

ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ЯДРА С УЧЕТОМ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА

И. Роттер

Центральный институт ядерных исследований, Россендорф, Дрезден, ГДР

Дается обзор исследований, изучающих влияние непрерывного спектра (континуума) на свойства дискретных ядерных состояний в рамках оболочечной модели ядра. Связь дискретных состояний с континуумом приводит к возникновению дополнительного члена как в гамильтониане, так и в волновой функции дискретного состояния. Эти члены характеризуют конечность ядра. Они обуславливают определенное нарушение симметрии остаточного ядерного взаимодействия, такое, как нарушение зарядовой симметрии, и описывают ядерную поверхность. Энергии и ширины ядерных состояний определяются через комплексные собственные значения ядерного гамильтониана. Показано, что парциальные ширины факторизуются в виде произведения спектроскопического фактора и фактора проникаемости при условии, что спектроскопический фактор является большим. Получено выражение в виде произведения для S -матрицы, в которое вместо так называемых резонансных параметров входят функции, вычисляемые в рамках модели. К данным функциям чувствительна форма резонансов. В отдельных случаях резонансы могут появляться в виде каспов. Данные выводы подтверждаются результатами численных расчетов.

The influence of the continuum on the properties of discrete nuclear states is reviewed. It is described on the basis of a continuum shell model. The coupling of the discrete states to the continuum results in an additional term to the Hamiltonian, used usually in the study of nuclear structure, and an additional term to the wavefunction of the discrete state. These additional terms characterise finite nuclei in contrast to nuclear matter. They result in some symmetry violation of the residual nuclear interaction such as charge symmetry violation, and describe the nuclear surface, respectively. The energies and widths of resonance states result from the complex eigenvalues of the Hamiltonian. The partial widths are shown to be factorisable into a spectroscopic factor and a penetration factor if the spectroscopic factor is large. An expression for the S -matrix is derived in which instead of the so-called resonance parameters, functions appear which are calculated in the framework of the model. The line shape of resonances is influenced by these functions too. As an extreme case, a resonance may have the appearance of a cusp. The conclusions drawn are supported by the results of numerical calculations performed in the continuum shell model for light nuclei with realistic shell model wavefunctions.

ВВЕДЕНИЕ

При описании конечной ядерной системы мы сталкиваемся с проблемой решения уравнения Шредингера $(H - E) \Psi = 0$ с использованием базиса волновых функций, содержащего состояния, которые зависят от энергий как дискретным, так и непрерывным образом. Поскольку оба типа волновых функций имеют различные математические свойства, то алгебраически данная проблема может быть

решена только приближенно. Поэтому не случайно в ядерной физике возникли два направления: исследования структуры ядра, где изучаются только свойства дискретных состояний, и ядерные реакции, где изучаются свойства непрерывных состояний. Уравнение Шредингера решается, соответственно, с использованием наборов волновых функций, зависящих от энергии или дискретным, или непрерывным образом. Влияние одного типа состояний на другой учитывается приближенно. Хотя такой метод решения приводит, как правило, к хорошему количественному согласию с экспериментом, некоторые принципиальные проблемы пока еще не решены.

Одна из таких проблем состоит в расчете времени жизни ядерного состояния. Структура состояния рассчитывается с помощью гамильтониана, являющегося эрмитовым оператором в подпространстве волновых функций дискретного спектра. Собственные значения данного гамильтониана являются вещественными и интерпретируются как энергии возбужденных ядерных состояний. Время жизни возбужденных ядерных состояний оценивается с помощью структурных интегралов перекрытия (спектроскопические факторы) и факторов проницаемости. Неудивительно, что полученные таким образом результаты описывают экспериментальные данные лишь частично. Например, проблема α -распада тяжелых ядер не решена до сих пор, несмотря на то, что она является одной из самых старых в ядерной физике и ее решению было посвящено много усилий.

Поскольку большинство возбужденных состояний конечных ядер распадается путем эмиссии одной частицы, то гамильтониан, описывающий ядерную структуру, должен быть неэрмитовым оператором, переходящим в эрмитов оператор, когда связанные состояния лежат ниже порога испускания частицы. Тогда мнимая часть собственных значений гамильтониана описывает время жизни соответствующих ядерных состояний, а реальная часть определяет их энергии. Неэрмитову часть гамильтониана нельзя полностью воспроизвести только введением дополнительного члена в двухчастичные остаточные силы, поскольку она характеризует многочастичный характер конечного ядра. Неэрмитова часть гамильтониана зависит, например, от энергий порогов распада. Этого нет в ядерной материи, и это является, следовательно, спецификой конечных ядер.

Условие, что гамильтониан для конечных ядер должен быть неэрмитовым оператором, не учитывается ни в одном из существующих расчетов ядерной структуры. Результаты таких расчетов с эрмитовым гамильтонианом дают дискретные энергии для всех возбужденных ядерных состояний. Их следует рассматривать как первое приближение в решении задачи. Учет непрерывного спектра приводит к поправкам, которые влияют не только на распадные состояния, но также и на связанные состояния, лежащие ниже порога испускания одной частицы. Наконец, времена жизни распадных состояний могут быть выражены теперь через мнимую часть собственных значений гамильтониана.

Цель настоящей статьи заключается в обзоре эффектов влияния состояний непрерывного спектра (континуума) на структуру ядерных состояний. В разд. 1 рассмотрен формализм (модель оболочек с континуумом), позволяющий учитывать состояния с одной частицей в непрерывном спектре. Спектроскопические характеристики, такие, как энергия, ширина и волновая функция ядерного состояния определяются в разд. 2. Далее выводится выражение для S -матрицы в терминах функций, определяющих энергию и ширину состояния. Их смысл поясняется на примере анализа формы линии изолированного резонанса. В разд. 3 рассматриваются нарушения симметрии, возникающие из-за конечности ядра. Такой тип нарушения симметрии не имеет места в ядерной материи. Обсуждаются поверхностные эффекты в конечных ядрах. Выводы о взаимном влиянии дискретных и непрерывных состояний приведены в последнем разделе.

1. МОДЕЛЬ ОБОЛОЧЕК С КОНТИНУУМОМ

Формулировка подхода. Сформулированная Барцем и др. [1] модель оболочек с континуумом (МОК) представляет собой формализм для решения уравнения Шредингера как для дискретных состояний, так и для состояний, лежащих в непрерывном спектре. В ее основе лежат как оболочечно-модельный подход к ядерным реакциям, развитый Махо и Вайденмюллером [2], так и техника обрезания для одночастичных резонансов, предложенная Вангом и Шекином [3]. В данном подходе не используются какие-либо статистические предположения. Проблема формулируется таким образом, что с самого начала решается традиционная ядерная задача (модель оболочек с потенциалом Вудса — Саксона). На основе ее решений развивается метод связанных каналов, результатом расчетов которого являются энергии, ширины и волновые функции всех ядерных состояний («резонансные состояния», включающие как связанные, так и распадные состояния), а также сечение реакции и S -матрица. Приближения, используемые при выводе уравнений в [1], следующие:

- а) учитываются только протонный и нейтронный каналы распада;
- б) состояние остаточного ядра с $A - 1$ нуклонами — стабильно.

При проведении численных расчетов используются два приближения:

- а) не зависящее от плотности спин-обменное остаточное взаимодействие нулевого радиуса действия;

- б) конфигурационное пространство как для ядер с A нуклонами, так и для ядер с $A - 1$ нуклонами обрезается стандартным для расчетов по модели оболочек образом (т. е. для ядер $1p$ -оболочки ограничиваются конфигурациями $1s_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$).

Таким образом настоящий метод обобщает традиционную модель оболочек путем подключения нуклонных каналов распада.

Решение уравнения Шредингера $(H - E)\Psi = 0$ находят в виде

$$\Psi_E^{c(+)} = \sum_{i=1}^M b_E^c(i) \Phi_i + \sum_{c'=1}^{\Lambda} \int_{\epsilon_{c'}}^{\infty} dE' a_E^c(E'; c') \chi_{E'}^c, \quad (4)$$

где первое слагаемое представляет собой оболочечную волновую функцию, когда все A частиц связаны, в то время как второе слагаемое соответствует канальным волновым функциям с $A - 1$ частицей в связанном состоянии и одной частицей в состоянии рассеяния. Индекс c обозначает канал, а ϵ_c — энергию порога для канала c . Для нахождения волновой функции Ψ_E^c полное пространство функций разбивается на два подпространства состояний непрерывного и дискретного спектров с помощью проекционных операторов P и Q . Использование здесь техники проекционных операторов, в отличие от традиционного метода Фешбаха [4], состоит не в отделении интересующей нас части задачи от других с целью использования приближений различного типа для разных частей, а в применении однотипных приближений (обрезание как числа конфигураций, так и числа каналов) для функций, имеющих существенно различные математические свойства. Следовательно, разбиение пространства функций на два подпространства в МОК отличается от аналогичного разбиения в теории Фешбаха. В МОК Q -пространство содержит волновые функции всех дискретных состояний, тогда как P -пространство включает волновые функции, отвечающие одной частице в состоянии рассеяния и остальным — в дискретных состояниях. Если имеется узкий одночастичный резонанс в континууме, то его включают в подмножество дискретных состояний вплоть до радиуса обрезания R_{cut} , в то время как оставшуюся часть относят к P -пространству. С помощью такой процедуры Q -пространство строится из подмножества дискретных состояний, аналогичных тем, которые используются в традиционных расчетах модели оболочек для связанных состояний. Это подпространство содержит ту часть полной волновой функции, которая имеет большую амплитуду внутри ядра. В выбранном так модельном пространстве выполняется условие $P + Q = 1$, а также условие ортогональности между двумя подпространствами при определенной перенормировке волновых функций.

Одночастичный спектр. Гамильтониан, описывающий систему из A нуклонов, берется в виде

$$H = H_0 + V, \quad (2)$$

где V — остаточное взаимодействие. Невозмущенный оболочечно-модельный гамильтониан H_0 представляет собой сумму одночастичных операторов

$$H_0 = \sum_i h_0(r_i). \quad (3)$$

Оператор h_0 , зависящий от координаты одного нуклона, генерирует спектр одночастичных состояний в оболочечно-модельном потенциале

конечной глубины. Эти одночастичные состояния формируют базис, с помощью которого конструируется полная волновая функция.

Предполагая, что оболочечно-модельный потенциал является сферически-симметричным, одночастичные волновые функции φ_α можно классифицировать с помощью полного и орбитального угловых моментов l и j :

$$\varphi_\alpha(r) = i^{l_\alpha} Y_{l_\alpha j_\alpha m_\alpha}(\Omega) \chi_{\tau_\alpha} \frac{1}{r} u_{e_\alpha \tau_\alpha l_\alpha j_\alpha}(r). \quad (4)$$

Индекс α обозначает квантовые числа l_α , j_α , проекцию полного момента m_α , третью компоненту изоспина τ , а также энергию e_α . Функция Y_{ljm} получается в результате сложения сферической функции со спиновой функцией нуклона. Функция χ_τ является собственной функцией третьей компоненты оператора изоспина с собственным значением τ . В соответствии с (4) одночастичный оператор h_0 представим в следующем виде:

$$h_0(r) = \sum_{\tau l j m} i^l Y_{l j m}(\Omega) \chi_\tau \frac{1}{r} h_{\tau l j}(r) r \int d\Omega' i^{-l} Y_{l j m}^+(\Omega') \chi_\tau. \quad (5)$$

Здесь оператор $h_{\tau l j}$ зависит только от радиальной координаты

$$h_{\tau l j}(r) = \frac{\hbar^2}{2m_r} \left(-\frac{d}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} \right) + V_{\tau l j}(r). \quad (6)$$

Он содержит оболочечно-модельный потенциал конечной глубины $V_{\tau l j}$, зависящий, вообще говоря, от квантовых чисел состояний. Параметры этого потенциала выбираются так, чтобы собственные значения гамильтониана $h_{\tau l j}$ воспроизводили известные экспериментальные одночастичные энергии. Приведенная нуклонная масса $m_r = (1 - 1/A) m_{\text{нукл}}$.

Используя метод обрезания, предложенный Вангом и Шекином [3] для одночастичных резонансов, дискретные состояния можно представить в виде

$$u_{n\tau l j}(r) = \tilde{u}_{n\tau l j}(r), \quad n = 0, 1, \dots, M-1; \quad (7a)$$

$$u_{M\tau l j}(r) = N_{M\tau l j} \vartheta(R_{\text{cut}} - r) \tilde{u}_{e_r \tau l j}(r) + \sum_{n=1}^{M-1} N_{n\tau l j} \tilde{u}_{n\tau l j}(r). \quad (7b)$$

Функции \tilde{u} представляют собой решения радиального уравнения Шредингера с одночастичным оператором $h_{\tau l j}(r)$:

$$(E_{n\tau l j} - h_{\tau l j}(r)) \tilde{u}_{n\tau l j}(r) = 0, \quad n = 0, 1, \dots, M-1; \quad (8)$$

$$(e - h_{\tau l j}(r)) \tilde{u}_{e\tau l j}(r) = 0, \quad e > 0. \quad (9)$$

M дискретных решений соответствуют энергиям $e = E_{n\tau l j} < 0$, а индекс e заменен числом узлов n волновой функции. Решения континуума определяются собственными значениями энергии $e = \varepsilon > 0$.

Ступенчатая функция $\theta(R_{\text{cut}} - r)$ обрывает одночастичную функцию $\tilde{u}_{\varepsilon\tau lj}$ в точке $r = R_{\text{cut}}$. Энергия ε_r лежит около резонансной энергии: $u_{\varepsilon_r\tau lj} \equiv u_{M\tau lj}$. Константы $N_{n\tau lj}$ ($n = 0, 1, \dots, M$) обеспечивают нормировку и взаимную ортогональность функций (7). Состояние, определенное в (7б), называется квазисвязанным одночастичным состоянием.

В соответствии с определением дискретных состояний (7) для непрерывного спектра получаем следующее уравнение:

$$[\varepsilon - (1 - q_{\tau lj}) h_{\tau lj}(r) (1 - q_{\tau lj})] u_{\varepsilon\tau lj}(r) = 0, \quad (10)$$

где проекционный оператор

$$q_{\tau lj} = \sum_{n=0}^M u_{n\tau lj}(r) \int dr' u_{n\tau lj}(r') \quad (11)$$

осуществляет проектирование на одночастичные состояния. Уравнение (10) обеспечивает ортогональность между состояниями дискретного и непрерывного спектров. Таким образом, одночастичный спектр можно выбрать так, чтобы выполнялись условия ортогональности

$$\int dr u_{n\tau lj}(r) u_{n'\tau lj}(r) = \delta_{nn'}; \quad (12)$$

$$\int dr u_{n\tau lj}(r) u_{\varepsilon\tau lj}(r) = 0; \quad (13)$$

$$\int dr u_{\varepsilon\tau lj}(r) u_{\varepsilon'\tau lj}(r) = \delta(\varepsilon - \varepsilon') \quad (14)$$

и условие полноты

$$\sum_{n=0}^M u_{n\tau lj}(r) u_{n\tau lj}(r') + \int_0^{\infty} d\varepsilon u_{\varepsilon\tau lj}(r) u_{\varepsilon\tau lj}(r') = \delta(r - r') \quad (15)$$

Поскольку функция (7б) и функции континуума не являются собственными функциями одночастичного оператора h , то можно определить новый оператор \bar{h} , генерирующий весь одночастичный спектр

$$\bar{h}_{\tau lj}(r) = \sum_{n=0}^M u_{n\tau lj}(r) E_{n\tau lj} \int dr' u_{n\tau lj}(r') + (1 - q_{\tau lj}) h_{\tau lj}(r) (1 - q_{\tau lj}). \quad (16)$$

Гамильтониан полной системы \bar{H}_0 определяется уравнениями (3) и (7), где вместо операторов $h_{\tau lj}$ следует подставить операторы $\bar{h}_{\tau lj}$.

Основные уравнения. Решение уравнения Шредингера $H\Psi = E\Psi$ с дискретными и непрерывными состояниями проводится следующим образом.

1. Решение стандартной задачи модели оболочек с потенциалом Вудса — Саксона

$$(E_R^{SM} - H_{QQ}) \Phi_R = 0, \quad (17)$$

где $H_{QQ} \equiv QHQ$. Оператор

$$Q = \sum_R |\Phi_R\rangle \langle \Phi_R| \quad (18)$$

является проекционным оператором на подпространство дискретных состояний. Это подпространство соответствует пространству функций стандартной оболочечной модели благодаря использованию техники обрезания для описания узких одночастичных резонансов. Состояния, описываемые функциями Φ_R и собственными значениями E_R^{SM} оператора H_{QQ} , называются квазисвязанными состояниями, погруженными в континуум (QBSEC). В таких состояниях все нуклоны занимают связанные или квазисвязанные одночастичные орбиты. Состояния QBSEC соответствуют состояниям, получаемым в стандартной модели оболочек.

