

УДК 539.171.4

РАСЧЕТЫ ПО МЕТОДУ СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ В РАМКАХ ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ С УЧЕТОМ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА

*И. Роттер, Х. В. Барц,
Р. Вюни*

Центральный институт ядерных
исследований АН ГДР, Россендорф

И. Хён

Технический университет, Дрезден

В работе даются основные формулы метода, являющегося обобщением традиционной оболочечной модели включением состояний с одним нуклоном в непрерывном спектре. С помощью данного метода можно объяснить не только поведение полного сечения, но и резонансные параметры. Связь пространства связанных состояний с пространством состояний рассеяния обсуждается на количественных примерах. Даются примеры численных расчетов (на базе обсуждаемого метода) для описания рассеяния нуклонов на легких ядрах и реакций поглощения γ -квантов и μ -мезонов легкими ядрами.

The method is a generalization of the usual shell model, including explicitly states with one particle in the continuum. It is shown that the method gives not only the cross section of the reaction, but also the resonance parameters. The coupling between the space of the bound states and the space of the scattering states is discussed. Calculations have been performed. Further, the utility of the method in describing the scattering of nucleons on light nuclei and the reactions with absorption of γ -quanta and μ -mesons by light nuclei is shown. Several numerical results are given.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время удалось получить хорошее описание свойств ядер на основе оболочечной модели; даже в таких случаях, когда кластерные структуры имеют какое-либо значение, оказалась пригодной модель независимых частиц. В настоящее время расчеты с большими конфигурационными пространствами проводятся на основе оболочечной модели. В традиционной оболочечной модели для легких ядер базисные волновые функции нуклонов определены в потенциальной яме бесконечной глубины. Не включенные в среднее поле нуклон-нуклонные корреляции учитываются в виде остаточного взаимодействия. Такое описание ядер позволяет получить структуру состояний ядер, но не позволяет

непосредственно определить процесс реакции или распада. Для описания таких процессов развивалась R -матричная теория. С помощью крайевых условий при некотором радиусе a учитывается связь волновых функций внутри ядра ($r < a$) с волновыми функциями вне ядра ($r > a$). Это позволяет определить приведенные ширины уровней выше порога развала. Используя результаты расчетов оболочечной модели, можно получить хорошие результаты во многих областях ядерной физики.

Перед выполнением расчетов для ядерных реакций на базе оболочечной модели в сочетании с R -матричной теорией необходимо предположить определенный механизм реакции. В случае резонансного механизма, реакция проходит через две независимые стадии: во-первых, образование промежуточного ядра, а во-вторых, распад его. Например, для реакций $A(\gamma, n)B$ вычисляются сначала вероятности возбуждения $A + \gamma \rightarrow A^*$, а потом вероятности распада $A^* \rightarrow B + n$. Вероятность нахождения определенного канала реакции при этом пропорциональна произведению обеих промежуточных вероятностей. При этом невозможно учитывать одновременно прямую часть реакции (без образования промежуточного ядра в состоянии A^*).

Прямой механизм реакции предполагается для описания квазиупругих реакций выбивания при средних энергиях бомбардирующих частиц, например, реакций $A(p, 2p)B$ при энергиях протонов несколько сот мегаэлектронвольт. В этом случае предполагается, что протон выбивается в реакции непосредственно вследствие квазиупругого рассеяния. Относительные вероятности для возбуждения различных уровней конечного ядра B в предположении такого механизма пропорциональны ширинам распада $A_{gs} \rightarrow B^* + p$. В отличие от реакции $A(\gamma, n)B$ в рамках оболочечной модели нет возможности учитывать и вклады резонансных процессов. Следовательно, несомненные недостатки расчетов на основе традиционной оболочечной модели состоят в том, что для описания взаимодействия дискретных состояний с непрерывным спектром необходимо вводить добавочные предположения. Из этого невозможно сделать вывод о явлениях интерференции, связанных с одновременным существованием разных механизмов реакции и о форме резонансов.

Большие успехи при описании ядерных реакций на базе оболочечной модели в сочетании с R -матричной теорией, с одной стороны, и несомненные внутренние недостатки модели, с другой, привели к развитию оболочечной модели с учетом непрерывного спектра. Преимущество этой модели состоит в том, что в ней можно описать структуру ядер с такой же точностью, как в расчетах обычной оболочечной модели [1]. Однако в отличие от R -матричной теории взаимодействие дискретных состояний с непрерывным спектром учитывается таким же образом, как взаимодействие

дискретных состояний друг с другом. Система из A нуклонов описывается оператором взаимодействия, который не зависит от того, находится ли один из нуклонов в непрерывном спектре или в связанном состоянии. При таком естественном расширении оболочечной модели, включающем состояния рассеяния, можно учитывать одинаковым образом и прямую, и резонансную части реакции и их интерференционные эффекты.

В данной статье обсуждаются обобщения традиционной оболочечной модели, причем в первую очередь типичные отличия от обычной оболочечной модели.

1. МЕТОД СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ В РАМКАХ ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ С НЕПРЕРЫВНЫМ СПЕКТРОМ

Основные уравнения. Исходным пунктом оболочечной модели с непрерывным спектром в данном здесь виде является приближение оболочечной модели для ядерных реакций, сформулированное Мао, Вейденмюллером [2], и проекционный формализм Фешбаха [3]. Эта модель — расширение традиционной оболочечной модели в том смысле, что дополнительно к базисным функциям Φ_i дискретных состояний вводятся функции рассеяния χ_E^c . В рамках обсуждаемой модели ограничиваются состояниями χ_E^c , в которых не больше чем один нуклон находится в непрерывном спектре, а $(A - 1)$ нуклонов — в связанных одночастичных состояниях. Волновая функция представляется в виде [2]

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

где $\{b_E^c(i); a_E^c(E'; c')\}$ — коэффициенты разложения по связанным и несвязанным функциям при учете конечного числа дискретных состояний Φ_i и каналов c ; ε_c — энергия порога для канала c .

С помощью проекционных операторов P и Q полную волновую функцию рассеяния можно представить в виде

$$\Psi_E^c = \Psi = P\Psi + Q\Psi. \quad (2)$$

Здесь оператор P проектирует на пространство состояний рассеяния с базисными функциями χ_E^c , а оператор Q — на пространство дискретных состояний с базисными функциями Φ_i . Q -пространство определяется дискретными состояниями независимо от их энергии (состояния, погруженные в непрерывный спектр, или

BSEC в терминологии Мао, Вейденмюллера [2]). Если использовать представление (2), уравнение Шредингера имеет вид

$$(H_{PP} - E) P\Psi = -H_{PQ}Q\Psi; \quad (3a)$$

$$(H_{QQ} - E) Q\Psi = -H_{QP}P\Psi, \quad (3б)$$

причем $H_{PP} \equiv PHP$ и т. д.

Определим ξ как решение уравнения (3a) без неоднородного члена, т. е. как решение в P -пространстве:

$$(H_{PP} - E) \xi = 0; \quad Q\xi = 0 \quad (4)$$

с граничным условием входящей волны во входном канале и расходящихся волн во всех других каналах. Тогда можно представить уравнение (3a) в виде

$$P\Psi = \xi - G_P^{(+)} H_{PQ} Q\Psi, \quad (5)$$

где

$$G_P^{(+)} = 1/(H_{PP} - E^{(+)}) \quad (6)$$

— функция Грина для движения частицы в P -пространстве. Для функции $Q\Psi$ получается из (3б) и (5) следующее выражение:

$$Q\Psi = - \frac{1}{H_{QQ} - E - H_{QP} G_P^{(+)} H_{PQ}} H_{QP} \xi. \quad (7)$$

Целесообразно разложить $Q\Psi$ по собственным функциям Φ_R оператора H_{QQ} :

$$Q\Psi = - \sum_R B_R \Phi_R. \quad (8)$$

Из (7) коэффициенты разложения

$$B_R = \sum_{R'} \left\langle \Phi_R \left| \frac{1}{H_{QQ} - E - H_{QP} G_P^{(+)} H_{PQ}} \right| \Phi_{R'} \right\rangle \langle \Phi_{R'} | H_{QP} | \xi \rangle. \quad (9)$$

