1972).  
[Nil55] S.G. Nilsson, Mat. Phys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **29**, n.16 (1955).  
[Röp98] H.Röpke, P.M. Endt, Nucl. Phys. A **632**, 173 (1998).  
[Ric79] A. Richter, Lecture Notes in Phys. **108**, 19 (1979).  
[Sho76] D.L. Show et al., Nucl. Phys. A **263**, 293 (1976).  
[Tho65] M.N. Thompson, J.M. Taylor, B.M. Spicer, J.E.E. Baglin, Nucl. Phys. A **64**, 486 (1965).  
[Vey74] A. Veyssiere et al., Nucl. Phys. A **227**, 513 (1974).  
[Var79] В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Ю.И. Прокопчук, В.И. Шведун, Ядерная физика **30**, 1185 (1979).  
<http://www.nndc.bnl.gov>

Наталия Георгиевна Гончарова  
Никита Эдуардович Машутиков  
Наталия Дмитриевна Пронкина

**Дипольные резонансы в сечениях фото-  
и электровозбуждения ядер  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{27}\text{Al}$**

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-5/771

Издательство УНЦ ДО

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

Подписано в печать 4 марта 2005 г. Формат 60х90/16  
Бумага офсетная №1. Усл.печ.л. 2,56  
Тираж 40 экз. Заказ № 766

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