2. Решение уравнений для связанных каналов

$$(E^{(+)} - H_{PP}) \xi_E^{c(+)} = 0 \quad (19)$$

с падающей волной во входном канале и расходящимися волнами во всех каналах в качестве граничных условий. Здесь $H_{PP} \equiv PHP$. Оператор

$$P = \sum_c \int_{\epsilon_c}^{\infty} dE |\xi_E^{c(+)}\rangle \langle \xi_E^{c(+)}| \quad (20)$$

является проекционным оператором на подпространство с одной частицей в непрерывном спектре и остальными — в дискретных состояниях (каналы c). Пороговые энергии обозначены как ϵ_c . В численных расчетах оператор P представляется соотношением

$$P = 1 - Q, \quad (21)$$

с помощью которого определяется данное конфигурационное пространство.

3. Решение уравнений для связанных каналов с источником

$$(E^{(+)} - H_{PP}) \omega_R^{(+)} = H_{PQ} \Phi_R, \quad (22)$$

где $H_{PQ} \equiv PHQ$. Источник описывает связь двух подпространств.

Решение Ψ выражается через три функции Φ_R , $\xi_E^{c(+)}$ и $\omega_R^{(+)}$:

$$\Psi_E^{c(+)} = \xi_E^{c(+)} + \sum_{R, R'} (\Phi_R + \omega_R^{(+)}) \frac{1}{E - M_{RR'}} \langle \Phi_{R'} | H_{QP} | \xi_E^{c(+)} \rangle. \quad (23)$$

Здесь $M_{RR'}$ — матричные элементы

$$M_{RR'} = \sum_c \int_{\epsilon_c}^{\infty} dE' \langle \Phi_R | H | \Phi_{R'} + \omega_{R'}^{(+)} \rangle \quad (24)$$

оператора

$$H_{QQ}^{\text{eff}} = H_{QQ} + H_{QP} G_P^{(+)} H_{PQ}. \quad (25)$$

Оператор H_{QQ}^{eff} представляет собой ту часть гамильтониана, которая эффективно возникает в Q -пространстве при учете непрерывного спектра. Функция Грина $G_P^{(+)} = P (E^+ - H_{PP})^{-1} P$ описывает движение частицы в P -пространстве.

Собственные функции

$$\tilde{\Phi}_R^{(+)} = \sum_{R'} \alpha_{RR'}^{(+)} \Phi_{R'}, \quad (26)$$

и собственные значения $\tilde{E}_R - \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R$ гамильтониана H_{QQ}^{eff} определяют волновые функции, энергии

$$E_R = \tilde{E}_R \quad (E = E_R) \quad (27)$$

и ширины

$$\Gamma_R = \tilde{\Gamma}_R \quad (E = E_R) \quad (28)$$

резонансных состояний R .

В результате диагонализации оператора H_{QQ}^{eff} решение имеет вид:

$$\Psi_E^{c(+)} = \xi_E^{c(+)} + \sum_R \tilde{\Omega}_R^{(+)} \frac{1}{E - \tilde{E}_R + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R} \langle \tilde{\Phi}_R^{(+)} | H | \xi_E^{c(+)} \rangle. \quad (29)$$

Здесь

$$\tilde{\Omega}_R^{(+)} = \tilde{\Phi}_R^{(+)} + \tilde{\omega}_R^{(+)}, \quad (30)$$

где $\tilde{\omega}_R^{(+)}$ определяется из (22), в котором Φ_R заменяется $\tilde{\Phi}_R^{(+)}$. Функция Ψ представляет собой волновую функцию рассеяния, учитывающую влияние дискретных состояний R . Аналогично волновая функция дискретного состояния из-за учета влияния непрерывного спектра в соответствии с (30) и (22) имеет вид:

$$\tilde{\Omega}_R^{(+)} = \tilde{\Phi}_R^{(+)} + \sum_c \int_{\varepsilon_c}^{\infty} dE' \xi_{E'}^{c(+)} \frac{1}{E^{(+)} - E'} \langle \xi_E^{c(+)} | H | \tilde{\Phi}_R^{(+)} \rangle. \quad (31)$$

Таким образом, модель оболочек с континуумом симметрична по отношению как к дискретным состояниям, искаженным влиянием континуума, так и к состояниям рассеяния Ψ_E^c , учитывающим влияние дискретного спектра. Следовательно, МОК симметрична по отношению к описанию проблем структуры ядра и ядерных реакций.

Более того, все интересующие нас матричные элементы вычисляются с помощью одного и того же гамильтониана H :

1. Матричные элементы, связывающие состояния дискретного спектра, имеют вид $\langle \Phi_R | H | \Phi_{R'} \rangle$. Свойства таких матричных элементов хорошо известны и изучены в многочисленных исследованиях

по структуре ядра. В МОК их расчет проводится совершенно аналогично.

2. Матричные элементы, связывающие состояния континуума ξ_E^c , определяются как $\langle \xi_E^c | H | \xi_{E'}^c \rangle$. Такими матричными элементами обычно пренебрегают в расчетах ядерной структуры. При описании резонансных ядерных реакций их вычисляют обычно лишь для малого числа открытых каналов. В расчетах МОК данные матричные элементы рассчитываются не только для открытых, но и для закрытых каналов, ограничиваясь низколежащими по энергии каналами распада нейтронного и протонного происхождения.

3. Матричные элементы, связывающие состояния непрерывного и дискретного спектров, имеют вид $\langle \Phi_R | H | \xi_E^c \rangle$. Обычно эти матричные элементы представляются в виде произведения спектроскопических факторов и факторов проницаемости (парциальные ширины) при энергиях резонансных состояний. В МОК они вычисляются непосредственно при всех энергиях.

Таким образом, модель оболочек с учетом непрерывного спектра позволяет единым образом описывать как ядерные реакции, так и структуру ядра.

В соответствии с (17) и (19) матричные элементы $\langle \Phi_i | V | \Phi_i \rangle$ и $\langle \xi_E^c | V | \xi_{E'}^c \rangle$ приводят, соответственно, к смешиванию дискретных состояний Φ_R (конфигурационное или внутреннее смешивание) и к смешиванию состояний непрерывного спектра (связь каналов). Дополнительно имеется связь дискретных состояний через континуум (внешнее смешивание) из-за наличия недиагональных матричных элементов вида

$$\begin{aligned} \langle \Phi_R | H_{QQ}^{\text{eff}} - H_{QQ} | \Phi_{R'} \rangle = \sum_c \int_{\epsilon_c}^{\infty} dE' \langle \Phi_R | V | \xi_{E'}^{c(+)} \rangle (E^{(+)} - \\ - E')^{-1} \langle \xi_{E'}^{c(+)} | V | \Phi_{R'} \rangle. \end{aligned} \quad (32)$$

Такой тип связи в традиционных расчетах по структуре ядра не учитывается. Учет его введением дополнительного члена в остаточные силы V возможен лишь частично, поскольку такой тип связи имеет многочастичный характер и зависит, в частности, от положения каналов распада. Внешнее смешивание резонансных состояний R и R' характеризует степень их перекрытия. Если можно пренебречь всеми состояниями R' , то состояние R называется изолированным. Состояния такого типа имеются только при малых энергиях возбуждения, где все каналы закрыты (связанные состояния), или при малом числе открытых каналов и низкой плотности уровней.

Рассмотрим процессы возбуждения ядра с испусканием частиц, происходящие под влиянием не входящего в ядерный гамильтониан внешнего поля, которое можно учесть по теории возмущений. В первом борновском приближении уравнение Шредингера имеет вид:

$$(E - H) \Psi = F, \quad (33)$$

где F — источник. Например, для фотоядерных реакций $F = H_{\text{int}}(\gamma) \Phi_T$ описывает взаимодействие электромагнитного поля с основным состоянием мишени Φ_T . Другими примерами являются процессы испускания нуклона при μ -захвате или высокоэнергетическое рассеяние протонов или электронов. В этих случаях вместо уравнения (19) решается система связанных уравнений

$$(E^{(+)} - H_{PP}) \xi_E^{c,F} = PF \quad (34)$$

с расходящимися волнами во всех каналах в качестве граничного условия. Используя решения Φ_R и $\omega_R^{(+)}$ уравнений (17) и (22), а также $\xi_E^{c,F} = G_P^{(+)} F$ из (34), получаем

$$\Psi_E^{c(+)} = G_P^{(+)} F + \sum_{R, R'} (\Phi_R + \omega_R^{(+)}) \frac{1}{(E - M)_{RR'}} \langle \Phi_{R'} | (H_{QP} G_P^{(+)} + Q) F \rangle, \quad (35)$$

а после диагонализации

$$\Psi_E^{c(+)} = G_P^{(+)} F + \sum_R \tilde{\Omega}_R^{(+)} \frac{1}{E - \tilde{E}_R + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R} \langle \tilde{\Phi}_R^{(-)} | (H_{QP} G_P^{(+)} + Q) F \rangle. \quad (36)$$

Следует отметить, что структурная часть ядерной задачи не меняется при возбуждении ядра внешним полем F , пока его можно рассматривать как малое возмущение. Переход из основного состояния Φ_T ядра A в несвязанное состояние $B + b$, индуцируемое источником $F = H_{\text{int}} \Phi_T$, можно описать в этом случае матричным элементом перехода $W = \langle \Psi_E^c | F \rangle$ в первом борновском приближении. В соответствии с (29) эти матричные элементы содержат три члена:

а) прямой

$$W_{TR}^{(\text{dir})} = \langle \xi_E^{c(-)} | F \rangle, \quad (37)$$

б) резонансный

$$W_{TR}^{(\text{res})} = \sum_R \langle \tilde{\Phi}_R^{(-)} | F \rangle \frac{1}{E - \tilde{E}_R + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R} \langle \tilde{\Phi}_R^{(-)} | H | \xi_E^{c(+)} \rangle, \quad (38)$$

в) член канально-резонансного рассеяния

$$W_{TR}^{(\text{chr})} = \sum_R \langle \tilde{\omega}_R^{(-)} | F \rangle \frac{1}{E - \tilde{E}_R + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R} \langle \tilde{\Phi}_R^{(-)} | H | \xi_E^{c(+)} \rangle, \quad (39)$$

где в соответствии с (31)

$$\begin{aligned} \langle \tilde{\omega}_R^{(-)} | F \rangle = \\ = \sum_{c'} \int_{\epsilon_{c'}}^{\infty} dE' \langle \xi_{E'}^{c'(-)} | F \rangle (E^{(+)} - E')^{-1} \langle \xi_{E'}^{c'(+)} | H | \tilde{\Phi}_R^{(+)} \rangle. \end{aligned} \quad (40)$$

Спектральная функция для изолированного состояния R

$$S_R = |(A_R^{(\text{res})} + A_R^{(\text{chr})}) \frac{1}{E - \tilde{E} + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R} \langle \tilde{\Phi}_R^{(-)} | H | \xi_E^c \rangle|^2 \quad (41)$$

содержит два члена:

а) резонансный член $S_R^{(\text{res})}$, пропорциональный

$$A_R^{(\text{res})} = \langle \tilde{\Phi}_R^{(-)} | F \rangle; \quad (42)$$

б) член канально-резонансного рассеяния $S_R^{(\text{chr})}$, пропорциональный

$$A_R^{(\text{chr})} = \langle \tilde{\omega}_R^{(-)} | F \rangle. \quad (43)$$

Резонансный член $S_R^{(\text{res})}$ спектральной функции (41) вычисляется в стандартной модели оболочек, в то время как член канально-резонансного рассеяния $S_R^{(\text{chr})}$ обычно не рассчитывается.

Численное решение уравнений МОК. В модели оболочек с учетом непрерывного спектра уравнения (17), (19) и (22) или (17), (34) и (22) должны решаться численно. Решение (17) представляет собой не что иное, как решение традиционной модели оболочек. Для согласованности в (17) используется потенциал конечной глубины (потенциал Вудса — Саксона).

Для решения уравнений (19), (22) и (34) применяется метод связанных каналов. Антисимметризация проводится с помощью перехода ко вторично-квантованному формализму, в представлении которого гамильтониан имеет вид:

$$H = \sum_{\alpha} e_{\alpha} : a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} : + \sum_{\alpha\gamma} g_{\alpha\gamma} : a_{\alpha}^{\dagger} a_{\gamma} : + \frac{1}{4} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} V : a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\delta} a_{\gamma} : \quad (44)$$

Здесь a_{α}^{\dagger} (a_{α}) — операторы рождения (уничтожения) частицы в состоянии α с волновой функцией φ_{α} , определяемой (4). Суммирование в (44) идет по всем дискретным и непрерывным квантовым числам. Предполагается, что хартри-фоковские энергии e_{α} соответствуют энергиям, генерируемым операторами $\bar{h}_{\tau ij}$ модели оболочек [уравнение (16)]. Потенциал Хартри — Фока аппроксимируется потенциалом, зависящим от состояния. Недиagonalная часть среднего поля возникает из-за того, что не все одночастичные волновые функции φ_{α} являются собственными функциями оператора h_0 . Коэффициенты $g_{\alpha\gamma}$ определяются как

$$g_{\alpha\gamma} = \delta_{\tau_{\alpha}\tau_{\gamma}} \delta_{l_{\alpha}l_{\gamma}} \delta_{j_{\alpha}j_{\gamma}} \delta_{m_{\alpha}m_{\gamma}} \int dr \varphi_{\alpha}^{\dagger}(r) (h_0 - \bar{h}_0) \varphi_{\gamma}(r). \quad (45)$$

Знак $:$ $:$ обозначает нормальное упорядочивание операторов по отношению к ферми-поверхности хартри-фоковского вакуумного состояния. Матричные элементы $V_{\alpha\beta\gamma\delta}$ выражаются в терминах

эффективного остаточного взаимодействия $V(1, 2)$, зависящего от расстояния между нуклонами и от спин-изоспиновых переменных.

Далее волновые функции ξ разлагаются по волновым функциям системы $A - 1$ нуклонов. Тогда амплитуды $(t | \xi)$, характеризующие каналы реакций, удовлетворяют уравнению

$$\sum_{t'} (t | E - H_{PP} | t') (t' | \xi) = 0. \quad (46)$$

Круглые скобки $|t\rangle$ обозначают состояния системы $A - 1$ нуклонов. Символ t обозначает все квантовые числа, включая спин I_t , его проекцию M_t и третью компоненту изоспина τ_t .

Волновые функции состояний $|t\rangle$ представляют собой дискретные оболочечные волновые функции. Предполагается, что они не содержат примеси одночастичных состояний непрерывного спектра. Это ограничение соответствует основному предположению модели — описанию реакций не более чем с одной частицей в непрерывном спектре. Тогда амплитуда $(t' | \xi)$ представляет собой суперпозицию одночастичных состояний непрерывного спектра. Используя (44), одночастичный оператор $(t | \hat{H}_{PP} | t')$ можно представить в виде

$$(t | \hat{H}_{PP} | t') = \sum_{\alpha\gamma} (t | : a_{\alpha}^{\dagger} \{ e_{\alpha} \delta_{\alpha\gamma} + g_{\alpha\gamma} + \sum_{(\beta\delta)} V_{\alpha\beta\gamma\delta} a_{\beta}^{\dagger} a_{\delta} \} a_{\gamma} : | t'). \quad (47)$$

Суммирование по дискретным величинам α и γ определяет энергию мишени E_t . Суммирование по дискретным значениям β и δ ограничено условиями $e_{\beta} < e_{\alpha}$, $e_{\delta} < e_{\gamma}$. Из (46) получаем

$$\begin{aligned} & \sum_{t'} [(E - E_t - \sum_{\alpha} e_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha}) \delta_{tt'} - \\ & - \sum_{\alpha\gamma} \sum_{\beta\delta} V_{\alpha\beta\gamma\delta} (t | : a_{\beta}^{\dagger} a_{\delta} : | t') a_{\alpha}^{\dagger} a_{\gamma}] (t' | \xi) = 0. \end{aligned} \quad (48)$$

Здесь суммирование по α и γ ограничено только непрерывными значениями, а по β и δ идет только по дискретным значениям.