Полное решение проблемы получается с помощью уравнений (5) и (8):

$$\Psi = \xi + \sum_R (w_R - \Phi_R) B_R, \quad (10)$$

где

$$w_R = G_P^{(+)} H_{PQ} \Phi_R \quad (11)$$

— функция, описывающая связь одного состояния из Q -пространства с непрерывными состояниями рассеяния из P -пространства. Функция w_R содержит только расходящиеся волны и описывает распад состояния Φ_R . Из уравнения (11) имеем:

$$(H_{PP} - E) w_R = H_{PQ} \Phi_R. \quad (12)$$

Уравнения (4) и (12) имеют общий вид

$$(H_{PP} - E)u = PI; \quad Qu = 0, \quad (13)$$

где

$$u = w_R; \quad I = H_{PQ}\Phi_R = H\Phi_R \quad (14)$$

или

$$u = \xi, \quad I = 0. \quad (15)$$

Следовательно, задача состоит в решении уравнения (13) для двух случаев (14), (15) и в инверсии входящей в уравнение (9) матрицы

$$M_{RR'} = \langle \Phi_R | H_{QQ} - E | \Phi_{R'} \rangle - \langle \Phi_R | H_{QP} | w_{R'} \rangle, \quad (16)$$

собственные значения которой комплексные; $E_R - i\Gamma_R/2 - E$. Функции Φ_R — собственные функции оператора H_{QQ} и получаются при обычной диагонализации на базе оболочечной модели с использованием потенциальной ямы конечной глубины типа Вудса — Саксона.

Ниже описывается метод решения уравнения (13) и кроме процессов рассеяния нуклонов включает также процессы поглощения типа A (γ , n) или захвата типа A (μ , n), кроме того будет проведено сравнение данного метода с методом Бака и Хилла [4].

Канальное представление. Для решения уравнения (13) методом связанных каналов многочастичные волновые функции u разлагаются по канальным волновым функциям u_c , зависящим от радиальной координаты только одного нуклона:

$$u = \mathcal{A}_A \sum_c \Omega_c u_c(r). \quad (17)$$

Здесь \mathcal{A}_A — оператор антисимметризации последнего нуклона по отношению к $(A - 1)$ нуклонам ядра-мишени. Функции Ω_c зависят от всех координат $(A - 1)$ нуклонов, а также от угловой, спиновой и изоспиновой координат последнего нуклона:

$$\Omega_c = \frac{i^l}{r} \Phi_T(1, \dots, A - 1) Y_{lj}(\Omega_A, \sigma_A) \chi_\tau(\tau_A) (\mathbf{J}_T \mathbf{j} | \mathbf{J}). \quad (18)$$

Здесь $\Phi_T(1, \dots, A - 1)$ — волновая функция ядра-мишени, которая зависит от координат $(A - 1)$ нуклонов; $(\mathbf{J}_T \mathbf{j} | \mathbf{J})$ — коэффициент Клебша — Гордана; Y_{lj} и χ_τ зависят от координат орбитального момента, спина и изоспина последнего нуклона.

Для определения канальных волновых функций u_c из уравнения (13), записанного в виде

$$(H - E)u = PI + H_{QP}u = I + Q(Hu - I), \quad (19)$$

получаем систему уравнений

$$\sum_{c'} (H_{cc'} - E\delta_{cc'}) u_{c'}(r) = I_c + Q_{cc'} \left(\sum_{c''} H_{cc''} u_{c''}(r) - I_c \right), \quad (20)$$

причем

$$Q_{cc'} = \delta_{cc'} \sum_q \delta_{l_c j_c, l_{qj_q}} \varphi_q(r) \int dr' \varphi_q(r') \quad (21)$$

является Q -оператором в канальном представлении, который находится при использовании условия полноты для одночастичных функций с отрицательной и положительной энергией. Функции φ_q — радиальные функции связанных одночастичных состояний в потенциале оболочечной модели конечной глубины (в потенциале Вудса — Саксона). Они нормированы, $\int dr \varphi_q^2(r) = 1$.

Уравнение (20) является уравнением для определения одночастичных функций $u_c(r)$. Правая сторона содержит из-за наличия Q -оператора интегральные члены, так что уравнение (20) относится к типу интегро-дифференциальных уравнений. Система уравнений (20) решается следующим образом. Сначала ищется решение уравнения без члена, содержащего Q -оператор. Результирующая функция \bar{u} имеет правильные краевые условия. Затем определяются решения неоднородных уравнений

$$\sum_{c'} (H_{cc'} - E\delta_{cc'}) u_{c'}^{(\mu)}(r) = \delta_{c\mu} \delta_{l_c j_c, l_{qj_q}} \varphi_q(r) \quad (22)$$

с расходящимися волнами. Число уравнений и число функций $u^{(\mu)}$ равно числу членов Q -оператора \bar{u} (21). Окончательное решение u получается сложением функций \bar{u} и $u^{(\mu)}$ с подходящими весами, чтобы гарантировать ортогональность функций u и функций Q -пространства в соответствии с уравнением (13). Численное решение получается с помощью метода Нумерова [5].

В наших расчетах взаимодействие в гамильтониане

$$H = \sum_i \{\epsilon_i : a_i^\dagger a_i : + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} V_{ijkl} : a_i^\dagger a_j^\dagger a_k a_l : \quad (23)$$

представляется в δ -образном виде

$$V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = V_0 (a + bP_{12}^\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2). \quad (24)$$

Здесь V_0 , a и b — параметры; P_{12}^σ — оператор обмена спина. Взаимодействие в виде (24) приводит к локальным потенциалам в уравнении (20).

Метод источника. Ядерные реакции, в которых ядро переходит в возбужденное состояние, расположенное выше энергии порога развала при дополнительном к оператору (23) взаимодействии,

можно также описать в рамках оболочечной модели с непрерывным спектром, если справедлива трактовка добавочного взаимодействия в борновском приближении. Гамильтониан возмущенной системы имеет вид

$$H_s = H + H_{\text{int}}, \quad (25)$$

где H_{int} — оператор добавочного взаимодействия. Оператор H_{int} может описать процесс поглощения (например, γ -квантов) или процесс захвата (например, мюонов), а также ядерные (d , p)-или (p , p')-реакции, если энергия налетающей частицы велика по сравнению с энергией связи нуклонов в ядре, и ядерные реакции, вызванные другими частицами (например, электронами).

Уравнение Шредингера для возмущенной системы имеет вид

$$(H - E) \tilde{\Psi} = -H_{\text{int}} \tilde{\Psi}. \quad (26)$$

Для $\tilde{\Psi}$ имеется уравнение

$$\tilde{\Psi} = \varphi - H_{\text{int}} \tilde{\Psi} / (H - E), \quad (27)$$

где φ — решение уравнения без взаимодействия;

$$(H - E) \varphi = 0. \quad (28)$$

В борновском приближении из (27) получаем

$$\tilde{\Psi} = \varphi - \frac{1}{H - E} H_{\text{int}} \varphi. \quad (29)$$

Второй член в выражении (29)

$$\Psi = -H_{\text{int}} \varphi / (H - E) \quad (30)$$

является источником взаимодействия с ядром. Вводя функцию

$$F = -H_{\text{int}} \varphi, \quad (31)$$

из (30) получаем

$$(H - E) \Psi = F, \quad (32)$$

где φ включает в себя волновую функцию ядра-мишени. Функция Ψ имеет только расходящиеся волны, поскольку реакция вызывается не входящими нуклонными волнами, а описанным в H_{int} механизмом.