Используя соотношения

$$\langle \tau l j m, r | a_{\alpha}^{\dagger} | 0 \rangle = \frac{1}{r} u_{\alpha}^{-}(r) \delta_{\tau_{\alpha} \tau} \delta_{l_{\alpha} l} \delta_{j_{\alpha} j} \delta_{m_{\alpha} m}, \quad (49)$$

где $|0\rangle$ — вакуумное состояние, можно (48) записать в координатном представлении

$$\begin{aligned} & \sum_{t'\tau'l'j'm'} \int dr' r'^2 \left[\langle \tau l j m, r | E - E_t - \sum_{\alpha} e_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} | \tau' l' j' m', r' \rangle \times \right. \\ & \times \delta_{tt'} - \sum_{\alpha\gamma} \sum_{\beta\delta} V_{\alpha\beta\gamma\delta} (t | : a_{\beta}^{\dagger} a_{\delta} : | t') \langle \tau l j m, r | a_{\alpha}^{\dagger} a_{\gamma} | \tau' l' j' m', r' \rangle \left. \right] \times \\ & \times \langle t' \tau' l' j' m', r' | \xi \rangle = 0. \end{aligned} \quad (50)$$

Связывая спин мишени и угловой момент частицы в полный угловой момент J :

$$\xi_c^{(J)}(r) = r \sum_{mM_t} \left(\begin{matrix} I_t & j & | & J \\ M_t & m & | & M \end{matrix} \right) \langle t \tau l j m, r | \xi \rangle, \quad (51)$$

из (50) можно получить обычное представление связи каналов. Индексом c здесь обозначены все квантовые числа $\bar{t} l j$, а \bar{t} — все квантовые числа состояний $|t\rangle$, за исключением проекции M_t . Величина τ однозначно определяется значением t из-за сохранения заряда.

Численные расчеты в рамках МОК проводятся с силами нулевого радиуса действия

$$V(1, 2) = V_0 (a + b P_{12}^\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (52)$$

где P_{12}^σ — спин-обменный оператор. В этом случае уравнения связи каналов для радиальных волновых функций $\xi_c^{(J)}(r)$ имеют вид [1]:

$$(E - E_t - h_c) \xi_c^{(J)}(r) - \sum_{c'} V_{cc'}^{(J)} \xi_{c'}^{(J)}(r) = -q_c (h_c \xi_c^{(J)}(r) + \sum_{c'} V_{cc'}^{(J)}(r) \xi_{c'}^{(J)}(r)). \quad (53)$$

При выводе (53) использовалось соотношение $q_c \xi_c^{(J)} = 0$, где q_c определено в (14). Очевидно, что решения уравнения (53) также удовлетворяют этому условию.

Оператор q_c в (53) обеспечивает выполнение принципа Паули для многочастичной функции Ψ . Если сравнить (53) с исходным уравнением (19), формально записав его в виде

$$\sum_{c'} (E \delta_{cc'} - H_{cc'}) \xi_{c'}^{(J)} = - \sum_{c'} Q_{cc'} H_{c'c''} \xi_{c''}^{(J)}, \quad (54)$$

то легко видеть, что оператор Q диагонален в канальном представлении и имеет вид:

$$Q_{cc'} = \delta_{cc'} q_c. \quad (55)$$

Решением (22) являются функции $\omega_R^{(+)}$, описывающие хвосты резонансных волновых функций. Применив формализм метода связанных каналов, можно (22) представить в форме

$$\sum_{c'} (E \delta_{cc'} - H_{cc'}) \omega_{c'}^{(R)} = w_c^{(R)} - q_c \left(\sum_{c'} H_{cc'} \omega_{c'}^{(R)} + w_c^{(R)} \right), \quad (56)$$

если воспользоваться соотношением (55). Канальные волновые функции $\omega_c^{(R)}(r)$ определены в соответствии с (51). Асимптотически они ведут себя как чисто расходящиеся волны и генерируются источниками $w_c^{(R)}$, возникающими из-за взаимодействия \hat{H}_{PQ} , описывающего связь дискретного спектра с континуумом.

Проекцию квазисвязанных состояний, погруженных в континуум, Φ_R на канал c можно записать следующим образом:

$$\Phi_{R,c}^{(J)} = \sum_{n=0}^M S_{n,c}^{(R)} u_{n\tau lj}(r)|t), \quad (57)$$

где

$$S_{n,c}^{(R)} = \sum_{M_t m} \left(I_t \ j \ \middle| \ J \right) (t|a_{n\tau lj m}| \Phi_R) \quad (58)$$

— спектроскопическая амплитуда для одночастичного состояния $n\tau lj$. Соотношения (57) и (58) для состояния дискретного спектра Φ_R аналогичны соотношению (51) для состояния непрерывного спектра ξ . Члены-источники $w_c^{(R)}$ могут быть вычислены с помощью канальных волновых функций ξ_c^J и $\Phi_{R,c}^J$.

Теперь остается решить (54) и (56) численно. Используя (11), оба уравнения можно представить в виде

$$\sum_{c'} (E\delta_{cc'} - H_{cc'}) \zeta_{c'}(r) = I_c - \sum_{n=0}^M u_{n\tau lj}(r) \int dr' u_{n\tau lj}(r') \left[I_c(r') + \sum_{c'} H_{cc'} \zeta_{c'}(r') \right]. \quad (59)$$

Величина ζ является функцией ω в уравнении (56) и функцией ξ в (54), а $I_c = w_c^{(R)}$ для (56) и $I_c = 0$ для (54). Уравнения (59) представляют собой систему связанных дифференциальных уравнений с неоднородным членом в правой части, являющимся линейной комбинацией величин I_c и $u_{n\tau lj}$. Весовые коэффициенты являются интегралами, содержащими решения ζ_c . Решения ζ_c могут быть найдены численно как суперпозиции двух типов решений, одно из которых удовлетворяет системе уравнений без члена, содержащего оператор q , но подчиняющееся таким же граничным условиям, какие налагаются на ζ_c , а именно расходящиеся волны во всех каналах и для случая $I_c = 0$ — сходящаяся волна во входном канале.

Если вместо (19) решается (34), то его также следует переписать в форме (59) с неоднородным членом в правой части.

Детали, относящиеся к решению уравнений для связанных каналов, можно найти в работе [1].

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНОЙ СТРУКТУРЫ В РАМКАХ МОК

Энергии и ширины ядерных состояний. Модель оболочек с континуумом представляет собой обобщение традиционной оболочечной модели включением в набор базисных функций состояний непрерывного спектра. Подпространство Q в этой модели соответствует пространству функций, используемому в стандартных расчетах по моде-

ли оболочек. Все нуклоны занимают связанные и квазисвязанные состояния. Состояния QBSEC представляют собой дискретные состояния непрерывного спектра. Собственные значения гамильтониана H_{QQ} вещественны в силу эрмитовости данного оператора. Они являются энергиями E_R^{SM} состояний QBSEC, а соответствующие им функции являются собственными функциями H_{QQ} . Таким образом, результаты, получаемые решением (17), представляют собой результаты традиционных расчетов по модели оболочек с потенциалом Вудса — Саксона. Состояния QBSEC являются состояниями модели оболочек.

Связь ядерных состояний с континуумом описывается оператором H_{QQ}^{eff} , определенным в (25). Этот оператор неэрмитов для состояний, лежащих выше порога испускания одной частицы. Эрмитов он лишь тогда, когда энергия ниже самого низкого порога испускания частицы, а также в пределе $E \rightarrow \infty$. Таким образом, оператор H_{QQ}^{eff} эрмитов для связанных состояний и неэрмитов для распадных состояний. Его собственные значения вещественны для связанных состояний и комплексны для распадных состояний. Они описывают, следовательно, не только энергии, но также и времена жизни состояний.

Собственные состояния оператора H_{QQ}^{eff}

$$H_{QQ}^{eff} \tilde{\Phi}_R = \left(\tilde{E}_R - \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R \right) \tilde{\Phi}_R \quad (60)$$

зависят от энергии ввиду явной зависимости от энергии пропагатора $G_P^{(+)}$ в (25). Энергии E_R и ширины Γ_R резонансных состояний вычисляются с помощью (27) и (28). Обычно (27) имеет решение, лежащее в окрестности оболочечно-модельной энергии E_R^{SM} соответствующего QBSEC. Сдвиги $\Delta E = E_R - E_R^{SM}$ в большинстве случаев отрицательны ввиду того, что конфигурационное пространство увеличивается при добавлении P -пространства. Как правило, сдвиги и ширины являются величинами одного порядка.

Уравнение (27), как было установлено Леммером и Шекином [5], при решении подобной проблемы может иметь также решения при энергиях $E'_R = E_R$. В [1], в рамках МОК, на численном примере было показано, что такие дополнительные решения связаны с низколежащими одночастичными резонансами, к которым техника обрезания не применялась. Исключая эти резонансы из P -пространства с помощью проекционного оператора q (11), получаем кривую $\tilde{E}_R(E)$, которая имеет гладкую зависимость от энергии и обеспечивает единственное решение. Это означает, что (27) и (28) имеют однозначные решения, если все волновые функции с большой амплитудой внутри ядра включены в Q -пространство, а вклад от волновых функций P -пространства внутри ядер мал. Этот результат еще раз показывает, что Q -пространство должно быть подобным пространству стандартной модели оболочек, для которой важен вклад от волновых функций

внутри ядра, а не их асимптотическое поведение. Для исследования свойств ядерной структуры в рамках МОК необходимо, следовательно, использовать технику обрезания для одночастичных резонансов. Сечение ядерной реакции, конечно, не зависит от способа деления всего пространства на два подпространства.

Диагональные матричные элементы от оператора H_{QQ}^{eff} имеют вид:

$$\langle \Phi_R | H_{QQ}^{eff} | \Phi_R \rangle = E_R^{SM} + \sum_c \int_{\varepsilon_c}^{\infty} dE' \langle \Phi_R | H | \xi_{E'}^c \rangle \frac{1}{E^{(+)} - E'} \langle \xi_{E'}^c | H | \Phi_R \rangle. \quad (61)$$

Их вещественная часть дается выражением

$$\tilde{E}_R^{(iso)} = E_R^{SM} + \Delta \tilde{E}_R^{(iso)}, \quad (62)$$

где

$$\Delta \tilde{E}_R^{(iso)} = \sum_c \mathcal{P} \int_{\varepsilon_c}^{\infty} dE' \langle \Phi_R | H | \xi_{E'}^c \rangle \frac{1}{E - E'} \langle \xi_{E'}^c | H | \Phi_R \rangle, \quad (63)$$

а мнимая часть имеет вид

$$\frac{1}{2} \tilde{\Gamma}_R^{(iso)} = \pi \sum_c \langle \Phi_R | H | \xi_E^c \rangle \langle \xi_E^c | H | \Phi_R \rangle. \quad (64)$$

Величины

$$E_R^{(iso)} = \tilde{E}_R^{(iso)} (E = E_R); \quad (65)$$

$$\Gamma_R^{(iso)} = \tilde{\Gamma}_R^{(iso)} (E = E_R) \quad (66)$$

представляют собой энергию и ширину изолированного резонанса. Вообще говоря, они отличаются от E_R и Γ_R из-за влияния внешнего смешивания, описываемого недиагональными матричными элементами $\langle \Phi_R | H_{QQ}^{eff} | \Phi_{R'} \rangle$ в (32). Внешнее смешивание в традиционных ядерных расчетах не учитывается. Его нельзя учесть в полной мере введением добавочного члена в остаточное взаимодействие, поскольку оно носит многочастичный характер, завися, например, от порогов отделения частиц.

Хорошо известно [6], что любое обрезание функционального пространства можно формально компенсировать добавлением эффективной части к гамильтониану, т. е. введением вместо H_{QQ} эффективного оператора H_{QQ}^{eff} . Здесь $Q\Psi$ представляет собой часть функционального пространства, учитываемого явно, а часть $P\Psi$ обрезана. В нашем случае H_{QQ}^{eff} содержит эффекты влияния непрерывного спектра на свойства дискретных состояний.

Волновая функция ядерного состояния. Волновая функция дискретного ядерного состояния R в соответствии с (30) и (31) есть

$$\tilde{\Omega}_R^{(+)} (E = E_R) = \tilde{\Phi}_R^{(+)} (E = E_R) + \tilde{\omega}_R^{(+)} (E = E_R). \quad (67)$$

Здесь $\tilde{\Phi}_R$ являются собственными функциями H_{QQ}^{eff} , а $\tilde{\omega}_R$ — ее продолжением в P -пространство. Волновые функции $\tilde{\Omega}_R$ получаются прямым образом. Их асимптотическое поведение в виде расходящихся волн отвечает концепции резонансного состояния [7]. Но эта концепция имеет смысл лишь тогда, когда разница между $\tilde{\Omega}_R$ и $\tilde{\Phi}_R$ пренебрежимо мала во внутренней области, т. е. если амплитуда резонансной волновой функции $\tilde{\Omega}_R$ внутри ядра существенно больше по сравнению с амплитудой функции $\tilde{\omega}_R$ [7]. Это условие выполняется в МОК, так как функции ξ_E^c P -пространства не имеют больших амплитуд внутри ядра из-за обрезывающей техники для одночастичных резонансов. Величина ожидания от оператора A вычисляется в МОК с помощью волновых функций $\tilde{\Phi}_R$

$$\langle A \rangle = \langle \tilde{\Phi}_R | A | \tilde{\Phi}_R \rangle / \langle \tilde{\Phi}_R | \tilde{\Phi}_R \rangle. \quad (68)$$

Член $\tilde{\omega}_R$ в (67) описывает поверхностные свойства ядра. Он явно содержит связь как с открытыми, так и с закрытыми каналами и характеризует особенности состояния. Виртуальные частицы, связанные с закрытыми каналами, формируют ядерную поверхность. Появление нуклонов в ядерной поверхности в виде отдельных частиц или в виде кластеров зависит от положения порогов испускания нуклона или, например, α -частицы. Если пороги для α -распада являются самыми низкими, то следует ожидать кластеризацию нуклонов в ядерной поверхности. Отдельные нуклоны в поверхности ядра будут появляться в случае, если все кластерные пороги лежат выше однонуклонных. Поверхностный член возникает не только для состояний, лежащих выше порогов испускания частиц, но также и для состояний, в которых все каналы закрыты.

Несмотря на внешнее сходство, концепция резонансного состояния в МОК отлична от той, которая была сформулирована Махо и Вайденомюллером в их оболочечно-модельном подходе к ядерным реакциям [2]. В их теории, как было показано Леммером и Шекином [5], энергии E_R и ширины Γ_R не определяются однозначно (27) и (28). Лишь использование техники обрезания для одночастичных резонансов [3] обеспечивает однозначность решения. Следовательно, изолированные резонансы, наблюдаемые в поперечном сечении, отвечают состояниям QBSEC, введенным Барцем и др. [1], а не, вообще говоря, связанным состояниям, погруженным в континуум (BSEC), которые были определены в [2] Махо и Вайденомюллером.

Понятие об изолированном резонансном состоянии R в МОК соответствует его определению в R -матричной теории [8], поскольку QBSEC представляют собой состояния модели оболочек, учитывающей основной вклад от одночастичных резонансов внутри ядра. Таким образом, в случае изолированного резонанса расчеты в МОК находятся в общем согласии с результатами многочисленных расчетов в рамках стандартной оболочечной модели

В рассматриваемом здесь подходе не делается каких-либо статистических предположений. Таким образом, МОК применима также в случае перекрывающихся резонансов, т. е. когда поперечное сечение представляет собой интерференционную картину.

Корреляции между уровнями определяются двумя факторами, относительная роль которых зависит от степени перекрытия уровней: 1) конфигурационное или внутреннее смешивание, вычисляемое во всех моделях ядерной структуры, и 2) внешнее смешивание, обусловленное связью каждого состояния с непрерывным спектром. Состояния QBSEC содержат только внутреннее смешивание, описываемое H_{QQ} . Реальные ядерные состояния содержат дополнительное внешнее смешивание, описываемое недиагональными матричными элементами (32). Внешнее смешивание существенно при более высоких энергиях возбуждения, когда резонансные состояния перекрываются. Разница между $\tilde{\Phi}_R$ и Φ_R и между собственными значениями H_{QQ}^{eff} и его диагональными матричными элементами $\langle \Phi_R | H_{QQ}^{\text{eff}} | \Phi_R \rangle$ отражает эффекты внешнего смешивания на волновую функцию и соответственно на энергию и ширину резонансного состояния.

Следует отметить отличие определения внешнего смешивания здесь от используемого в литературе. Робсон [9] определяет внешнее смешивание как связь состояний с разным изоспином через континуум. В [10] внутреннее и внешнее смешивания состояний с различным изоспином рассчитывалось в $p_{3/2}$ ИАР в ^{41}K . Авторы работы [11] оценивали вклад от внешнего смешивания в матричные элементы, смешивающие изоспин, используя статистические предположения. Во всех этих работах предполагалось, что, аналогично внутреннему смешиванию, внешнее смешивание ведет к фрагментации, т. е. не учитывались знаки внешнего и внутреннего смешиваний.

В данной работе понятие внешнего смешивания имеет более общий смысл. Оно определено на основе динамической модели (МОК) без каких-либо статистических предположений. Таким образом, здесь нет ограничения ни изоспиновыми матричными элементами, ни случаем малого поглощения во всех каналах. Более того, знак внешнего смешивания не предполагается с самого начала таким же, как и внутреннего, а вычисляется в рамках модели, т. е. внутреннее и внешнее смешивания описываются единым образом.

Парциальные ширины. Парциальная ширина $\Gamma_{R,c}$ распадного состояния R определяется как $\Gamma_{R,c} = |\gamma_{R,c}|^2$, где

$$\gamma_{R,c} = (2\pi)^{1/2} \langle \chi_E^{c(-)} | V | \tilde{\Omega}_R^{(+)} \rangle |_{E=E_R}. \quad (69)$$

Здесь $\tilde{\Omega}_R^{(+)}$ — волновая функция распадного состояния (67). Функция χ_E^c описывает конечное состояние и определяется уравнениями (1), (10) и (46):

$$\chi_E^c = u_{\epsilon\tau ij} |t\rangle. \quad (70)$$

Она отличается от функции ξ_E^c отсутствием вклада связи каналов, обусловленного остаточным воздействием V .

Используя (22) и (30), получаем

$$\langle \chi_E^{c(-)} | V | \tilde{\Omega}_R^{(+)} \rangle = \langle \chi_E^{c(-)} | V (1 + G_P^{(+)} V) | \tilde{\Phi}_R^{(+)} \rangle. \quad (71)$$

Из (19) и (41) следует

$$\xi_E^{c(+)} = \chi_R^{c(+)} + G_P^{(+)} V \chi_E^{c(+)}. \quad (72)$$

Используя эти соотношения в (71), получаем

$$\langle \chi_E^{c(-)} | V | \tilde{\Omega}_R^{(+)} \rangle = \langle \xi_E^{c(-)} | V | \tilde{\Phi}_R^{(+)} \rangle. \quad (73)$$

Таким образом, матричный элемент (69) можно переписать в виде

$$\gamma_{R,c} = (2\pi)^{1/2} \langle \xi_E^{c(-)} | H | \tilde{\Phi}_R^{(+)} \rangle_{E=E_R}, \quad (74)$$

при получении которого использовалось соотношение

$$\langle \xi_E^{c(-)} | H_0 | \tilde{\Phi}_R^{(+)} \rangle = 0.$$

Для изолированных резонансных состояний полная ширина определяется формулами (64) и (66). Используя (74) для амплитуды парциальной ширины, получаем

$$\Gamma_R^{(\text{iso})} = \sum_c \Gamma_{R,c}^{(\text{iso})}, \quad (75)$$

т. е. ширина распада $\Gamma_R^{(\text{iso})}$ есть сумма парциальных ширин $\Gamma_{R,c}^{(\text{iso})}$.

В стандартных расчетах по ядерной структуре полные ширины непосредственно не определяются, поскольку расчеты проводятся с эрмитовым гамильтонианом. Поэтому для определения полных ширин введе используется соотношение (75). В МОК формула (75) получена прямой диагонализацией неэрмитового гамильтониана H_{QQ}^{eff} , причем обе части в (75) вычисляются. Таким образом, соотношение (75) можно использовать для проверки полученных результатов. Подчеркнем, что (75) имеет место только для изолированных резонансов.

Диагональные матричные элементы H_{QQ}^{eff} можно выразить как

$$E - \tilde{E}_R + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R = \sum_{ij} \alpha_{Ri} \alpha_{Rj} \langle \Phi_i | H_{QQ}^{\text{eff}} | \Phi_j \rangle \delta_{RR'}, \quad (76)$$

если воспользоваться представлением (26) для волновой функции $\tilde{\Phi}_R$. Умножая (76) на $\alpha_{Rk}^* \alpha_{R'k}$ и суммируя по R' и k , получаем

$$\left(E - \tilde{E}_R + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R \right) \sum_k |\alpha_{Rk}|^2 = \sum_{ij} \alpha_{Ri} \alpha_{Rj}^* \langle \Phi_i | H_{QQ}^{\text{eff}} | \Phi_j \rangle, \quad (77)$$

учитывая, что $\sum_{R'} \alpha_{R'k} \alpha_{R'j} = \delta_{kj}$. Вещественная часть правой части (77) имеет вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \left(\sum_{ij} \alpha_{Ri} \alpha_{Rj}^* \langle \Phi_i | H_{QQ}^{\text{eff}} | \Phi_j \rangle \right) &= \sum_i |\alpha_{Ri}|^2 E_i^{SM} + \\ &+ \sum_c \mathcal{P} \int_{\varepsilon_c}^{\infty} dE' \frac{\langle \tilde{\Phi}_R^* | H | \xi_{E'}^c \rangle \langle \xi_E^c | H | \tilde{\Phi}_R^* \rangle}{E - E'}, \end{aligned} \quad (78)$$

а мнимая —

$$\operatorname{Im} \left(\sum_{ij} \alpha_{Ri} \alpha_{Rj}^* \langle \Phi_i | H_{QQ}^{\text{eff}} | \Phi_j \rangle \right) = \pi \sum_c \langle \tilde{\Phi}_R^* | H | \xi_E^c \rangle \langle \xi_E^c | H | \tilde{\Phi}_R^* \rangle. \quad (79)$$

Используя (74) для амплитуды парциальной ширины, из (77) и (79) получаем, что

$$\tilde{\Gamma}_R \sum_k |\alpha_{Rk}|^2 = \sum_c \tilde{\Gamma}_{R,c}. \quad (80)$$

Здесь зависящие от энергии матричные элементы (73) обозначены как $(2\pi)^{-1/2} \tilde{\gamma}_{R,c}$ или $(2\pi)^{-1/2} \tilde{\Gamma}_{R,c}^{1/2}$. Соотношение (80) является весьма общим [2]. Оно не связано с используемым здесь специальным определением волновых функций Φ_R и ξ_E^c . Учитывая, что $\sum_R |\alpha_{Rk}|^2 > 1$, а также соотношение (28), получаем

$$\Gamma_R \leq \sum_c \Gamma_{R,c}. \quad (81)$$

Знак равенства здесь имеет место лишь для изолированных резонансных состояний, т. е. в тех случаях, когда исчезает внешнее смешивание.

В соответствии с (81) сумма абсолютных величин парциальных ширин для неизолированного резонансного состояния больше, чем его полная ширина. Поэтому трудно извлекать информацию о парциальных ширинах из измерений времен жизни. Действительно, имелись, например, проблемы в интерпретации данных о времени жизни в ^{239}U , где было обнаружено [12—14], что время жизни практически не зависит от энергии возбуждения при высокой плотности уровней. Это противоречило теоретическим оценкам, полученным для нейтронных парциальных ширин на основе теорий со статистическими предположениями. Аналогичные проблемы возникали и в интерпретации данных о времени жизни для ядер средней массы. В рассеянии протонов на Ni, например, найденное экспериментально среднее время жизни компаунд-ядра оказалось значительно больше того, что предсказывали чисто статистические теории [15].

Обычно парциальные ширины $\Gamma_{R,c}$ вычисляются с помощью интегралов перекрытия волновых функций ядра до и после распада.

В соответствии с (69) и (67) величина $\gamma_{R,c}$ для изолированного состояния R состоит из двух частей, пропорциональных

$$a_1 = \langle \chi_E^{c(-)} | V | \Phi_R \rangle \quad (82)$$

и

$$a_2 = \langle \chi_E^{c(-)} | V | \omega_R^{(+)} \rangle. \quad (83)$$

Используя проекцию волновой функции Φ_R на канал c , т. е. формулы (57) и (58), получаем

$$a_1 \approx \sum_{n=0}^M S_{n,c}^{(R)} \langle u_{e\tau l j t} | V | u_{n\tau l j t} \rangle. \quad (84)$$

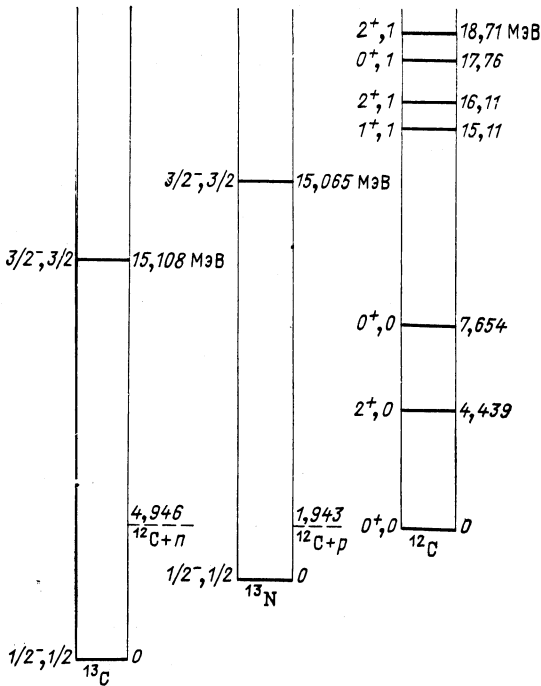
Здесь $S_{n,c}^{(R)}$ — спектроскопическая амплитуда для одночастичного состояния $n\tau l j$, а матричный элемент описывает проникновение частицы из внутренней части ядра во внешнюю. Соотношение (84) обосновывает приближение факторизации для a_1 , используемое обычно при расчете парциальной ширины. Величина же a_2 , имеющая вид

$$a_2 = \sum_{c'} \int_{\epsilon_c}^{\infty} dE' \langle \chi_E^{c(-)} | V | \xi_{E'}^{c'+(+)} \rangle \frac{1}{E^+ - E'} \langle \xi_{E'}^{c'+(+)} | H | \Phi_R \rangle, \quad (85)$$

не факторизуется.

Следовательно, для $a_1 \gg a_2$ метод факторизации для расчета парциальной ширины обоснован. Но для переходов с малыми спектроскопическими факторами, когда a_1 и a_2 являются величинами одного порядка, парциальная ширина не может быть факторизована в виде спектроскопического фактора и фактора проницаемости. Проблема получения парциальных ширин из спектроскопических факторов в этих случаях нетривиальна. Необходимо учитывать связь каналов для состояний континуума подобно конфигурационному смешиванию дискретных состояний в соответствии с представлением (74) для парциальной ширины [16].

Ниже рассматривается пример, в котором предположение о факторизации не выполняется. Это возбуждение запрещенного по изоспину аналогового резонанса $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$ при 15,1 МэВ в зеркальных ядрах ^{13}N и ^{13}C (рис. 1). В вычислениях, проведенных Аримой и Йошидой [17], смешивание по изоспину учитывалось по теории возмущений. Было показано, что только внутреннее смешивание не объясняет наблюдаемых ширин распада. Только при учете изотензорной компоненты в зарядовозвисящем остаточном взаимодействии рассчитанные значения для ширин распада стали сравнимыми с экспериментальными. Но в исследованиях Маррса и др. [18] зеркальных $M1$ -переходов в ядрах $A = 13$ было показано, что нет указаний на наличие изотензорной компоненты в электромагнитном взаимодействии. Таким образом, понимания причины, почему для резонанса $3/2^-, 3/2$ при 15,1 МэВ в ядрах ^{13}C и ^{13}N величи-


 Рис. 1. Схема уровней ядер ^{13}C , ^{13}N и ^{12}C

ны зарядовозависящих матричных элементов являются большими, не было.

В рамках МОК были проделаны [19] численные расчеты для реакций $^{12}\text{C} + p$ и $^{12}\text{C} + n$ и рассмотрены возбуждения двух резонансных состояний в зеркальных ядрах при энергии 15,1 МэВ.

Оболочечно-модельные расчеты для ядер ^{13}N , ^{13}C и ^{12}C представлены в полном $(1p_{3/2}, 1p_{1/2})$ -конфигурационном пространстве. Параметры нуклон-нуклонного взаимодействия (52) для $V_0 = -650$ МэВ/фм³, а для a и b использовались три разных набора. Параметры потенциала Вудса — Саксона аналогичны тем, которые имеются для систем с $A = 16$. Их брали одинаковыми для протонов и для нейтронов для упрощения обсуждения результатов: $V(l=0) = 56,36$ МэВ, $V(l=1) = 57,67$ МэВ, $V(l=2) = 54,65$ МэВ и $V_{ls}(l=1) = 9,76$ МэВ, $V_{ls}(l=2) = 5,27$ МэВ. С этими параметрами значения Q , вычисленные без связи с непрерывным спектром, а также схемы уровней воспроизводятся достаточно хорошо [19]. Внутреннее смешивание по изоспину допускалось как при вычислении QBSEC, так и при расчете состояний ядра мишени. Вычисления со связанными каналами были проделаны со всеми восемью резонансами $3/2^-$ для систем с $A = 13$ и с шестью каналами, соответ-

ствующими 0^+ -состояниям при 0; 7,66 и 17,77 МэВ и 2^+ -состояниям при 4,41; 16,11 и 18,80 МэВ. Других приближений после выбора нуклон-нуклонного взаимодействия, размеров конфигурационного пространства и числа каналов при решении уравнений МОК не делалось.

Численные расчеты показывают, что как внутреннее, так и внешнее смешивание ядерных компаунд-состояний мало [19]. Это находится в согласии с результатами Аримы и Йошиды [17]. Однако ширины Γ_R (28), полученные в МОК, не малы. Они того же порядка, что и экспериментальные значения, хотя явно не вводились ни изотензорная компонента, ни даже кулоновский член в остаточное взаимодействие. Ширина не мала из-за различия нейтронных и протонных волновых функций. Для того чтобы понять почему, несмотря на малое смешивание по изоспину, ширины являются большими, было проведено исследование влияния связи каналов на ширину $\Gamma_R^{(iso)}$ (66). Результаты показывают, что связь открытых запрещенных по изоспину каналов с закрытыми, но разрешенными по изоспину состояниями увеличивает ширину $3/2^-$, $3/2^-$ -уровня по крайней мере на порядок (табл. 1), хотя внешнее смешивание в расчетах не учитывалось. Степень влияния различных каналов на ширину $\Gamma_R^{(iso)}$ через связь каналов зависит от степени изоспиновой чистоты и структуры соответствующих ядерных состояний (табл. 1).

Таблица 1. Ширина $\Gamma_R^{(iso)}$ резонансного состояния $3/2^-$, $3/2^-$ при 15,1 МэВ в ядре ^{12}C

Число каналов	Соответствующие состояния ^{12}C						$\Gamma_R^{(iso)}$, кэВ
	$(0^+, 0)_1$	$(0^+, 0)_2$	$(0^+, 1)_1$	$(2^+, 0)_1$	$(2^+, 1)_1$	$(2^+, 1)_2$	
6	X	X	X	X	X	X	6,44
1	X	—	—	—	—	—	0,19
2	X	X	—	—	—	—	0,37
3	X	X	X	—	—	—	0,38
3	X	X	—	X	—	—	0,42
4	X	X	X	X	—	—	1,01
5	X	X	—	X	X	X	4,69

Примечание. «X» обозначает учет соответствующего состояния, а «—» указывает на отсутствие данного состояния при расчете.

Причина большого влияния связи каналов на ширину $\Gamma_R^{(iso)} \approx \approx |\gamma_{R,c_0}|^2$ в рассматриваемом случае заключается в малости величины a_1 (82) из-за правил отбора по изоспину. Следовательно, компонентой a_2 в (83) нельзя пренебрегать. Эта величина выражается через волновую функцию рассеяния ξ_E^c . В этой связи следует отметить, что с точки зрения МОК связь каналов не является только

свойством рассматриваемой реакции. Она содержится также и в асимптотике ω_R волновой функции Ω_R резонансного состояния. Таким образом, связь каналов есть свойство самого резонансного состояния. Такая интерпретация находится в согласии с выводами из экспериментальных данных, что зарядовозависящий матричный элемент в случае ^{16}O определяется свойствами резонансного состояния [20].

В большинстве расчетов парциальных ширин (см., например, [17]) принцип Паули между связанным комплексом и частицей в континууме не учитывается. В [19] было проведено исследование этого приближения. Показано, что как энергии, так и ширины, вычисленные с учетом и без учета принципа Паули, различаются существенно. Расхождение особенно велико тогда, когда ширины малы в силу правил отбора по изоспиновым переменным. Наконец, в расчетах с учетом принципа Паули внешнее смешивание слабо влияет на ширины и энергии резонансных состояний, в противоположность расчетам, не учитывающим этот принцип. Данный пример иллюстрирует, что ширины изолированных резонансных состояний можно рассчитать с хорошей точностью без учета внешнего смешивания, если правильно учесть соотношение полноты для одночастичных волновых функций связанных состояний и состояний рассеяния, а также связь каналов.