С помощью проекционных операторов P и Q можно выделить состояния Q -пространства так же, как это было сделано выше. Из (32) следует, что

$$(H_{PP} - E) P\Psi = -H_{PQ} Q\Psi + PF; \quad (33)$$

$$(H_{QQ} - E) Q\Psi = -H_{QP} P\Psi + QF. \quad (34)$$

По аналогии с уравнениями (4) определим ξ_F как решение в P -пространстве:

$$(H_{PP} - E) \xi_F = PF; \quad Q\xi_F = 0 \quad (35)$$

или

$$\xi_F = G_P^{(+)} F. \quad (36)$$

Тогда из уравнений (33) и (34) получим

$$P\Psi = G_P^{(+)} F - G_P^{(+)} H_{PQ} Q\Psi; \quad (37)$$

$$Q\Psi = - \frac{1}{H_{QQ} - E - H_{QP} G_P^{(+)} H_{PQ}} (H_{QP} G_P^{(+)} - Q) F. \quad (38)$$

Для полной функции $\Psi = P\Psi + Q\Psi$ имеем

$$\Psi = G_P^{(+)} F + (G_P^{(+)} H_{PQ} - Q) \frac{1}{H_{QQ} - E - H_{QP} G_P^{(+)} H_{PQ}} (H_{QP} G_P^{(+)} - Q) F \quad (39)$$

или по аналогии с уравнением (10)

$$\Psi = \xi_F + \sum_R (w_R - \Phi_R) B_R^{(F)}, \quad (40)$$

если использовать уравнения (9), (11), (16), (36) и

$$\begin{aligned} B_R^{(F)} &= \sum_{R'} \frac{1}{M_{RR'}} \langle \Psi_{R'} | H_{QP} \xi_F - F \rangle = \\ &= \sum_{R'} \frac{1}{M_{RR'}} \langle \Phi_{R'} | H_{QP} G_P^{(+)} - 1 | F \rangle. \end{aligned} \quad (41)$$

В отличие от уравнения (10) в уравнении (40) Ψ не содержит входящих волн, вызывающих реакции. Неоднородный член F , являющийся источником, связан с помощью H_{int} как с P -, так и с Q -пространством. Следовательно, величина $B_R^{(F)}$ состоит из двух членов: первый включает в себя связь резонансных состояний с непрерывным спектром через ядерное взаимодействие H_{QP} (канально-резонансное рассеяние в γ -поглощении), как при рассеянии нуклонов. Связь непрерывного спектра с источником описывается ξ_F . Второй член в $B_R^{(F)}$ описывает непосредственную связь резонансных состояний с источником. Такой член отсутствует при рассеянии нуклонов, т. е. в выражении (9).

Чтобы выполнить численные расчеты, необходимо сначала определить величину F из уравнения (31), а потом решить уравнение (13), где u определена с помощью (14) и соотношениями

$$u = \xi_F; \quad I = F \quad (42)$$

вместо отношения (15) в соответствии с уравнением (35). Таким образом, метод решения в случае с источником такой же, как в случае, описанном выше.

Сравнение с методом Бака и Хилла [4]. Математическая формулировка оболочечной модели с непрерывным спектром, которая описана в этой статье, является эквивалентной методу Бака и Хилла [4]. Различия состоят в том, что в методе Бака и Хилла решается система связанных уравнений (20) при таком определении пространств $P\Psi$ и $Q\Psi$ и что можно пренебречь интегральным членом, содержащим Q_{cc} . Это возможно тогда, когда граница между пространствами $P\Psi$ и $Q\Psi$ — граница Ферми. Это означает, что Q -пространство содержит все замкнутые оболочки, а P -пространство — как все незамкнутые оболочки, так и состояния рассеяния. Например, для ^{16}O разделение оболочек на подпространства делается Баком и Хиллом следующим образом: оболочки $1s_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$ относятся к Q -пространству, а оболочки $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ вместе с состояниями рассеяния — к P -пространству. Чтобы провести такое распределение, необходимо представить дискретные состояния из P -пространства в канальном виде

$$\Phi_i = \mathcal{A}_A \{w_c(r) \Omega_c\} \quad (43)$$

по аналогии с состояниями рассеяния

$$\chi_E^c = \mathcal{A}_A \{u_c(r) \Omega_c\}. \quad (44)$$

Здесь w_c и u_c — радиальные волновые функции с отрицательной или положительной энергиями. Все другие обозначения такие же, как в уравнении (17). Представление функций Φ_i в виде (43) без суммирования по канальным функциям требует следующих дополнительных предположений о структуре ядер:

- 1) основное и низколежащие возбужденные состояния ядрамишени можно представить как дырочные состояния;
- 2) состояния промежуточного ядра являются чистыми одночастично-однодырочными состояниями.

Если структура ядер сложнее, тогда и представление дискретных функций Φ_i по канальным функциям сложнее, чем уравнение (43). Следовательно, в методе Бака и Хилла решается система уравнений (20) с $Q_{cc} = 0$ только для случая (15) и не используется проекционный формализм, который дает основу для анализа резонансной структуры.

При использовании определения пространств $P\Psi$ и $Q\Psi$ по Баку и Хиллу пренебрежение интегральным членом в уравнении (20) приводит лишь к малым погрешностям, если описываются (γ , n)-или (γ , p)-реакции на дважды магическом ядре. В случае ^{16}O пренебрежение интегральным членом означает, что в расчете не учитывается $1s$ -оболочка, т. е. пренебрегают антисимметрией s -

волн непрерывного спектра с $1s$ -состояниями. Поскольку $1s$ -оболочка отдалена на 20 Мэв от $1p$ -оболочки, то погрешности, возникающие при этом, малы (рис. 1).

Представление волновых функций Φ_i дискретных состояний в канальном виде и пренебрежение интегральным членом, содержащим $Q_{cc'}$, влияние которого зависит от конкретного рассматриваемого ядра, приводят к тому, что использование метода Бака и Хилла для описания физических проблем ограничено.

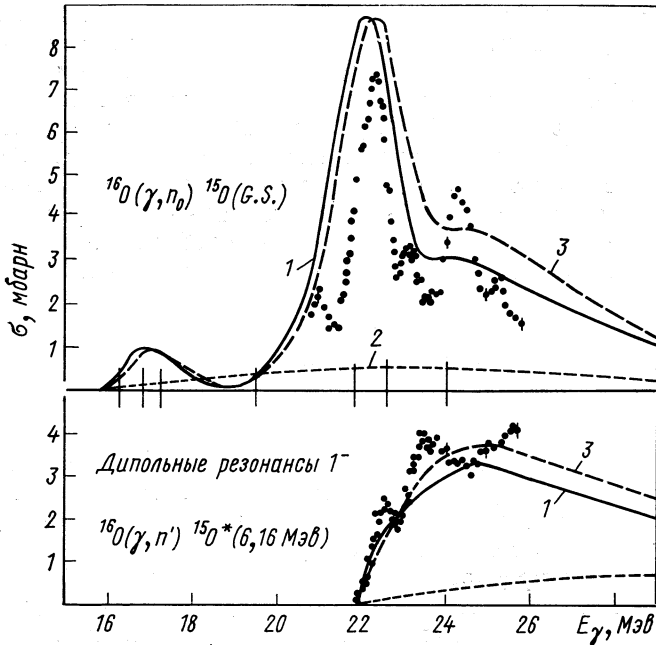


Рис. 1. Сечение реакции γ -поглощения на ^{16}O :

1 — сечение, рассчитанное на базе данной модели; 2 — прямая часть реакции (без $d_{3/2}$ -одночастичного резонанса); 3 — результаты расчета по методу Бака и Хилла [4]. Параметры расчета взяты из этой же работы. Положения резонансов показаны штрихами. Для сравнения даны экспериментальные точки из работы [7]

В приведенной выше формулировке оболочечной модели с непрерывным спектром нет ограничений на структуру связанных состояний. Поскольку здесь Q -пространство содержит все дискретные состояния, а P -пространство только состояния рассеяния, можно учитывать в Q -пространстве состояния со сложными конфигурациями, которые получаются из расчета на базе традиционной оболочечной модели. Однако пренебречь интегральным членом в уравнении (20) нельзя. Он заключает в себе информацию о свя-

занных одночастичных состояниях и приводит к тому, что сечение, рассчитанное для случая (15) (решение в P -пространстве), имеет бесструктурное поведение. Резонансное поведение сечения получается после применения проекционного формализма, который дает также и структуру резонансов (см. ниже).