S-матрица. Общее выражение для S-матрицы имеет вид [2]:

$$S_{cc'} = \exp(2i\delta_c) \delta_{cc'} - 2\pi i \langle \chi_E^{c(-)} | V | \Psi_E^{c(+)} \rangle. \quad (86)$$

Используя (29), можно получить [21]

$$S_{cc'} = S_{cc'}^{(1)} - S_{cc'}^{(2)}, \quad (87)$$

где

$$S_{cc'}^{(1)} = \exp(2i\delta_c) \delta_{cc'} - 2\pi i \langle \chi_E^{c(-)} | V | \xi_E^{c(+)} \rangle \quad (88)$$

— гладкая функция от энергии, а величина

$$S_{cc'}^{(2)} = 2\pi i \sum_R \langle \chi_E^{c(-)} | V | \tilde{\Omega}_R^{(+)} \rangle \frac{1}{E - \tilde{E}_R + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R} \langle \tilde{\Phi}_R^{(-)} | V | \xi_E^{c(+)} \rangle \quad (89)$$

содержит вклад от резонансных состояний R . Используя (73), член $S_{cc'}^{(2)}$ можно переписать в виде

$$S_{cc'}^{(2)} = 2\pi i \sum_R \langle \xi_E^{c(-)} | V | \tilde{\Phi}_R^{(+)} \rangle \frac{1}{E - \tilde{E}_R + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R} \langle \tilde{\Phi}_R^{(-)} | V | \xi_E^{c(+)} \rangle. \quad (90)$$

Обозначая матричный элемент (73) как $(2\pi)^{-1/2} \tilde{\Gamma}_{R,c}^{1/2} = (2\pi)^{-1/2} \tilde{\gamma}_{R,c}$ в соответствии с (69) и (74), получаем

$$S_{cc'}^{(2)} = i \sum_R \frac{\tilde{\gamma}_{R,c'} \tilde{\gamma}_{R,c}}{E - \tilde{E}_R + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R}. \quad (91)$$

Выражение для S -матрицы (87), (88) и (91) получено здесь без каких-либо приближений. Оно справедливо для произвольных энергий и содержит:

а) пороговые эффекты, описываемые функциями $\tilde{\Gamma}_R$, которые мы обсудим ниже;

б) корреляции всех резонансных состояний R , возникающие из-за конфигурационного смешивания, связи каналов и внешнего смешивания, которые, будучи обусловлены остаточным взаимодействием V , могут вести к нестатистическим эффектам;

в) ограничение, следующее из условия унитарности для S -матрицы, для всех резонансов, включая, с помощью техники обрезания [3], различные типы гигантских резонансов.

Для изолированных резонансов уравнения (87), (88) и (91) можно аппроксимировать с помощью параметризованной S -матрицы, используемой в стандартных теориях ядерных реакций. Тогда зависящие от энергии функции $\tilde{\gamma}_{R,c}$, \tilde{E}_R и $\tilde{\Gamma}_R$ заменяются так называемыми параметрами $|\gamma_{R,c}|$, E_R и Γ_R . Для перекрывающихся резонансов это приближение неприменимо, поскольку функции $\tilde{\gamma}_{R,c}$ сильно зависят от энергии, а фазы резонансных состояний скоррелированы в соответствии с условиями унитарности. В этом случае резонансное поведение $S_{cc}^{(2)}$ не определяется суммой брейт-вигнеровских членов, а имеет более сложный вид. Действительно, из условия унитарности S -матрицы следует, что $\text{Im } \tilde{\gamma}_{R,c}$ является функцией всех знаменателей $(E - \tilde{E}_R)^2 + \frac{1}{4} \tilde{\Gamma}_R^2$, а также имеет место

$$\Gamma_R < \sum_c |\gamma_{R,c}|^2,$$

[см. уравнение (81)], что противоречит обычно используемым предположениям для представления сечения в виде суммы изолированных резонансов.

Несколько лет назад в [22] было показано, что для реакций с одним открытым каналом распада S -матрица параметризуется идентично в разных случаях, соответствующих разным моделям структуры ядра. Были рассмотрены [22] следующие два примера: первый, когда все уровни связаны прямо с входным каналом, и второй — когда только один из уровней связан прямо с входным каналом. Хотя оба случая являются совершенно различными с точки зрения ядерной структуры, экспериментально они неразличимы, если проводить анализ, как обычно, с помощью параметризованной S -матрицы. Причина в том, что имеется взаимно однозначное соответствие между параметрами S -матрицы, используемыми для ее представления в различных физических условиях. Для случая всех $M + 1$ -резонансных состояний, связанных с входным каналом, S -матрица

имеет вид:

$$S = \exp(2i\delta) \frac{1-i \sum_{j=0}^M \frac{a_j^2}{E-\lambda_j}}{1+i \sum_{j=0}^M \frac{a_j^2}{E-\lambda_j}}, \quad (92)$$

а для $M+1$ -резонансных состояний, из которых только одно связано прямо с входным каналом, S -матрица имеет вид:

$$S = \exp(2i\delta) \frac{E - \epsilon_0 - \frac{i}{2} \Gamma^\dagger - \sum_{m=1}^M \frac{v_m^2}{E - \epsilon_m}}{E + \epsilon_0 + \frac{i}{2} \Gamma^\dagger - \sum_{m=1}^M \frac{v_m^2}{E - \epsilon_m}}. \quad (93)$$

В обоих случаях имеется $2M + 2$ параметров: a_j и λ_j в первом случае, а также v_m , ϵ_m , ϵ_0 и Γ^\dagger во втором. Реалистическая ситуация находится между двумя этими крайними случаями.

Таким образом, в [22] было показано, что наличие промежуточной структуры в поперечном сечении ядерной реакции, когда открыт только один распадный канал, не содержит указания на существование входного состояния. Для объяснения наблюдаемой структуры необходимы расчеты на основе динамической модели.

Модель оболочек с учетом континуума (МОК) является динамической моделью, в которой описание структуры ядра и поперечного сечения ядерных реакций ведется единым образом: уравнения (87), (88) и (91) для S -матрицы и уравнения (27), (28) и (69) или (74) для \tilde{E}_R , $\tilde{\Gamma}_R$ и $\tilde{\gamma}_{R,c}$. Промежуточная структура в поперечном сечении может возникнуть как из-за наличия короткоживущего ядерного состояния, сильно связанного по крайней мере с одним из распадных каналов, так и из-за флуктуаций плотности уровней долгоживущих ядерных состояний с одинаковыми спинами и четностью. Во втором случае короткоживущее ядерное состояние может отсутствовать. Промежуточная структура в поперечном сечении при этом является нестатистическим эффектом, обусловленным корреляцией долгоживущих сильно перекрывающихся состояний. Оба крайних случая, описываемых (92) и (93), могут быть различимы в рамках МОК. Хотя поперечное сечение реакции в обоих случаях имеет один и тот же вид, парциальные ширины, определенные из отношения сечений для различных каналов, позволяют отличить эти два крайних случая также и экспериментально, если открыт более чем один канал.

Из такого анализа S -матрицы следует, что не всякая промежуточная структура обусловлена короткоживущим ядерным состоя-

нием, сильно связанным по крайней мере с одним из распадных каналов. Существуют также промежуточные структуры, связанные с флуктуациями в плотности уровней, имеющих одинаковые спин и четность. Этот результат следует иметь в виду при обсуждении проблемы резонансов в реакциях с тяжелыми ионами. Результаты некоторых численных расчетов для таких задач даны в [23, 24].

Пороговые эффекты и форма изолированных резонансов. Собственные значения $\tilde{E}_R - \frac{1}{2} \tilde{\Gamma}_R$ оператора H_{QQ}^{eff} , которые определяют энергии E_R и ширины Γ_R резонансных состояний R [см. уравнения (27) и (28)], зависят от энергии. Мнимая часть $\frac{1}{2} \tilde{\Gamma}_R$ исчезает при $E \rightarrow \varepsilon_1$, а также при $E \rightarrow \infty$, поскольку оператор H_{QQ}^{eff} становится эрмитовым в соответствии с (25) и (80). Величина ε_1 обозначает наименьший порог распада с испусканием частицы. Поэтому $\tilde{\Gamma}_R(E)$ увеличивается с энергией при малых энергиях, но уменьшается при очень больших энергиях.

Парциальная ширина изолированного резонанса определяется матричными элементами (69) или (74). В соответствии с (61) парциальная ширина исчезает при $E \rightarrow \varepsilon_c$. Следовательно, в функции $\tilde{\Gamma}_R(E)$ проявляются пороговые эффекты: она возрастает при открытии нового канала распада. Это увеличение зависит, в соответствии с (84), от величины спектроскопического фактора состояния R по отношению к открываемому каналу.

Различные типы пороговых эффектов в ядерных реакциях были рассмотрены в [25], где были рассчитаны реакции $^{15}\text{N} + n$ и $^{16}\text{O} + \gamma$ с использованием реалистических волновых функций. Показано, что

плотность уровней около порогов испускания частицы практически не увеличивается при открывании канала. Более того, на пороги испускания частиц почти не влияет наличие или отсутствие коррелирующих резонансных уровней, возникающих посредством непрерывного спектра. Единственными наблюдаемыми проявлениями пороговых эффектов являются поведение функций $\tilde{\Gamma}_R$ и $\tilde{\Gamma}_R^{iso}$.

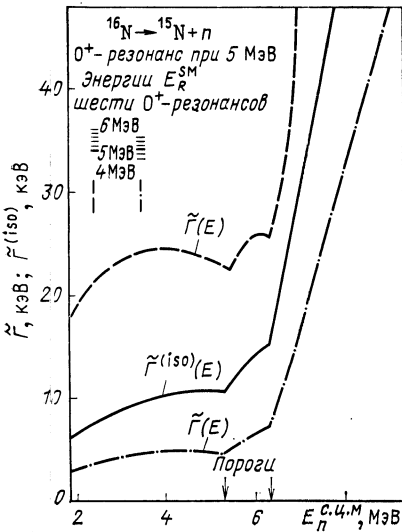


Рис. 2. Функции $\tilde{\Gamma}_R^{iso}(E)$ и $\tilde{\Gamma}_R(E)$ резонансного состояния 1 с $J\pi, T = 0^+$, 1 в ^{16}N . Последовательность подключения остальных пяти 0⁺, 1-резонансов 1, 2, 3, 4, 5, 6 (пунктир); 3, 2, 1, 4, 5, 6 (штрихпунктир)

Рисунок 2 иллюстрирует пороговые эффекты в $\tilde{\Gamma}_R^{(iso)}(E)$. Расчеты проведены для шести резонансных уровней J^π , $T = 0^+$, 1 в ядре ^{16}N , структура которых $2p2h$ построена из оболочечно-модельных конфигураций $(1p_{1/2})^{-2} [(1d_{5/2})^2, (1d_{5/2}, 2s_{1/2}), (1d_{5/2}, 1d_{3/2}), (2s_{1/2})^2]$, $(1p_{3/2})^{-1} (1p_{1/2})^{-1} [(1d_{5/2})^2, (1d_{5/2}, 2s_{1/2})]$, $(1p_{3/2})^{-2} (1d_{5/2})^2$. Учитывались четыре канала, соответствующие четырем низколежащим уровням в ^{15}N . Предполагалось, что состояния $1/2^-$ и $3/2^-$, имеющие отрицательную четность, являются дырочными $1p_{1/2}$ - и $1p_{3/2}$ -состояниями. Состояния с положительной четностью получались диагонализацией оболочечно-модельного гамильтониана в полном $1p2h$ конфигурационном пространстве с одной частицей в $(1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2})$ -оболочке и с двумя дырками в $(1p_{3/2}, 1p_{1/2})$ -оболочке. Пороговые эффекты, проявляющиеся в функциях $\tilde{\Gamma}_R^{(iso)}(E)$, имеют место также и в $\tilde{\Gamma}_R(E)$ (рис. 2). Отличие $\tilde{\Gamma}_R(E)$ от $\tilde{\Gamma}_R^{(iso)}(E)$ обусловлено эффектами внешнего смешивания с другими резонансами. Оболочечно-модельные энергии E_R^{SM} других пяти уровней выбирались так, чтобы $E_1^{SM} < E_R^{SM}$ (пунктир) и $E_R^{SM} < E_1^{SM} < E_{R'}^{SM}$ (штрихпунктир). Хотя предполагалось, что резонанс 1 не перекрывается с остальными пятью резонансами, в обоих случаях величины $\tilde{\Gamma}_1^{(iso)}$ и $\tilde{\Gamma}_1$ отличались приблизительно в 2 раза. На всех кривых ширина увеличивается при открытии нового канала.

Форма линии изолированного резонанса описывается обычно формулой Брейта — Вигнера

$$\sigma \sim \frac{\gamma_{R,c} \gamma_{R,c'}}{(E - E_R)^2 + \left(\frac{1}{2} \Gamma_R\right)^2}, \quad (94)$$

если можно пренебречь интерференцией с прямой частью реакции. Здесь $\gamma_{R,c}$, E_R и Γ_R — амплитуда парциальной ширины, энергия и ширина резонансного состояния R . Предполагается, что они являются постоянными параметрами в резонансной области. Таким образом, форма линии симметрична. Некоторые отклонения от симметрии возникают из-за конечности энергий ϵ_c . Такие отклонения учитываются в формуле Лоренца. В этой формуле Γ_R также полагается постоянной.

В рамках МОК, в соответствии с уравнениями (29), а также (27), (28) и (74), величины $\gamma_{R,c}$, E_R и Γ_R в (94) заменяются зависящими от энергии функциями $\tilde{\gamma}_{R,c}$, \tilde{E}_R и $\tilde{\Gamma}_R$. Это приводит к поправочным факторам $\tilde{E}_R(E)/E_R$ — для энергии и $\tilde{\Gamma}_R(E)/\Gamma_R$ — для ширины в (94). Таким образом, форма линии симметрична лишь в случае, когда $\tilde{E}_R(E)$ и $\tilde{\Gamma}_R(E)$ постоянны во всей резонансной области.

В большинстве случаев функции $\tilde{\Gamma}_R$ растут с увеличением энергии в области гигантского резонанса. По этой причине большинство дипольных гигантских резонансов, рассчитанных в МОК для легких

ядер, более медленно спадают при высоких энергиях, чем при низких. В качестве примера рассмотрим гигантский дипольный резонанс $J^\pi, T = 1^-, 1$ в ^{16}O при 22,6 МэВ, в структуре которого доминирует $(1p_{3/2})^{-1}(1d_{5/2})$ -конфигурация [25]. В этом случае прямая часть реакции мала и можно, пренебрегая интерференцией с другими резонансами, проводить расчет по методу связанных каналов с одним QBSEC-состоянием. Асимметрия формы линий, т. е. более медленное ее спадание при более высоких энергиях, обусловлена увеличением $\tilde{\Gamma}_R$ с увеличением энергии. Другой пример — резонанс $J^\pi, T = 1^-, 1$ в ^{16}O при 19,6 МэВ, структура которого определяется $(1p_{3/2})^{-1} \times (2s_{1/2})$ -конфигурацией [25]. Здесь асимметрия проявляется в более быстром спадании правого плеча резонанса, что объясняется убыванием $\tilde{\Gamma}_R$ с энергией. В общем случае положение максимума функции $\tilde{\Gamma}_R(E)$ зависит от пороговых энергий каналов, приведенная ширина которых не мала по сравнению с суммой приведенных ширины всех каналов.