2. ТРАКТОВКА ОДНОЧАСТИЧНЫХ РЕЗОНАНСОВ

Определение $P\Psi$ - и $Q\Psi$ -подпространств. Выше полное пространство функций Ψ разделялось на $P\Psi$ - и $Q\Psi$ - подпространства таким образом, что $P\Psi$ содержало состояния непрерывного спектра,

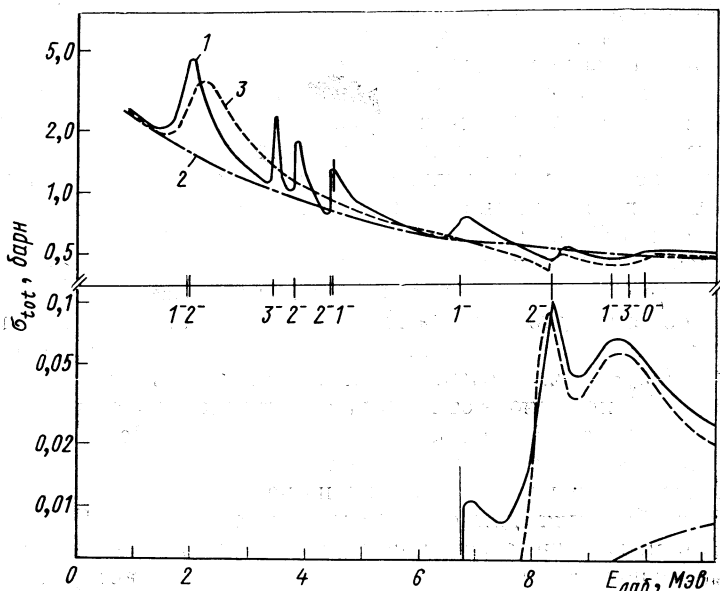


Рис. 2. Функция возбуждения упругого и неупругого [рассеяний $^{15}N + n$:

1 — полное сечение; 2 — прямая часть реакции с включением одночастичного $d_{3/2}$ -резонанса в Q -пространство; 3 — прямая часть с включением одночастичного $d_{3/2}$ -резонанса в P -пространство. Параметры расчета даны в работе [1]. Штрих показывает положения резонансов

а $Q\Psi$ — все дискретные состояния, Одночастичные резонансы, которые соответствуют квазистационарным состояниям выше порога развала, можно включить или в $P\Psi$ -, или в $Q\Psi$ -пространство.

С точки зрения расчета полного сечения реакции наиболее просто включить одночастичные резонансы в P -пространство. Сечение, рассчитанное с решением ξ в P -пространстве, показывает в этом случае резонансное поведение, происходящее от одночастич-

ных резонансов. Результаты расчета для реакции $^{15}\text{N} + n$ показаны на рис. 2. Как показывают расчеты (см. рис. 2), $d_{3/2}$ -одночастичный резонанс смешивается с другими резонансами. Поэтому нельзя определить волновую функцию резонансов, если одночастичные резонансы не включены в Q -пространство. Пространство функций в традиционной оболочечной модели отличается от Q -пространства в случае ядра ^{16}O состоянием $1d_{3/2}$, которое включено в обычный расчет вместо $d_{3/2}$ -одночастичного резонанса. Хорошо известно из многочисленных расчетов, что $1d_{3/2}$ -состояние смешивается с другими одночастичными состояниями, что качественно соответствует результатам, которые показаны на рис. 2.

Чтобы определить структуру резонансов, оказывается целесообразным включить одночастичные резонансы до некоторого конечного обрезающего радиуса R_{cut} в Q -пространство. Тогда Q -пространство оболочечной модели с непрерывным спектром является таким же, как пространство функций в рамках традиционной оболочечной модели. В такой формулировке различие оболочечных моделей с непрерывным спектром и без него состоит в том, что только в оболочечной модели с непрерывным спектром учитывается связь Q -пространства с P -пространством непосредственно.

Сечение, полученное с решением ξ в P -пространстве в случае, если одночастичный резонанс включен в Q -пространство до некоторого обрезающего радиуса R_{cut} , соответствует кривой 2 рис. 2. Ожидается, что сечение в этом случае имеет бесструктурное поведение. Разумеется, сечение, рассчитанное с полной волновой функцией Ψ , не зависит от того, находится ли одночастичный резонанс в P -пространстве или в Q -пространстве. Метод обрезания для одночастичных резонансов, а также определение параметров резонанса будут рассматриваться ниже.

Метод обрезания для одночастичных резонансов. Чтобы трактовать одночастичные резонансы как связанные состояния, дискретные одночастичные волновые функции φ^q , которые можно нормировать, определяются по методу Ванга и Шекина [6]:

$$\varphi^q(r) = \varphi_{E,c}(r) \Theta(R_{\text{cut}} - r). \quad (45)$$

Здесь $\varphi_{E,c}(r)$ описывает рассеяние нуклона с энергией E в канале c . Обрезающая функция $\Theta(R_{\text{cut}} - r)$ имеет вид

$$\Theta(R_{\text{cut}} - r) = \begin{cases} 1 & \text{для } r < R_{\text{cut}}, \\ 0 & \text{для } r > R_{\text{cut}}. \end{cases} \quad (46)$$

Введение функции φ^q требует модификации волновых функций непрерывного спектра. Модифицированные волновые функции φ^p

непрерывного спектра, ортогональные к φ^q , удовлетворяют таким же соотношениям ортогональности, как $\varphi_{E,c}$:

$$\langle \varphi^q | \varphi_{E,c}^p \rangle = 0; \quad (47)$$

$$\langle \varphi_{E,c}^p | \varphi_{E',c'}^p \rangle = \langle \varphi_{E,c} | \varphi_{E',c'} \rangle = \delta_{cc'} \delta(E - E'). \quad (48)$$

Волновые функции $\varphi_{E,c}^p$ удовлетворяют уравнению Шредингера следующего вида:

$$(E - pHp) \varphi_{E,c}^p = 0, \quad (49)$$

где

$$pHp = (1 - |\varphi_q\rangle \langle \varphi_q|) H (1 - |\varphi_q\rangle \langle \varphi_q|). \quad (50)$$

Используя уравнение (50), можно определить Q -пространство как пространство, содержащее связанные одночастичные состояния оболочечной модели и состояния φ^q . Можно назвать все состояния ядра, образованные из них, квазисвязанными состояниями, погруженными в непрерывный спектр (QBSEC) [1]. P -пространство определяется как $P = 1 - Q$.

Функция $\varphi_{E,c}(r)$ — решение уравнения Шредингера вблизи резонансной энергии $E = E_R$. Скачок функции $\varphi^q(r)$ при R_{cut} приводит к добавочным членам в уравнении Шредингера:

$$(H_0 - E) \varphi^q = X \varphi_{E_R,c}, \quad (51a)$$

где

$$X = \frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{d}{dr} (\delta(r - R_{cut}) \varphi_{E_R,c}) + \delta(r - R_{cut}) \frac{d}{dr} \varphi_{E_R,c} \right]. \quad (51b)$$

Диагонализируя матрицу M [см. уравнение (16)], получаем добавочные детерминанты типа Вронского, которые следуют из соотношения

$$\langle \Phi | X | \Psi \rangle = \frac{\hbar^2}{2m} (\Phi \Psi' - \Phi' \Psi). \quad (52)$$

Изменение R_{cut} меняет соотношение прямой и резонансной части реакции. Поэтому рассчитанные положения и ширины резонансов имеют слабую зависимость от R_{cut} . Отклонения численных результатов для $^{16}\text{O}(\gamma, n)$ -реакции в районе гигантского резонанса при использовании разных значений для R_{cut} даны в табл. 1. Рассчитанное сечение не зависит от R_{cut} (см. выше).