Пороговое поведение функций $\tilde{\Gamma}_R(E)$ может приводить к сильным отклонениям от формы резонансных линий, предписываемых формулами Брейта — Вигнера или Лоренца. На рис. 3 показана энергетическая зависимость функции $\tilde{\Gamma}_R$ для 0^+ -резонанса в ядре

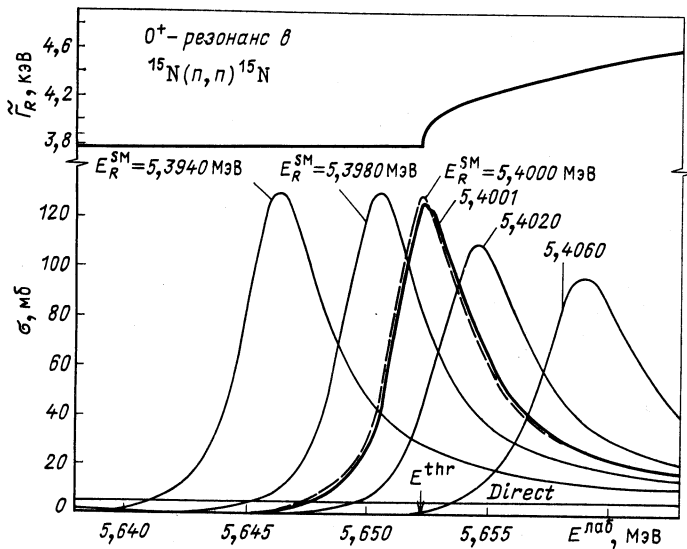


Рис. 3. Поперечное сечение упругого рассеяния нейтрона на ^{15}N с одним 0^+ -резонансом. Оболочечно-модельная энергия E_R^{SM} состояния QBSEC менялась. Функция $\tilde{\Gamma}_R(E)$ показана на верхней части рисунка: E^{thr} — пороговая энергия $1/2^+$ нейтронного канала; *Direct* — прямая часть реакции

^{16}N . Расчет проведен в таком же функциональном пространстве, как в случае 0^+ -резонанса на рис. 2. Расчеты со связью каналов проводились только с одним QBSEC-состоянием для того, чтобы изучить свойства этого резонанса при отсутствии перекрывания с другими резонансами. Функция $\tilde{\Gamma}_R^{(\text{iso})}(E)$ имеет необычное поведение около нейтронного порога $1/2^+$ при $E^{\text{thr}} = 5,299$ МэВ, связанное с большой приведенной шириной 0^+ -резонанса по отношению к каналу, открывающемуся при $E_{\text{с.п.м}} = 5,299$ МэВ. Парциальная ширина, соответствующая упругому каналу, приблизительно постоянна (3,8 кэВ) в энергетическом интервале, указанном на рис. 3. Поперечное сечение упругого $^{16}\text{N} + n$ -рассеяния с таким 0^+ -резонансом в ^{16}N показано на нижней части рис. 3. Оболочечно-модельная энергия E_R^{SM} для QBSEC-состояния выбиралась по-разному: $E_R < E^{\text{thr}}$, $E_R > E^{\text{thr}}$ и $E_R \approx E^{\text{thr}}$. В первом случае резонанс не полностью симметричен, несмотря на то, что $\tilde{\Gamma}(E)$ приблизительно постоянна. Это связано с эффектом интерференции с прямой частью реакции. Во втором резонанс имеет более медленный спад при больших энергиях из-за возрастания $\tilde{\Gamma}(E)$. При $E_R \approx E^{\text{thr}}$ вместо резонанса в сечении наблюдается касп. При $E_R^{\text{SM}} = 5,400$ МэВ он похож на касп, наблюдаемый экспериментально в реакции $^7\text{Li}(p, p)$ [27]. Он также аналогичен каспу, полученному теоретически в [28] без детализации структуры резонанса, а также в [29], где решалась трехчастичная задача для одночастичного резонанса вблизи порога.

Результаты, представленные на рис. 3, свидетельствуют о том, что в реальных случаях каспы проявляются очень редко, поскольку они сильно зависят от барьерных свойств системы, а также от ядерной структуры резонанса и открывающегося канала. Таким образом, касп есть не что иное, как резонанс в окрестности порога.

Рассмотренные примеры иллюстрируют сильное влияние свойств ядерной структуры на поперечное сечение ядерных реакций.

3. НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ В КОНЕЧНЫХ ЯДРАХ

Оператор Гамильтона для конечного ядра. Традиционные расчеты ядерной структуры проводятся с эрмитовым оператором H_{QQ} . Определенная часть второго члена гамильтониана H_{QQ}^{eff} (25) учитывается выбором параметров таким образом, чтобы $E_R^{\text{SM}} \approx E_R$, где E_R^{SM} — собственное значение H_{QQ} , E_Q — собственное значение H_{QQ}^{eff} . Матричные элементы

$$\begin{aligned} & \langle \tilde{\Phi}_R^{(+)} | H_{QQ}^{\text{eff}} - H_{QQ} | \tilde{\Phi}_{R'}^{(+)} \rangle = \\ & = \sum_c \int_{\epsilon_c}^{\infty} dE' \langle \tilde{\Phi}_R^{(+)} | H | \xi_{E'}^{c(+)} \rangle \frac{1}{E^+ - E'} \langle \xi_{E'}^{c(+)} | H | \tilde{\Phi}_{E'}^{(+)} \rangle, \end{aligned} \quad (95)$$

в которые явно входят волновые функции рассеяния $\xi_{E'}^c$, включающие

все эффекты от связи каналов, матричные элементы $\gamma_{R,c} = \langle \tilde{\Phi}_R | H | \xi_E^c \rangle$ и пороговые энергии ϵ_c распадных каналов, имеют многочастичный характер. Поэтому простым введением дополнительного члена в потенциал или в остаточное взаимодействие нельзя учесть такие матричные элементы.

Матричные элементы (95) характеризуют свойства конечного ядра. Они нарушают, в определенной степени, свойства симметрии, установленные теоретически в ядерной материи. Например, кулоновские силы формируют разные пороговые энергии ϵ_c для протонных и нейтронных каналов распада. Таким образом, матричные элементы (95) зависят от заряда даже тогда, когда H_{QQ} зарядово-симметричен. Матричные элементы (95) не исчезают и для связанных состояний, когда все каналы закрыты. Поэтому эффекты нарушения симметрии имеют место для всех, включая основное, состояний конечного ядра. Такой тип нарушения симметрии специфичен для конечных ядер и не возникает в ядерной материи.

Нарушение зарядовой симметрии в конечном ядре. Одной из проблем в структуре ядра, как было отмечено в работе [30], является проблема кулоновской энергии. Ноулен и Шиффер [31] заметили, что существует приблизительно 8%-ное расхождение в расчетах разницы масс для зеркальных ядер или разницы масс между ядром и его аналогом. Причина этой аномалии интенсивно обсуждается с тех пор. Было предложено множество механизмов для ее объяснения: более низкая валентность орбит, поляризация кора, нарушающее зарядовую симметрию взаимодействие и др. Решению этой задачи могло бы помочь измерение разницы между радиусами в протонных и нейтронных распределениях в ядрах. Извлечению этой величины из данных по высокоэнергетическому рассеянию протонов, пионов и других частиц было посвящено много работ. Однако неопределенность в интерпретации данных не позволяет пока сделать четкие выводы. Оставалось неясным, дает ли метод Хартри — Фока правильный расчет для разницы между нейтронными и протонными радиусами.

В 1974 г. Нир [32] показал, что существует корреляция между кулоновским смещением энергий и энергией связи по всей периодической системе. Обе эти величины, характеризующие общие свойства ядер, зависят от положения ядра в периодической системе и от квантовых чисел ядерного состояния. Они также подобным образом зависят от оболочечных эффектов. Хартри-фовские вычисления не учитывают многочастичные эффекты такого типа.

Эффективное взаимодействие, определяемое матричными элементами (95), непосредственно связано с энергией связи через каналы c , которые описывают реальный и виртуальный распады рассматриваемого ядерного состояния. Оно зависит от заряда даже в тех случаях, когда H_{QQ} зарядово-симметричен, поскольку пороги распада для протонов и нейтронов различны. Величина нарушения зарядовой симметрии в H_{QQ}^{eff} прямо связана с разностью в энергии связи

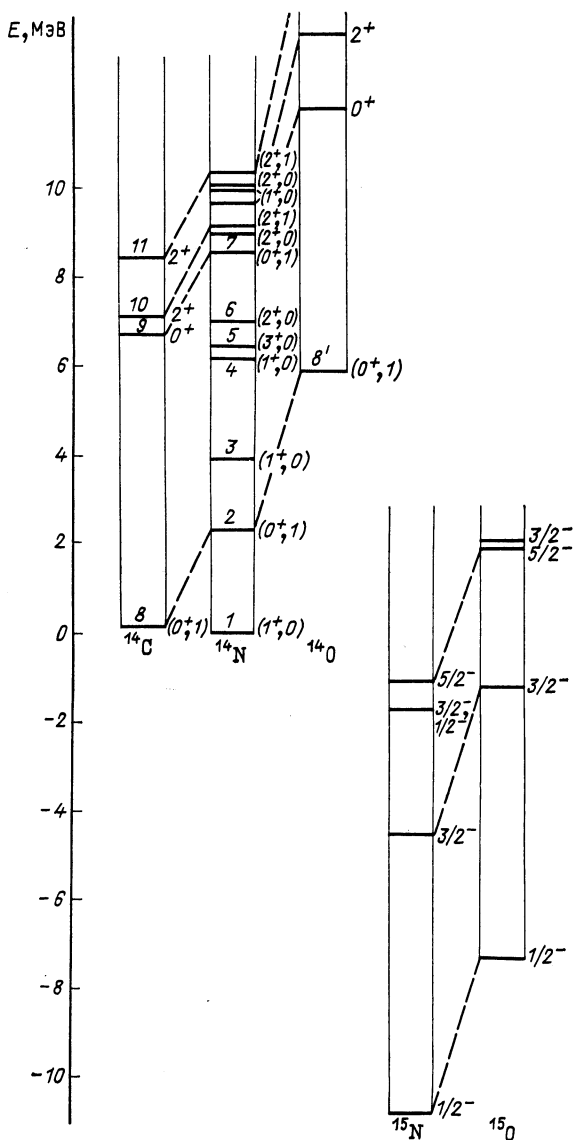


Рис. 4. Схема уровней ядер ^{14}C , ^{14}N и ^{14}O и их положение по отношению к основным состояниям ядер ^{15}N и ^{15}O

нейтронов и протонов. Следовательно, эффективное взаимодействие, определяемое (95), сильно зависит от структуры ядра, т. е. содержит оболочечные эффекты.

Численные расчеты [33], выполненные в рамках МОК, показали, что на кулоновский сдвиг сильно влияет число учитываемых каналов. Это иллюстрируют результаты для случая $^{15}\text{N} - ^{15}\text{O}$, приведенные в табл. 2. Расчеты выполнены с остаточным взаимодействием (52)

Таблица 2. Зависимость сдвига энергии Δ от числа каналов, учитываемых в расчете

Число каналов				Δ , МэВ
^{15}N		^{15}O		
$^{14}\text{C} + p$	$^{14}\text{N} + n$	$^{14}\text{N} + p$	$^{14}\text{O} + n$	
4	7	7	1	0,42
3	7	7	1	0,22
2	7	7	1	-0,07

с параметрами $V_0 = -650$ МэВ/фм³ и $a_b = 0,30$, $b_b = 0,24$ — для связанных состояний и $a_s = 0,70$, $b_s = 0,30$ — для состояний рассеяния. Таким образом, вводилась некоторая зависимость от плотности в остаточное взаимодействие. Предполагалось, что основные состояния ^{15}N и ^{15}O являются $1p_{1/2}$ -дырочными состояниями. Состояния нормальной четности ядер ^{14}N , ^{14}C и ^{14}O конструировались из оболочечно-модельных состояний $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}^{-2}$, как и в работах Курата [34] и Бояркиной [35]. Другие по четности состояния не учитывались. Несвязанные одночастичные состояния вычислялись в том же потенциале Вудса — Саксона, что и связанные. Одночастичный $d_{3/2}$ -резонанс обрезался при 7,5 фм. Количество учитываемых каналов было ограничено нижайшими состояниями остаточных ядер $A = 14$ (рис. 4). Энергетический сдвиг между аналоговыми состояниями, возникающий из-за связи дискретных состояний с континуумом, есть

$$\Delta = F_R(^{15}\text{O}) - \Delta F_R(^{15}\text{N}). \quad (96)$$

Эта величина характеризует зарядовую зависимость эффективного гамилтониана, описываемую (95). Она дает дополнительный вклад в кулоновское смещение энергии двух зеркальных ядер. Величина сильно зависит от числа каналов, учитываемых в расчете (см., например, табл. 2 в [33]).

Имеется две возможности обрезания непрерывного спектра в численных расчетах:

а) берется равное число каналов в ^{15}N и ^{15}O , т. е. одинаковым образом учитываются аналоговые состояния;

б) обрезается непрерывный спектр при одной и той же энергии, т. е. учитываются все каналы ниже определенной энергии.

Числовые результаты [33] показывают, что подходящее обреза-

ние континуума лежит между двумя этими крайними случаями. Разница между ними обусловлена разницей кулоновских энергий двух ядер ^{14}C и ^{14}O . Ядро ^{14}N появляется как в $\Delta E_R(^{15}\text{O})$, так и в $\Delta E_R(^{15}\text{N})$, и, следовательно, вклад от него в (96) практически отсутствует.

Сразу видно, что в кулоновском смещении энергий должны проявляться эффекты замкнутой оболочки: для ядер с одним нуклоном вне замкнутых оболочек доминируют коэффициенты отделения нейтрона или протона, а энергия связи этих каналов мала. Следовательно, аналоговые каналы, связанные с одним и тем же ядром-остатком, у которого оболочка замкнута, определяют сдвиги для обоих ядер, так что разница их Δ (96) и зарядовая зависимость эффективной ядерной силы малы. В противоположность этому в ядрах с одной дыркой в замкнутых оболочках важны как протонный, так и нейтронный каналы, связанные с разными ядрами-остатками. Поэтому для таких ядер сильно проявляется зарядовая зависимость эффективной ядерной силы. Таким образом, кулоновское смещение энергии, подобно энергии связи, резко падает в начале каждой оболочки. Это соответствует эффектам, замеченным в [32] при анализе экспериментальных данных.

На рис. 5 представлена разница между энергиями связи для каналов $A \rightarrow (A-1) + n$ и $A \rightarrow (A-1) + p$ для ядер $7 \leq A \leq 41$. Наблюдается регулярность в ее ходе с $\Delta A = 4$. Рассмотрим

основные состояния ядер с четным A . Для ядер, состоящих из $4n + 1$ нуклонов (n — целое), разница $Q^{(n)} - Q^{(p)}$ существенно больше для ядер с $T_z = \frac{1}{2}(N - Z) = -1/2$, чем для ядер с $T_z = 1/2$. Следовательно, зарядовая зависимость эффективной ядерной силы больше для ядер с $T_z = 1/2$, чем для ядер с $T_z = -1/2$. Для ядер с $4n - 1$ нуклонами величина $Q^{(n)} - Q^{(p)}$ для ядер с $T_z = 1/2$ и $T_z =$

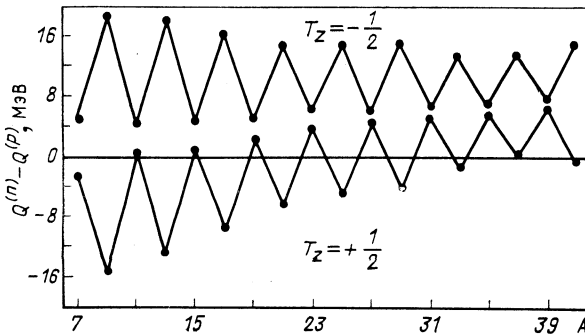


Рис. 5. Разницы в энергиях связи нейтронов $Q^{(n)}$ и протонов $Q^{(p)}$ для легких ядер $[T_z = \frac{1}{2}(N - Z)]$. Данные взяты из [58]

$= -1/2$ намного меньше. Следовательно, зарядовая зависимость эффективной ядерной силы относительно велика в этих ядрах.

Таким образом, кулоновское смещение энергий для ядер с $4n + 1$ нуклонами и $4n - 1$ нуклонами систематически различается [36]. Этот эффект хорошо известен из анализа экспериментальных данных как четно-нечетный эффект [31, 37] и интерпретируется как следствие кулоновских парных эффектов, т. е. предположения о добавочном кулоновском сдвиге энергии для спаренных протонов [37]. Следует отметить, однако, что наблюдаемые различия в кулоновском смещении энергий между соседними ядрами ведут себя аналогично энергии связи. Такое соответствие указывает на существование зарядовозависящих эффективных ядерных сил, которые обсуждались выше, без введения дополнительных феноменологических сил.

В разд. 3 исследовалась ширина запрещенного по изоспину распада $3/2^-$, $3/2$ -уровня для ^{13}N . Показано [19], что связь двух каналов сильно влияет на ширину (см. табл. 1) из-за наличия нарушающей зарядовую симметрию части ω_R в волновой функции распадного состояния в соответствии с (67), (82) и (83) или, другими словами, из-за зарядово-несимметричной части $H_{QQ}^{\text{eff}} - H_{QQ}$ гамильтониана (95). Поэтому можно ожидать, что в случае запрещенных по изоспину переходов будут иметь место закономерности зависимости от A , аналогичные для кулоновского смещения энергии.

Экспериментально наблюдаемые закономерности в запрещенных по изоспину распадах говорят о том, что смешивание по изоспину происходит главным образом не за счет случайного вырождения состояний с различным изоспином, а является результатом механизма, отражающего общие свойства структуры ядра [38]. Из исследования ширин распада с несохранением изоспина в легких ядрах вытекают следующие закономерности: для ядер с $A = 4n + 1$ нуклонами приведенные ширины нейтронных распадов нижайших уровней с изоспином $T = 3/2$ и $T_z = 1/2$ обычно приблизительно в 10 раз больше ширин аналоговых протонных распадов ядер с $T_z = -1/2$. В [39] этот эффект объяснялся в терминах матричных элементов между аналоговыми состояниями и их антианалоговыми конфигурациями. Однако из рис. 5 следует, что для ядер с $A = 4n + 1$ зарядовая зависимость ядерных сил в случае $T_z = -1/2$ значительно меньше, чем для аналоговых ядер с $T_z = 1/2$. Следовательно, нейтронные ширины распада должны быть больше, чем аналоговые протонные ширины распада.