Волновая функция, энергия и ширина резонанса. Свойства резонансов определяются главным образом поведением волновой функции резонансного состояния внутри ядра и являются почти не зависимыми от свойств разных каналов во внешней области. Подробно это обстоятельство было обсуждено в работе Мао, Саруиса [8] и служит основой описания резонансов в рамках обычной оболочечной модели. В этом приближении все учтенные

Таблица 1

Влияние радиуса обрезания R_{cut} на положение и ширину в реакции γ -поглощения на ^{16}O в резонансной области

$R_{\text{cut}} = 5$ ферми		$R_{\text{cut}} = 7,5$ ферми		$R_{\text{cut}} = 10$ ферми		$R_{\text{cut}} = 12,5$ ферми	
$E_R, \text{ Мэв}$	$\Gamma_R, \text{ Мэв}$	$E_R, \text{ Мэв}$	$\Gamma_R, \text{ Мэв}$	$E_R, \text{ Мэв}$	$\Gamma_R, \text{ Мэв}$	$E_R, \text{ Мэв}$	$\Gamma_R, \text{ Мэв}$
19,55	1,04	19,55	1,04	19,55	1,04	19,55	1,04
21,88	2,26	21,89	2,18	21,87	2,14	21,85	2,16
22,80	1,72	22,62	1,50	22,55	1,58	22,55	1,48

одночастичные волновые функции являются связанными. Волновые функции и энергии резонансов определяются собственными функциями и собственными значениями гамильтониана системы A нуклонов. Собственные значения вещественны. Взаимодействие резонансных состояний с непрерывным спектром вводится с помощью R -матричной теории. Ширины состояний выше порога развала содержат интегралы перекрытия

$$\langle \Psi_A | \Psi_{A-1}, \Psi_1 \rangle, \quad (53)$$

где Ψ_A — волновая функция ядра, состоящего из A нуклонов.

Естественное обобщение оболочечной модели на случай учета непрерывного спектра состоит в следующем: включаются одночастичные резонансы с помощью метода обрезания в пространство связанных состояний. Новое Q -пространство и пространство функций традиционной оболочечной модели одинаковы. Поскольку одночастичные резонансы относятся к Q -пространству, можно пренебречь вкладом канальных волновых функций во внутренней области. Можно определить резонансную часть волновой функции оболочечной модели с непрерывным спектром независимо от каналов из уравнения (10). Чтобы диагонализировать входящую сюда матрицу (16), проводится процедура ортогонализации. Новые функции $\tilde{\Phi}_R = \sum_{R'} Q_{RR'} \Phi_{R'}$ являются собственными функциями гамильтониана

$$H_{QQ} - H_{QP} G_P^{(+)} H_{PQ}. \quad (54)$$

Трансформируются также определенные в уравнении (11) функции $\tilde{w}_R = G_P^{(+)} H_{PQ} \tilde{\Phi}_R$. Тогда для волновой функции Ψ получается соотношение

$$\Psi = \xi + \sum_R (\tilde{w}_R - \tilde{\Phi}_R) \frac{1}{E_R - i\Gamma_R/2 - E} \langle \tilde{\Phi}_R^* | H_{QP} | \xi \rangle \quad (55)$$

с учетом уравнения (10). Здесь ξ описывает ту часть реакции, которая не идет через промежуточные состояния. Она соответствует прямой части реакции и не приводит к узким резонансам в сечении. Сумма по R содержит все процессы через дискретные промежуточные состояния. Волновые функции $(\tilde{\Phi}_R - \tilde{w}_R)$ описывают дискретные резонансные состояния, включая их распад в P -пространство. Амплитуда, являющаяся мерой вероятности нахождения, максимальна при $E = E_R$, так что можно интерпретировать $\tilde{\Phi}_R = \sum a_{RR'} \Phi_{R'}$ как волновую функцию резонансного состояния. Матричный элемент $\langle \tilde{\Phi}_R^* | H_{QP} | \xi \rangle$ дает вероятность образования резонансного состояния Φ_R из входного канала.

Собственные значения $E_R - i\Gamma_R/2$ оператора (54) являются комплексными. При этом E_R дает положение, а Γ_R — ширину резонанса. В отличие от традиционной оболочечной модели резонансы автоматически имеют конечное время жизни. Их ширины получаются при диагонализации гамильтониана (54) из матричных элементов

$$\langle \Psi_A | H_{QP} | \Psi_{A-1}, \Psi_1 \rangle. \quad (56)$$

Следовательно, вместо интегралов перекрытия (53) здесь учитывается взаимодействие резонансных состояний с непрерывным спектром прямым образом.

Разные определения ширины в рамках традиционной оболочечной модели и оболочечной модели с учетом непрерывного спектра приводят в некоторых случаях к разным результатам. Различия явнее всего в таких случаях, в которых исчезают интегралы перекрытия (53), но матричные элементы (56) отличны от нуля. В качестве примера рассматриваются здесь переходы между уровнями положительной четности со структурой $2p - 2h$ в ядре ^{16}N и уровнями $1h$ конфигурации ядра ^{15}N . Они равны нулю в рамках традиционной оболочечной модели, но не исчезают при учете непрерывного спектра. Численные результаты для некоторых резонансных состояний приведены в табл. 2. В традиционной оболочечной модели состояния со сложной структурой связаны с входным каналом однодырочной структуры только через состояния со структурой $1p - 1h$:

$$1h \Rightarrow 1p - 1h. \quad (57)$$

Таблица 2

Сдвиги $(E_R - E_{\text{exp}}^{(\text{sh})})$ положений и ширины Γ_R резонансных состояний положительной четности со структурой $2p - 2h$ ядра ^{16}N с учетом состояний ядра ^{15}N с дырочной структурой

J	$E_{\text{exp}}^{(\text{sh})}$ Мэв	$(E_R - E_{\text{exp}}^{(\text{sh})})$ кэв	Γ_R кэв
0+	1,030	-45	19
1+	0,868	-92	39
1+	1,823	-13	13
2+	2,589	-7	8
3+	1,474	-100	0,2

В случае учета непрерывного спектра связь сложнее: состояния как со структурой $1p - 1h$, так и со структурой $2p - 2h$ непосредственно связаны с входным каналом:

$$\begin{aligned} 1h &\Rightarrow 1p - 1h; \\ &\Downarrow 2p - 2h. \end{aligned} \quad (58)$$

Если возможность связи (58) укорочена правилами отбора по четности или по изоспину, тогда она может совпадать с простой связью (57). Это происходит, например, в случае (γ, n) -реакции.

В расчетах на базе традиционной оболочечной модели два низколежащих состояния $1/2^-$ и $3/2^-$ обычно не описываются дырочными состояниями. Ширины, вычисленные для состояний типа $2p - 2h$, не равны нулю, если для состояний ^{15}N учитывается только смешивание конфигураций.

3. ОПИСАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В РАМКАХ ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ С НЕПРЕРЫВНЫМ СПЕКТРОМ

Оболочечная модель с непрерывным спектром как обобщение традиционной оболочечной модели. Описанная оболочечная модель с учетом непрерывного спектра — естественное обобщение обычной оболочечной модели. При проведении численных расчетов сначала выполняются расчеты обычного типа в оболочечной модели с потенциалом конечной глубины, чтобы определить волновые функции Φ_T ядра-мишени и функции Φ_R промежуточного ядра. Волновые функции Φ_T входят в Ω_c [уравнение (18)], а функции Φ_R являются базисными функциями разложения $Q\Psi$ в соответствии с уравнением (8). Расширение по сравнению с традиционной оболочечной моделью состоит в том, что вслед за расчетами обычного типа прямо учитывается взаимодействие Q -пространства с P -пространством с помощью метода связанных каналов. Использование результатов расчета, выполненного в обычной оболочечной модели, приводит к тому, что, с одной стороны, волновые функции автоматически являются антисимметричными по всем A нуклонам и что, с другой стороны, можно исключить ложные решения в дискретных состояниях обычными методами. Недостаток такой формулировки оболочечной модели с непрерывным спектром заключается в том, что можно описать только реакции с одним нуклоном в непрерывном спектре в соответствии с исходным уравнением (1).

Ниже обсуждаются различия между оболочечными моделями с непрерывным спектром и без учета его, а также обсуждается влияние учета взаимодействия состояний в непрерывном спектре на численные результаты.

Абсолютная величина сечения реакции. Хорошо известно, что расчеты в обычной оболочечной модели дают слишком большие значения сечения для дипольных резонансов и для процессов μ -захвата легкими ядрами. Разные приближения оболочечной модели с учетом непрерывного спектра [4, 10—13] дают такую же тенденцию. Поэтому в расчет вводится комплексный потенциал, чтобы уменьшить значение сечения реакции.

Различие между результатами, полученными на основе обеих моделей для легких ядер, возникает из разных предположений:

1) о среднем потенциале (в обычных расчетах получают волновые функции Φ_T и Φ_R в потенциале гармонического осциллятора, а при учете непрерывного спектра — в потенциале Будса — Саксона);

2) о величине пространства дискретных состояний, которое было в проведенных до сих пор расчетах с учетом непрерывного спектра меньше, чем в обычных расчетах;

3) о механизме реакции.

Выбор разных средних потенциалов и разных пространств функций в расчетах на основе обеих моделей влияет на абсолютное значение сечения, однако он не является однозначным. Главное различие между расчетами в оболочечной модели с учетом непрерывного спектра и без учета связано с тем, что в обычных расчетах необходимо некоторое предположение о механизме реакции. При описании γ -поглощения и μ -захвата учитывается только резонансная часть реакции. Как видно из рис. 1 и 3, неучтенная прямая часть дает в обоих случаях только малый вклад в реакцию. Поэтому нельзя ожидать, что результаты расчета по модели с непрерывным спектром будут сильно отличаться от результатов обычного расчета без учета прямой части, если только параметры оболочечной модели не отличаются друг от друга.

Одной из причин завышения теоретического сечения может быть то, что при вычислении волновых функций начального и конечного ядер, различающихся на один нуклон, не учитывается зависимость среднего потенциала от массового числа. Если параметры оболочечной модели разные в начальном и конечных ядрах, то перекрытие волновых функций начального и конечного ядер и, следовательно, абсолютное значение сечения (γ, n)-реакции меньше, чем при равных параметрах. Вполне возможно, что комплексный потенциал частично связан с эффектом разности структур начального и конечного ядер, которая выражается разными значениями параметров в случае оболочечной модели. Нами проводятся численные расчеты по этой проблеме.

Резонансные параметры. Волновая функция, энергия и ширина резонансов получаются в рамках оболочечной модели с непрерывным спектром путем диагонализации гамильтониана (54).

Число и положение резонансов, а также их ширины определены в рамках модели точно. Это имеет значение особенно в случае узких резонансов и резонансов, сильно отклоняющихся от брейт-вигнеровского вида. Число резонансов соответствует числу состоя-

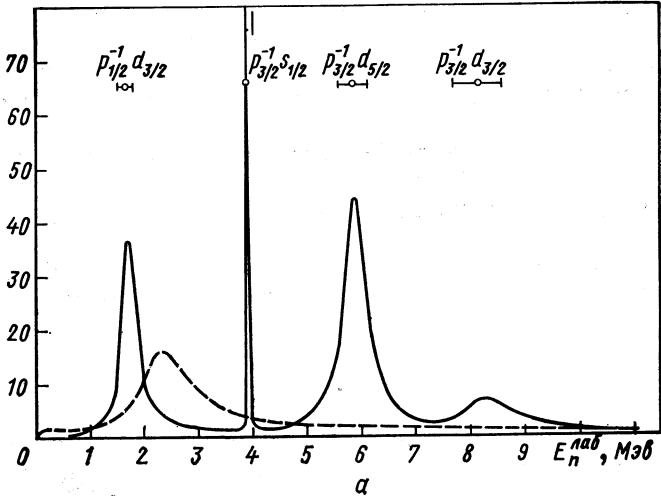
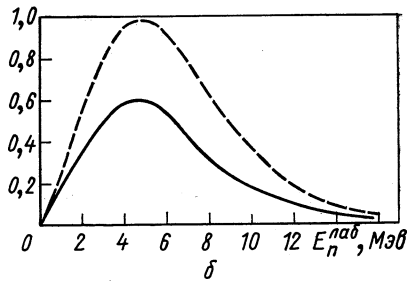


Рис. 3. Спектр нейтронов в реакциях $^{16}\text{O} (\mu^-, \nu n_0) ^{15}\text{N}_{g. s.}$ (сплошные кривые) и $^{16}\text{O} (\mu^-, \nu n_2) ^{15}\text{N}_{3/2-}$ (пунктирные кривые.) В промежуточном ядре ^{16}N возбуждаются резонансные состояния 1- переходами первого порядка запрета. Расчет проводился без мнимой части потенциала:
 а — резонансная и прямая части реакции; б — прямая часть реакции (без $d_{3/2}$ -одночастичного резонанса)



ний, получающихся из обычного расчета в оболочечной модели для промежуточного ядра. Учет непрерывного спектра приводит к сдвигу положения, а также к некоторому изменению волновой функции резонансов по сравнению с исходными величинами, взятыми из обычного расчета. Эти эффекты подробно будут обсуждаться ниже.

Зависимость рассчитанных ширин резонансов от энергии E налетающей частицы является слабой в области самих резонансов. Несколько численных примеров даны на рис. 4 и 5. Ширины состояний O^+ со структурой $2p - 2h$ ядра ^{16}N с учетом уровней $1/2^-$ и $3/2^-$ ядра ^{15}N с дырочной структурой практически не зависят от энергии в рассматриваемой области (≈ 15 Мэв, рис. 4). Зависимость ширин состояний 1^- со структурой $1p - 1h$ такого же ядра с учетом состояний $1/2^-$ и $3/2^-$ ядра ^{15}N от энергии оказывается сильнее также в области самих резонансов из-за близкого их расположения от одночастичных резонансов (см. рис. 5).

Результаты расчета в оболочечной модели с непрерывным спектром отличаются поэтому некоторой энергетической зависимостью ширин и положений резонансов от результатов обычного расчета с использованием R -матричной теории. В обычных расчетах вычисляются ширины резонансов при одной энергии, а форма резонанса предполагается симметричной, брейт-вигнеровского типа. Следовательно, форма резонансов, следующая из модели с непрерывным спектром, отличается от формы резонансов, полученной традиционным образом, даже без учета интерференции с прямой частью реакции.

Интерференция между прямой и резонансной частями реакции. Способ разделения полного пространства функций на P - и Q -подпространства, причем $P + Q = 1$, важен для интерпретации результатов. Если Q -пространство содержит все дискретные состояния, тогда результаты расчета в P -пространстве (опреде-

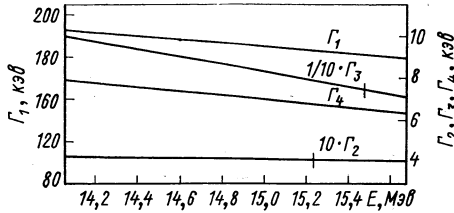


Рис. 4. Зависимость ширин Γ от энергии налетающей частицы для четырех O^+ -резонансных состояний ядра ^{16}N в реакции $^{15}N + n$ с учетом двух уровней $1/2^-$ и $3/2^-$ ядра ^{15}N :

штрихами показано положение соответствующих резонансов ($E_N^{(4)} = 10,1$ Мэв). Расчет проводился без мнимой части потенциала и при включении $d_{3/2}$ -одночастичного резонанса в Q -пространство

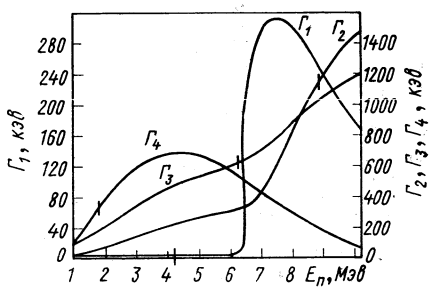


Рис. 5. Зависимость ширин Γ от энергии налетающей частицы для четырех 1^- -резонансных состояний ядра ^{16}N в реакции $^{15}N + n$ с учетом двух уровней $1/2^-$ и $3/2^-$ ядра ^{15}N :

штрихами показано положение соответствующих резонансов. Расчет проводился без мнимой части потенциала и при включении $d_{3/2}$ -одночастичного резонанса в Q -пространство.