Обсуждение закономерностей, связанных с $\Delta A = 4$, могут, конечно, объяснить только общие черты зарядовозависящих эффектов. Для каждого конкретного ядра будут наблюдаться определенные отклонения, обусловленные спектроскопическими факторами и плотностью уровней в остаточных ядрах при малых энергиях возбуждения. Определенные закономерности в таких отклонениях наблюдались как в экспериментально измеренных кулоновских смещениях энергии [37], так и в ширинах распадов с несохранением изоспина

[40]. Для их объяснения необходимо проводить расчеты в рамках МОК. Нужны более детальные экспериментальные данные. Особенности, наблюдаемые с $\Delta A = 4$ в ширинах распада с несохранением изоспина, а также в кулоновских смещениях энергии, объясняются вариациями числа учитываемых канальных волновых функций.

Из-за различия нейтронных и протонных волновых функций волновые функции $\Omega_R = \Phi_R + \omega_R$ резонансных состояний зеркальных ядер не связаны посредством повышающего или понижающего изоспинового оператора. Дополнительная разница в волновых функциях Ω_R лишь в малой степени обусловлена различием в параметрах потенциала Вудса — Саксона для протонов и нейтронов. Это видно из результатов расчетов [19] для ядер с $A = 12$ и 13 , приведенных в разд. 3, где параметры брались одинаковыми. В основном различие обусловлено кулоновским одночастичным взаимодействием. Более того, различие в нейтронной и протонной волновых функциях приводит к сдвигу энергии в зеркальных ядрах. Такой сдвиг описывался в [41] введением феноменологического нарушающего зарядовую симметрию ядерного взаимодействия. В расчетах МОК нет необходимости в феноменологическом введении такого взаимодействия. Оно возникает естественным образом из-за связи дискретных и непрерывных состояний.

Таким образом, корректный учет связи между дискретными состояниями и состояниями непрерывного спектра приводит к зарядовой зависимости ядерных сил в подпространстве дискретных состояний. Общие свойства зарядовой зависимости можно определить, рассматривая аналитическое выражение для эффективного гамильтониана. Эффект зарядовой зависимости прямо связан с подлежащим учету числом канальных волновых функций, описывающих нейтронный и протонный распады (виртуальный или реальный) ядерных состояний. Как функция от A зарядовая зависимость ведет себя подобно энергии связи, т. е. в рамках МОК естественным образом объясняется проявление оболочечных эффектов в зарядовой зависимости. Эта часть зарядовой зависимости ядерных сил есть следствие конечности ядерной системы.

Нарушение симметрии нуклонных и Δ -изобарных корреляций к конечных ядрах. Одной из задач ядерной физики является изучение спин-изоспиновых корреляций в ядрах, играющих важную роль в возбуждении пионоподобных состояний. Такие состояния представляют собой сильную смесь нуклон-дырочных и изобар-дырочных (NN^{-1} и ΔN^{-1}) возбуждений. В большинстве расчетов средние силы взаимодействий для корреляций $NN^{-1} \leftrightarrow NN^{-1}$, $NN^{-1} \leftrightarrow \Delta N^{-1}$ и $\Delta N^{-1} \leftrightarrow \Delta N^{-1}$ полагаются одинаковыми в силу универсальности спин-изоспиновых корреляций, следующей из наивной кварковой модели и из $SU(2) \times SU(2)$ -симметрии [42]. Микроскопические расчеты, проведенные для бесконечных ядер [43], по-видимому, подтверждают это предположение. Косвенно это подтверждается ролью Δ -изобары в подавлении спин-изоспиновых переходов,

если все подавление обусловлено ΔN^{-1} механизмом экранирования [42, 44] или, что эквивалентно, сдвигом значительной части силы гамов-теллеровских сил в область энергий, лежащих существенно дальше гамов-теллеровского резонанса.

Несмотря на то что вышеизложенные утверждения об относительной роли $NN^{-1} \leftrightarrow NN^{-1}$, $NN^{-1} \leftrightarrow \Delta N^{-1}$ и $\Delta N^{-1} \leftrightarrow \Delta N^{-1}$ корреляций, по-видимому, согласуются друг с другом, некоторые вопросы, однако, остаются. Эффекты подавления того же порядка величины, как и в переходах в пиноподобные состояния, хорошо известны в таких переходах, где отсутствуют вклады от $\Delta - h$ -компоненты. Например, длительное время обсуждается проблема исчезновения силы в фотоядерных реакциях на легких ядрах. Такой эффект известен и в случае неупругого рассеяния пионов, протонов и электронов. Эффект подавления в фермиевских переходах обсуждался в очень точных измерениях изобар-аналоговых резонансов [46]. Его величина того же порядка, что и в гамов-теллеровских переходах, несмотря на то что аналоговые резонансы не являются пиноподобными состояниями. Существенно, что ограничения, следующие из унитарности S -матрицы, на поперечные сечения реакции обычно не учитываются в полной мере при анализе данных. По этой причине, как было показано в [47], в данных ошибочно возникает эффект подавления. Такой источник «подавления» для широкой области ядер характеризуется гладкой зависимостью от массового числа и углового момента подобно эффекту подавления, индуцируемому Δ -изобарной степенью свободы. Поэтому можно предположить, что лишь часть подавления в изовекторных спиновых переходах обусловлена механизмом $\Delta - h$ -экранировки.

Микроскопические расчеты были проведены для конечных ядер, у которых большая часть возбужденных состояний имеет конечное время жизни по отношению к распаду в нуклонные каналы. В этом случае возникает некоторое нарушение симметрии в NN - и ΔN -взаимодействиях, отсутствующее в ядерной материи. Это различие между NN - и ΔN -корреляциями, возникающее здесь из-за связи дискретных состояний с состояниями континуума, соответствует различию в эффективных ядерных силах, используемых, например, в модели оболочек и в МОК.

Влияние конечности времени жизни возбужденных ядерных состояний на результаты традиционных расчетов ядерной структуры исследовалось численно для реакции $^{16}\text{O}(\gamma, N)$ с 1^- -состояниями, имеющими $1p1h$ -структуру [48]. Из результатов следует, что эффективные ядерные силы, используемые в этих расчетах, должны быть существенно изменены для получения одинакового спектра возбуждений как в стандартной модели оболочек, так и в МОК. Численные значения энергетических сдвигов ΔE_R , обусловленные $H_{QQ}^{\text{eff}} - H_{QQ}$ в ядрах $A = 16$ для ряда уровней с $1p1h$ -структурой, приведены в табл. 3, а для уровней с $2p2h$ -структурой — в табл. 4 (конфигурационное пространство: $1s_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$, $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$,

Таблица 3. Положения E_R^{SM} , сдвиги ΔE_R и ширины Γ_R состояний J^π , $T=1^-, 1$ в ядре ^{16}O , вычисленные с четырьмя каналами

$E_R^{(exp)}$, МэВ	E_R^{SM} , МэВ	ΔE_R , МэВ	Γ_R , МэВ
17,5	17,72	-0,25	0,27
19,0	20,43	-0,50	0,05
22,5	24,14	-1,77	1,52
25,0	25,70	-0,84	1,48

Таблица 4. Положения E_R^{SM} и сдвиги ΔE_R состояний с J^π , $T=0^+, 1$ в ядре ^{16}N в зависимости от числа N каналов (Γ_R — ширины, вычисленные для семи каналов)

E_R^{SM} , МэВ	ΔE_R , МэВ				Γ_R , МэВ
	$N=1$	$N=2$	$N=4$	$N=7$	
13,73	0	0	-0,02	-0,14	0,20
14,63	0	-0,03	-0,13	-0,13	0,35
15,10	-0,01	-0,01	-0,05	-0,10	0,09
15,48	-0,01	0	-0,01	-0,06	0,09
16,25	0	0,09	-0,10	-0,22	0,28

$1d_{3/2}$). Величины сдвигов по порядку величины совпадают с соответствующими значениями для ширин Γ_R . Хотя, в общем случае, энергии не очень чувствительны к особенностям гамильтониана, обсуждаемые здесь сдвиги не малы.

При описании частично-дырочного спин-изоспинового взаимодействия обычно вводится параметр g' [49], который эффективно учитывает все корреляции, кроме таких, как одно- и двухпионный обмены, учитываемые явно. Этот параметр получают подгонкой экспериментальных данных. Следовательно, он учитывает все эффекты в конечных ядрах, связанные с конечностью времени жизни ядерных возбужденных состояний. В большинстве расчетов [42, 43, 50] параметр берется одним и тем же как для Δ -изобар, так и для нуклонов, хотя, как было отмечено выше, его следует брать разным для изобар и нуклонов, чтобы отразить различие в их связи с непрерывным спектром. Аналитическое выражение для этой разницы дается формулой (95).

Для стабильных бесконечных ядер член $H_{QQ}^{eff} - H_{QQ}$ исчезает вместе со всеми обсуждавшимися в этом пункте эффектами. В конечных ядрах он приводит к определенному нарушению симметрии оператора Гамильтона системы.

Поверхностные эффекты и радиусы ядер. Одной из основных характеристик ядер является распределение нуклонов в ядрах. О зарядовом распределении известно достаточно много, особенно из опытов по рассеянию электронов, а вот о распределении нейтронов пока известно мало. Предполагалось, что эффективным инструментом для анализа распределения как нейтронов, так и протонов являются пионы. В отличие от нуклон-нуклонного взаимодействия, в пион-нуклонном взаимодействии в интервале энергий от 100 до 300 МэВ доминирует одна P_{33} -волна (Δ_{33} -резонанс). Существенно также, что π^- -мезоны взаимодействуют с нейтронами сильнее, чем с протонами, а π^+ -мезоны — наоборот. Таким образом, π^- -мезоны более чувствительны к распределению нейтронов, а π^+ -мезоны — к распределению протонов. Поэтому ожидалось, что сравнение данных для π^+ - и π^- -мезонов позволит получить прямую информацию о нейтронных и протонных распределениях.

С этой точки зрения представляет существенный интерес изучение рассеяния π^\pm -мезонов на изотопах кальция ^{40}Ca и ^{48}Ca . Ожидался сильный эффект от восьми нейтронов в ^{48}Ca , находящихся вне кора — ^{40}Ca . Однако оказалось [52], что в неупругом рассеянии низколежащие состояния возбуждались приблизительно одинаково как π^- , так и π^+ -мезонами. Аналогичный результат был получен [52] и в случае ^{51}V , имеющего три протона над кором ^{48}Ca .

В этой связи в [53] был проведен анализ данных по высокоэнергетическому протон-ядерному рассеянию. Было показано, что извлеченные из этих данных различия между протонными и нейтронными распределениями находятся, по-видимому, в согласии с оценками, следующими из расчетов по теории среднего поля. Нечувствительность протонных и нейтронных распределений к знаку пионов, по-видимому, связана с сильной неупругостью (ядро почти черное) пион-ядерного взаимодействия в резонансной области.

Анализ протон-ядерных полных сечений реакции в области от 100 МэВ до 1 ГэВ, проведенный Эрнстом [54], показал, что они чувствительны к ядерной плотности в области эффективного радиуса, который обычно больше радиуса полуспада плотности. Таким образом, полные сечения реакций определяются краем ядерной плотности. Это является следствием малости длины свободного пробега нуклона в ядре в данной области энергии. Поэтому из реакций, где основную роль играет ядерная поверхность, трудно извлечь информацию о среднеквадратичном радиусе ядра.

В этой связи представляет интерес обсуждение проблемы, имеющей место в изучении α -кластерных эффектов в легких и средних ядрах в $(p, p\alpha)$ - и $(\alpha, 2\alpha)$ -реакциях [55]. Проблема заключается в том, что абсолютные спектроскопические факторы, извлекаемые из $(p, p\alpha)$ -реакций, согласуются с предсказаниями модели оболочек, тогда как из $(\alpha, 2\alpha)$ -реакции получаются величины в 100 раз большие. Такое расхождение связывается с явлением α -кластеризации, которое развивается в основном в ядерной поверхности. В $(\alpha, 2\alpha)$ -реакции основ-

ную роль играет ядерная поверхность, в то время как в $(p, p\alpha)$ -процессах участвует большая часть нуклонов ядра.

Одним из преимуществ МОК над традиционной моделью оболочек является возможность прямого учета поверхностных эффектов. Эти эффекты описываются дополнительным членом ω_R в волновой функции ядерного состояния [см. уравнения (67) и (34)]. Этот член содержит явно волновую функцию рассеяния и матричные элементы связи $\langle \xi_E^c | H | \Phi_R \rangle$ (см. разд. 3). Следовательно, поверхность ядра содержит виртуальные частицы, связанные с закрытыми каналами. Внутренняя часть ядра описывается волновой функцией Φ_R (см. разд. 3).

Согласно МОК, переходы из основного состояния ядра A в несвязанное $(B + b)$ -состояние, происходящие под влиянием внешнего поля, описываются матричными элементами (37) — (39). Два члена (38) и (39) содержат спектроскопическую информацию о возбужденных дискретных состояниях R , распадающихся на несвязанное $(B + b)$ -состояние. Член (39) описывает изменение волновой функции дискретного состояния R непрерывным спектром. Обычно его не учитывают при спектроскопическом анализе данных, предполагая, что Φ_R является волновой функцией дискретного состояния. Член (39) отвечает за поверхность ядра.

Вклад канално-резонансного члена рассеяния (39) в поперечное сечение и спектральную функцию исследовался численно в двух случаях.

1. Сечение фотопоглощения $^{16}\text{O}(\gamma, n_0)$ с возбуждением гигантского дипольного резонанса [56]. Расчеты показали, что прямая часть реакции плавно зависит от энергии, а сумма прямого и канално-резонансного членов рассеяния имеет некоторую резонансную структуру (рис. 6). Полное сечение определяется резонансной частью реакции. Следовательно, для гигантского дипольного резонанса оправдывается обычно используемое приближение стандартной модели оболочек $\sigma_{\text{tot}} \approx \sigma_{\text{res}}$.

2. Спектральная функция для неупругого рассеяния электронов на ^{12}C [57]. В этих расчетах относительный вклад канално-резонансного рассеяния в спектральную функцию растет с увеличением

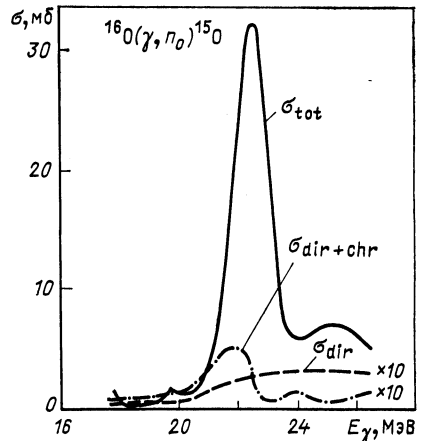


Рис. 6. Гигантский дипольный резонанс в фотонейтронной реакции на ^{16}O : σ_{tot} — полное сечение, σ_{dir} — прямая часть сечения, $\sigma_{\text{dir+chr}}$ — сумма прямого и канално-резонансного членов рассеяния в сечении

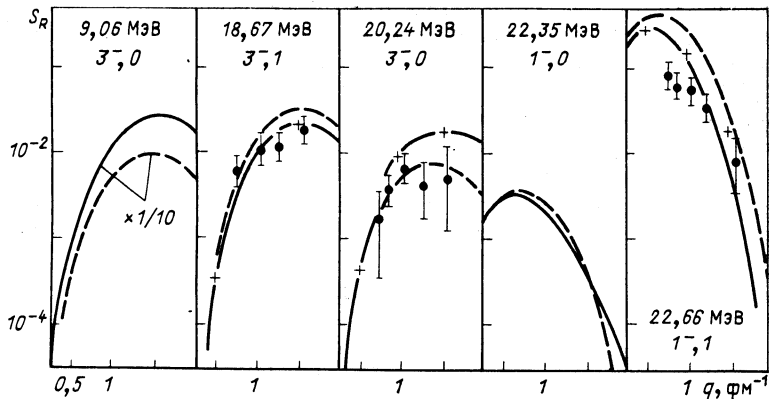


Рис. 7. Спектральная функция S_R (сплошные кривые) и ее резонансная часть $S_R^{(res)}$ (пунктирные) в зависимости от переданного импульса для неупругого рассеяния электронов на ^{12}C с возбуждением некоторых резонансных состояний (из [57])

передачи q (рис. 7). Для $q \geq 1 \text{ фм}^{-1}$ вкладом члена канално-резонансного рассеяния в спектральную функцию пренебрегать нельзя.