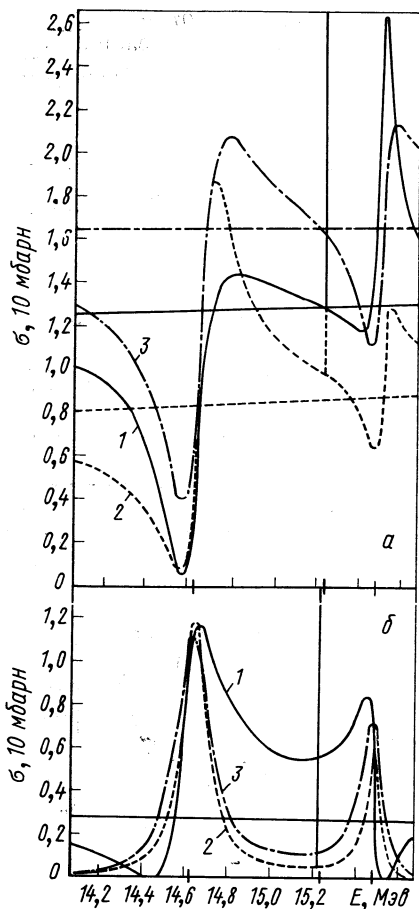


Рис. 6. Влияние приближения пренебрежения связью каналов в непрерывном спектре или величины прямой части реакции на форму трех O^+ -резонансов в реакции $^{15}\text{N} + n$ с учетом двух состояний дырочного типа ядра ^{15}N [8]:

a — упругое рассеяние $^{15}\text{N}(n, n)^{15}\text{N}_{1/2^-}$;
 b — неупругое рассеяние $^{15}\text{N}(n, n')^{15}\text{N}_{3/2^-}$;
 1 — точные в рамках модели результаты ($V_{cc}^P \neq 0$); 2 — результаты с приближением $V_{cc}^P = 0$; 3 — с приближением $V_{cc}^P = V_{cc}^{P'}$. Расчет выполнен без мнимой части потенциала

ление решения ξ) дают только прямую часть реакции. Если включить Q -пространство в расчет с помощью проекционной техники, тогда кроме прямой части реакции описывается и резонансная часть. Причем число резонансов определяется размерностью Q -пространства. Таким образом, можно изучить непосредственно интерференционные явления между прямой и резонансной частями реакции и взаимное влияние разных резонансов друг на друга.

Из сказанного выше следует, что существует некоторый произвол в определении прямой части реакции: можно включить одночастичные резонансы в Q - или P -пространство. В соответствии с обычными определениями прямой части реакции надо рассматривать реакцию с учетом одночастичных резонансов, но без образования промежуточного ядра. Соответственно этому необходимо включить одночастичные резонансы в P -пространство. Обычным расчетам резонансных реакций в рамках оболочечной модели соответствует однако включение одночастичных резонансов в Q -пространство. Определяется та часть резонансной реакции, которая происходит с образованием промежуточного ядра в собственных состояниях гамильтониана H_{QQ} .

Интерференция между прямой и резонансной частями реакции для трех состояний O^+ ядра ^{16}N со структурой $2p - 2h$ в реакции $^{15}\text{N} + n$ показана на рис. 6. Одночастичный резо-

нанс включен в этих расчетах в Q -пространство. Результаты в упругом канале при изменении величины прямой части реакции приведены на рис. 6, а. Такие же резонансы, но в неупругом канале, который ведет к возбуждению ядра ^{15}N в состоянии $3/2^-$ при $6,3 \text{ Мэв}$, даны на рис. 6, б. Здесь только в одном из показанных случаев прямая часть не исчезает. Как видно из рис. 6, интерференционные явления между прямой и резонансной частями определяют форму резонансов. Только в случае с исчезающей прямой частью наблюдается симметричная форма кривых.

Ширины резонансов получаются в представленной модели диагонализацией оператора (54). Можно определить ширины, поэтому и при асимметричной форме резонанса с такой же точностью, как для резонансов с симметричной формой. На рис. 6, а ширина резонанса с сильно выраженным интерференционным минимумом соответствует примерно расстоянию минимума от максимума.

Обсуждение приближения $V_{cc'}^P = 0$ в рамках модели. Если одночастичные резонансы выключены из P -пространства, тогда можно ожидать, что эффект прямой связи каналов непрерывного спектра на резонансное поведение сечения мал. Поэтому Мао и Саруис [8] вводят приближение

$$V_{cc'}^P \equiv \langle \chi_E^c | V | \chi_E^{c'} \rangle = 0. \quad (59)$$

Физический смысл этого приближения состоит в том, что пренебрегают связью прямых каналов реакции. Соответственно этому нет прямых вкладов в реакцию в неупругих каналах. На рис. 6 показано влияние приближения (59) для случая реакции $^{15}\text{N} + n$ с тремя O^+ -резонансами структуры $2p - 2h$ в районе энергии от $14,0$ до $15,5 \text{ Мэв}$. Сечению, полученному при использовании точного в рамках модели решения с $V_{cc'}^P \neq 0$, соответствуют кривые 1. В случае приближения (59) получились кривые 2. Как ожидалось, прямая часть реакции уменьшается в упругом канале, а исчезает в неупругом. Интерференционная картина изменяется в обоих каналах. Добавочные расчеты с приближением

$$V_{cc'}^P = V_0 \delta_{cc'} \quad (60)$$

показывают кривые 3. И в этом случае прямая часть реакции равна нулю в неупругом канале и увеличивается в упругом канале по сравнению с точным решением $V_{cc'}^P \neq 0$.

Из этих результатов следует, что форма кривых резонансов изменяется при использовании приближений (59) и (60), поскольку изменяется величина прямой части реакций. Надо отметить, однако, что в рассматриваемой области энергии существуют кроме указанных O^+ -уровней еще другие уровни другого спина, так что показанная на рис. 6 форма кривых не наблюдается в экспе-

Таблица 3

Влияние приближений $V_{cc'}^P = 0$ и $V_{cc'}^P = V_0 \delta_{cc'}$ на положения E_R и ширины Γ_R резонансных состояний O^+ со структурой $2p-2h$ в рассеянии нейтронов на ^{15}N с учетом двух состояний дырочного типа ядра ^{15}N

$E_{sh},$ Мэв	$E_R, \text{ Мэв}$			$\Gamma_R, \text{ мэв}$		
	$V_{cc'}^P \neq 0$	$V_{cc'}^P = 0$	$V_{cc'}^P = V_0 \delta_{cc'}$	$V_{cc'}^P \neq 0$	$V_{cc'}^P = 0$	$V_{cc'}^P = V_0 \delta_{cc'}$
14,63	14,60	14,65	14,63	94	72	94
15,24	15,24	15,24	15,24	0,2	0,2	0,2
15,48	15,48	15,49	15,48	37	37	60

рименте, а наблюдается только наложение многих уровней. Приближения (59) или (60) мало влияют на положения и ширины резонансов (табл. 3). Для получения этих величин оба приближения оказываются пригодными.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ P - и Q -ПРОСТРАНСТВАМИ