Численные расчеты показывают, что в общем случае оба члена в спектральной функции должны учитываться в реакциях при средних энергиях. Член (39), кроме вклада от открытых каналов, содержит вклады от закрытых каналов, число которых велико. В практических расчетах число каналов приходится обрывать. Отбор наиболее важных каналов следует проводить не только из энергетических соображений (положения порогов ϵ_c каналов c), но также из анализа структуры (спектроскопический фактор состояния Φ_R по отношению к ξ^c). Расчеты нуклон-ядерных реакций при низких энергиях показывают, что оба критерия важны в равной степени. Поскольку о свойствах закрытых каналов известно мало, необходимы экспериментальные указания для их отбора при проведении численных расчетов.

Перечислим общие свойства члена канално-резонансного рассеяния (39) или (43) в спектральной функции.

1. Он учитывает связь каналов не только с открытыми, но и с закрытыми каналами. Данный тип связи каналов отличается как от связи каналов, возникающей от включения более высоких состояний модели оболочек, являющихся в действительности несвязанными, так и от подхода, в котором связь каналов возникает за счет неупругой связи налетающей частицы с возбужденными состояниями. Рассматриваемая здесь связь каналов определяет свойства исследуемого состояния, поскольку она содержится в Ω_R . Следовательно, она является характеристикой состояния.

2. В соответствии с (40) данный тип связи отражает усредненные

характеристики системы, так как содержит сумму по всем каналам и интеграл по энергиям. Поэтому сумма $A_R^{(res)} + A_R^{(chr)}$ в спектральной функции S_R (41) более или менее постоянна для ядер с подобной структурой и энергиями ε_c кластерных порогов. Пренебрежение членом $A_R^{(chr)}$ при анализе данных приведет, следовательно, к искажению абсолютных значений спектроскопических факторов этих ядер, но не слишком изменит их относительные величины.

3. Член канально-резонансного рассеяния важен на периферии ядра. Анализ данных без его учета следует проводить с использованием не среднеквадратичного радиуса, а с большими радиусами.

Реальный радиус зависит от соотношения между $A_E^{(res)}$ и $A_R^{(chr)}$.

4. Его вклад в спектральную функцию зависит от энергии ε_c порогов и от коэффициентов отделения для распадов в те каналы c' , для которых матричные элементы $\langle \xi_E^{c'} | F \rangle$ являются большими. Поэтому пренебрежение членом канально-резонансного рассеяния при анализе разных реакций может привести к разнице в абсолютных величинах спектроскопических факторов.

Из перечисленных свойств следует, что усиление виртуальной α -кластеризации в ядерной поверхности, наблюдаемое в α -ядерных реакциях, может быть связано с ω_R -членом в волновой функции ядерных состояний. В пользу такой интерпретации говорит то, что анализ с радиусом, большим, чем среднеквадратичный, не приводит к усилению. Более того, относительные спектроскопические факторы для переходов в основные состояния ядер с низколежащими порогом для α -распада согласуются друг с другом, как это и должно быть в соответствии с (41). В силу ярко выраженного поверхностного характера α -ядерных реакций в них больше, чем в нуклон-ядерных реакциях, заметна α -кластеризация в поверхности ядер с низколежащими порогом по отношению к α -распаду.

Для ядер с низколежащими α -распадными каналами имеет место разница в абсолютных значениях спектроскопических факторов, полученных соответственно в протон-ядерных и α -ядерных реакциях выбивания. В ^{16}O , например, порог для канала распада $^{12}\text{C}_{gs} + \alpha$ лежит при 7,2 МэВ и для $^{12}\text{C}_{4,4\text{МэВ}} + \alpha$ при 11,6 МэВ, в то время как нуклонный канал открывается при более высоких энергиях. Более того, соответствующие спектроскопические факторы $^{16}\text{O}_{gs}$ больше по сравнению с нуклонными спектроскопическими факторами. Следовательно, в ω_R существенны α -каналы, что обуславливает усиление α -кластеризации в поверхности ^{16}O , за что отвечает член канально-резонансного рассеяния (39).

Для доказательства приведенных выше утверждений были бы очень интересны экспериментальные данные не только для ядер с низколежащими кластерными порогом, но также и для ядер, имеющих низколежащие нуклонные пороги. Например, для ^{15}N канал распада $^{12}\text{C} + p$ имеет порог 1,9 МэВ, а канал $^9\text{B} + \alpha$ имеет порог 9,5 МэВ. В этом случае поверхность ядра обогащена нуклона-

ми, а не кластерами. Поэтому здесь следует ожидать уменьшения по сравнению со случаем ^{16}O отношения между α -спектроскопическими факторами, извлеченными из реакций с участием α -частиц и протонов при использовании среднеквадратичного радиуса.

Для более определенных выводов о роли члена ω_R необходимо большее число экспериментальных данных для разных ядер. Изучение ω_R -члена с помощью реакции выбивания позволит сделать выводы не только об усилении кластеризации в ядерной поверхности, но также ответить на такие трудные вопросы, как проблема абсолютной величины α -ширины в тяжелых ядрах (см. разд. 3) и проблема определения протонного и нейтронного распределений в ядрах из α -ядерных данных.

Соотношения симметрии, установленные в реакциях с частицами промежуточных энергий, характеризуют не только внутреннюю область ядра, но также и его поверхность. Соотношение между двумя членами (38) и (39) зависит от средней длины свободного пробега налетающей частицы, т. е. от ее типа и энергии. Анализируя данные, полученные из разных реакций при промежуточных энергиях, можно изучать свойства внутренней области ядра и его поверхности.

Свойства симметрии поверхности определяются пороговыми энергиями каналов и их генеалогической связью с рассматриваемым состоянием. Они отличаются от свойств симметрии внутренней части ядра, определяемой полным числом протонов и нейтронов. Примером могут служить ядра ^{40}Ca и ^{48}Ca , поверхности которых, как ядер с замкнутыми оболочками, аналогичны, а внутренние части из-за различия чисел протонов и нейтронов отличаются.

Поверхностные свойства являются характеристикой конечных ядер. Они определяются общими свойствами многочастичной системы, такими, как энергия связи и коэффициенты отделения в соответствующие каналы распада, и могут быть рассмотрены аналитически в рамках модели, описывающей единым образом связанные и несвязанные состояния.

4. ВЫВОДЫ

Расчеты структуры ядра проводятся обычно диагонализацией оператора Гамильтона в пространстве связанных одночастичных состояний. Из-за этого теряются характерные свойства ядра, отличающие его от бесконечной ядерной материи. Такие характеристики, как времена жизни возбужденных состояний и поверхностные эффекты, рассчитываются в рамках приближений, применимость которых ограничена.

В данной работе, кроме связанных состояний, рассмотрены низколежащие распадные каналы, характеризующие конечность ядерной системы. Получено аналитическое выражение, описывающее поверхность ядра. Оно возникло в виде добавочного члена в волновой функции ядерного состояния, содержащего информацию как об открытых,

так и о закрытых каналах распада. Такое изменение ядерных волновых функций непрерывным спектром аналогично изменению состояний рассеяния из-за учета дискретного спектра системы в единой теории ядерных реакций, сформулированной Фешбахом [4].

Гамильтониан, описывающий ядерную структуру распадных состояний, неэрмитов. Неэрмитова часть гамильтониана носит существенно многочастичный характер и ее нельзя учесть изменением остаточного двухчастичного взаимодействия. Собственные значения этого гамильтониана определяют как энергии, так и времена жизни ядерных состояний. Полученный здесь эффективный гамильтониан приводит к некоторым нарушениям симметрии, таким, как нарушение зарядовой симметрии и симметрии взаимодействий NN^{-1} и ΔN^{-1} . Анализ показывает, что параметр g' , описывающий спин-изоспиновое взаимодействие NN^{-1} и ΔN^{-1} в конечных ядрах, в отличие от ядерной материи, должен быть разным. Правда, это различие может быть меньше, чем это было предсказано Мигдалом [49].

Другим следствием единого описания связанных и несвязанных состояний является отклонение формы линии резонансных состояний от брейт-вигнеровской и лоренцевой форм даже в отсутствие интерференционных эффектов с другими резонансными состояниями и с фоном. Как предельный случай резонансы могут проявляться в сечении в виде каспов.

Все результаты, обсуждавшиеся в данной работе, были получены численным расчетом в рамках модели оболочек с учетом непрерывного спектра (МОК) с использованием реалистических волновых функций для легких ядер. Рассматриваемая схема представляет собой естественное обобщение стандартной модели оболочек. Приближения, используемые в расчетах, заключались в обрезании функционального пространства, использовании упрощенного двухчастичного остаточного взаимодействия и ограничения лишь однонуклонными каналами распада. Полученные результаты сравнивались качественно с экспериментальными данными. В результате было указано на возможность объяснения таких эффектов, как эффекты замкнутой оболочки в зарядовом нарушении симметрии ядерных сил, а также некоторых поверхностных эффектов. Для количественных предсказаний в расчеты необходимо включить низколежащие α -распадные каналы и использовать более реалистичное двухчастичное взаимодействие. Схема включения α -каналов, требующая, однако, большого времени счета, обсуждалась в [16]. Более реалистичное двухчастичное остаточное взаимодействие должно зависеть от плотности при описании нуклон-нуклонного взаимодействия как вне, так и внутри ядра. Численные расчеты для конкретных ядер могут быть проведены лишь тогда, когда будет больше экспериментальных данных, которые указывали бы на разумное обрезание числа закрытых каналов.

Поверхностные эффекты, обсуждавшиеся в данной работе, могут играть важную роль в реакциях с тяжелыми ионами, где очень

существенно поверхностное взаимодействие ядер. Они также важны, например, в пион-ядерном взаимодействии, когда взаимодействие происходит в основном на поверхности ядра. Реакции выбивания представляют особый интерес с точки зрения получения информации о ядерной поверхности и эффектах, с ней связанных.

В заключение автор выражает благодарность за плодотворные обсуждения В. В. Балашову, Г. В. Барцу и Р. Вюншу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barz H. W., Rotter I., Höhn J.— Nucl. Phys., 1977, v. A275, p. 111.
2. Mahaux C., Weidenmüller H. A. Shell-model approach to nuclear reactions, North-Holland, Amsterdam, 1969.
3. Wang W. L., Shakin C. M.— Phys. Lett., 1970, v. 32B, p. 421.
4. Feshbach H.— Ann. of Phys., 1962, v. 19, p. 287.
5. Lemmer R. H., Shakin C. M.— Ibid., 1964, v. 27, p. 13.
6. Hüfner J., Lemmer R. H.— Phys. Rev., 1968, v. 175, p. 1394.
7. Mahaux C., Saruis A. M.— Nucl. Phys., 1971, v. A177, p. 103.
8. Robson D., Lane A. M.— Phys. Rev., 1967, v. 161, p. 982.
9. Robson D.— Ibid., 1965, v. 137, p. 1535.
10. Mekjian A., MacDonald W.— Nucl. Phys., 1968, v. A121, p. 385.
11. Harney H. L., Weidenmüller H. A., Richter A.— Phys. Rev., 1977, v. C16, p. 1774.
12. Воротников П. Е., Меликов Ю. В., Отставнов Ю. Д. и др.— ЯФ, 1973, т. 17, с. 901.
13. Andersen J. U., Nielsen K. O., Skak-Nielsen J. e. a.— Nucl. Phys., 1975, v. A241, p. 317.
14. Бугров Б. Н., Каманин В. В., Карамян С. А. и др.— ЯФ, 1977, т. 25, с. 713.
15. Kanter E. P., Kollwe D., Komaki K. e. a.— Nucl. Phys., 1978, v. A299, p. 230.
16. Rotter I.— Phys. Rev. C, 1983, v. 27, p. 2261.
17. Arima A., Yoshida S.— Nucl. Phys., 1971, v. A161, p. 492.
18. Marrs R. E., Adelberger E. G., Snover K. A.— Phys. Rev., 1977, v. C16, p. 61.
19. Rotter I.— J. Phys., 1979, v. G5, p. 75.
20. Wagner G. J., Knöpfle K. T., Mairle G. e. a.— Phys. Rev., 1977, v. C16, p. 1271.
21. Rotter I.— Ann. Physik (Leipzig), 1981, v. 38, p. 221.
22. Jeukenne J. R., Mahaux C.— Nucl. Phys., 1969, v. A136, p. 49.
23. Rotter I.— J. Phys., 1979, v. G5, p. 685.
24. Rotter I.— Lecture Notes in Phys., 1982, v. 156, p. 233.
25. Rotter I., Barz H. W., Höhn J.— Nucl. Phys., 1978, v. A297, p. 237.
26. Barz H. W., Rotter I.— Nukleonika, 1975, v. 20, p. 413; Rotter I., Barz H. W., Wunsch R., Höhn J.— ЭЧАЯ, 1975, т. 6, вып. 2, с. 435.
27. Malmberg P. R.— Phys. Rev., 1956, v. 101, p. 114; Brown L., Steiner E., Arnold L. G., Seyler R. G.— Nucl. Phys., 1973, v. A206, p. 353.
28. McVoy K. M.— Nucl. Phys., 1968, v. A115, p. 481, 495; Goebel C. J., McVoy K. W.— Ibid., p. 504.
29. Lovas I., Dénes E.— Phys. Rev., 1973, v. C7, p. 937.
30. Bertsch G., Zamick L., Mekjian A.— Lecture Notes in Phys., 1979, v. 119, p. 240.
31. Nolen J. A., Schiffer J. R.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1969, v. 19, p. 471.
32. Nir D.— Canad. J. Phys., 1974, v. 52, p. 2132.
33. Kämpfer B., Rotter I.— J. Phys., 1979, v. G5, p. 747.
34. Kurath D.— Phys. Rev., 1957, v. 106, p. 975.
35. Бояркина А. Н.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1964, т. 28, с. 337.

36. Rotter I.— J. Phys., 1980, v. G6, p. 185.
37. Nir D.— Nucl. Phys., 1972, v. A194, p. 103.
38. Ikossi P. G., Snover K. A., Osborn J. L., Adelberger E. G.— Nucl. Phys., 1979, v. A319, p. 109.
39. McDonald A. B., Adelberger E. G.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1692.
40. Icossi P. G., Thompson W. J., Clegg T. B. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1357.
41. Sato H.— Nucl. Phys., 1976, v. A269, p. 378; 1978, v. A304, p. 477.
42. Weise W.— Ibid., 1982, v. A374, p. 505c (Proceedings of the 9th ICONEPANS, Versailles/France, 1981).
43. Müther H.— In: Proc. XIX Intern. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, 1981, p. 638.
44. Oset E., Rho M.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 47; Towner I. S., Khanna F. C.— Ibid., p. 51.
45. Bohr A., Mottelson B.— Phys. Lett., 1981, v. 100B, p. 10.
46. Bilpuch E. G., Lane A. M., Mitchell G. E., Moses J. D.— Phys. Repts, 1976, v. 28C, p. 145.
47. Kleinwächter P., Rotter I.— Nucl. Phys., 1982, v. A391, p. 137.
48. Барц Х. В., Бирке И., Ереп Х. И. и др.— ЯФ, 1976, т. 24, с. 508.
49. Migdal A. B.— Rev. Mod. Phys., 1978, v. 50, p. 107.
50. Meyer-ter-Vehn J.— Phys. Repts, 1981, v. 74, p. 323; Dickhoff W. H., Faessler A., Meyer-ter-Vehn J., Müther H.— Phys. Rev., 1981, v. C23, p. 1154; Delorme J.— Nucl. Phys., 1982, v. A374, p. 541c (Proceedings of the 9th ICONEPANS, Versailles/France, 1981).
51. Johnson M. B., Bethe H. A.— Comments on Nuclear and Particle Physics, 1978, v. 8, p. 75.
52. Eisenstein R. A. High-Energy Physics and Nuclear Structure, 7th Intern. Conf., Zürich (Switzerland), 1977, Proceedings edited by M. P. Locher, p. 209.
53. Negele J. W., Zamick L., Varma G. K.— Comments on Nuclear and Particle Physics, 1979, v. 8, p. 135.
54. Ernst D. J.— Phys. Rev., 1979, v. C19, p. 896.
55. Samanta C., Chant N. S., Roos P. G. e. a.— Phys. Rev., 1982, v. C26, p. 1379.
56. Höhn J., Barz H. W., Rotter I. Zfk-350 (Rossendorf, 1978), p. 67.
57. Вюнш П., Коротких В. Л., Титаренко Н. Н.— ЯФ, 1979, т. 29, с. 318.
58. Ajzenberg-Selove F., Lauritsen T.— Nucl. Phys., 1974, v. A227, p. 1; Ajzenberg-Selove F.— Nucl. Phys., 1975, v. A248, p. 1; 1976, v. A268, p. 1; 1977, v. A281, p. 1; 1978, v. A300, p. 1; Endt P. M., Van der Leun C.— Ibid., 1973, v. A214, p. 1.