Эффективный гамильтониан в одном подпространстве. Представленное в этой работе обобщение оболочечной модели состоит в том, что учитывается непосредственно влияние состояний с одним нуклоном в непрерывном спектре на свойства ядер. Можно изучить это влияние в данной здесь формулировке модели. Эффективный гамильтониан в Q -пространстве определяется

$$H_Q^{\text{эф}} = H_{QQ} + H_{QP} \frac{1}{E - H_{PP}} H_{PQ}. \quad (61)$$

Диагонализацией первого члена H_{QQ} получают результаты обычного расчета с учетом только связанных одночастичных состояний (с потенциалом конечной глубины). Если учитывается связь Q -пространства с P -пространством в виде второго члена уравнения (61), тогда связанные состояния выше порога развала переходят в резонансные состояния, имеющие ширины, которые следуют вместе с положениями из диагонализации гамильтониана $H_Q^{\text{эф}}$. Влияние второго члена обсуждается на численных примерах ниже. Кроме этого оболочечную модель с непрерывным спектром можно рассматривать как расширение обычного расчета типа DWBA в таком смысле, что добавочно к прямой части реакции учитывается резонансная часть. В формулировке оболочечной модели с учетом непрерывного спектра, приведенной выше, прямая

часть реакции соответствует решению проблемы в P -пространстве. Эффективный гамильтониан в P -пространстве записывается в виде

$$H_P^{\text{эф}} = H_{PP} + H_{PQ} \frac{1}{E - H_{QQ}} H_{QP}. \quad (62)$$

При описании ядерных реакций, например рассеяния нуклонов на легких ядрах, первый член уравнения (62) соответствует прямой части реакции. Используя обычные определения прямой части реакции, лучше всего включить в этом случае одночастичные резонансы в P -пространство. Связь P -пространства с Q -пространством, т. е. второй член выражения (62), приводит к образованию составного ядра и позволяет получить микроскопическое описание резонансов. Полное решение проблемы содержит как почти гладкое поведение сечения, которое соответствует прямой части реакции, так и резонансную структуру сечения, соответствующую процессам с образованием составного ядра. Влияние величины Q -пространства на функцию возбуждения реакции будет обсуждаться на численных примерах ниже.

Влияние размерности P -пространства на сечение. Чтобы изучить влияние размерности P -пространства на резонансное поведение сечения, нами были выполнены расчеты для реакции $^{15}\text{N}(n, n)^{15}\text{N}$ с учетом разного числа каналов. В табл. 4 и на рис. в

Таблица 4

Сдвиги ($E_R - E_{sh}$) положений и ширины Γ_R резонансных состояний 1^- при учете N -состояний ядра-мишени в рассеянии нейтронов на ^{15}N

$E_{sh}, \text{Мэв}$ $N=0$	$(E_R - E_{sh}), \text{Мэв}$		$\Gamma_R, \text{кэв}$		$E_{sh}, \text{Мэв}$ $N=0$	$(E_R - E_{sh}), \text{Мэв}$		$\Gamma_R, \text{кэв}$	
	$N=2$	$N=4$	$N=2$	$N=4$		$N=2$	$N=4$	$N=2$	$N=4$
1,92	-0,11	-0,27	330	330	7,18	-0,91	-0,86	600	550
4,38	-0,22	-0,02	2	20	9,29	-0,44	-0,44	1170	1110

даны численные результаты расчета положений и ширин некоторых 1^- -резонансных состояний со структурой $1p - 1h$. Расчеты проводились с учетом разного числа N состояний ядра ^{15}N :

$N = 0$; проводился расчет в обычной оболочечной модели без учета непрерывного спектра;

$N = 2$; включены в расчет дырочные состояния $(1p_{1/2})^{-1}$ и $(1p_{3/2})^{-1}$ ядра ^{15}N вместе с s - и d -волнами непрерывного спектра. Число учтенных в этом случае lj -каналов равняется пяти;

$N = 4$; включены в расчет добавочно к случаю с $N = 2$ состояния $5/2^+$ и $1/2^+$ ядра мишени ^{15}N вблизи 5,3 Мэв вместе с p - и f -

волнами непрерывного спектра. Число учтенных в этом случае lj -каналов равняется 10.

Полученные результаты показывают (см. рис. 7), что при увеличении P -пространства некоторые уровни сдвигаются дальше

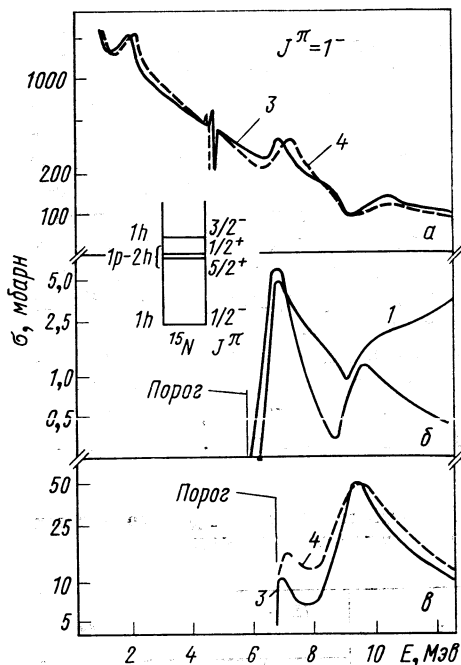


Рис. 7. Влияние числа учтенных каналов на функцию возбуждения в рассеянии нейтронов на ^{15}N через 1-резонансные состояния:

а — упругое рассеяние $^{15}\text{N}(n, n_0)^{15}\text{N}_{1/2^-}$; б — неупругое рассеяние $^{15}\text{N}(n, n_1)^{15}\text{N}_{5/2^+}$ (1) и $^{15}\text{N}(n, n_2)^{15}\text{N}_{1/2^+}$ (2); в — неупругое рассеяние; 1, 2 и 3 — результаты вычисления с учетом четырех состояний $1/2^-$ (0 Мэв), $3/2^-$ (6,32 Мэв), $5/2^+$ (5,27 Мэв), $1/2^+$ (5,30 Мэв) ядра ^{15}N ; 4 — результаты вычисления с учетом только двух состояний $1/2^-$ и $3/2^-$ ядра ^{15}N . Расчет выполнен без мнимой части потенциала и при включении $d_{3/2}$ -одночастичного резонанса в Q -пространство

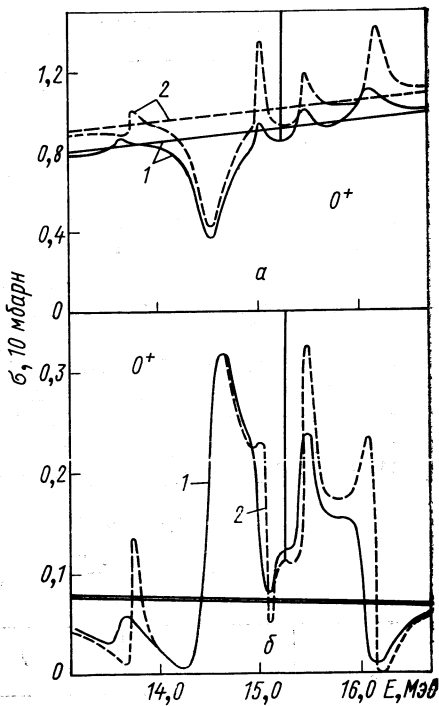


Рис. 8. Влияние числа учтенных каналов на функцию возбуждения в рассеянии нейтронов на ^{15}N через 0^+ -резонансные состояния:

а — упругое рассеяние $^{15}\text{N}(n, n_0)^{15}\text{N}_{1/2^-}$; б — неупругое рассеяние $^{15}\text{N}(n, n_1)^{15}\text{N}_{5/2^+}$; 1 — результаты вычисления с учетом семи состояний $1/2^-$ (0 Мэв), $5/2^+$ (5,27 Мэв), $1/2^+$ (5,30 Мэв), $3/2^-$ (6,32 Мэв), $5/2^+$ (7,15 Мэв), $3/2^+$ (7,30 Мэв) и $3/2^+$ (7,57 Мэв) ядра ^{15}N ; 2 — результаты вычисления с учетом только четырех нижних состояний $1/2^-$, $5/2^+$, $1/2^+$ и $3/2^-$ ядра ^{15}N . Расчет выполнен без мнимой части потенциала и при включении $d_{3/2}$ -одночастичного резонанса в Q -пространство

от положения, полученного при расчете без непрерывного спектра, в то время как другие сближаются с исходным положением. Такое поведение положений резонансов при увеличении числа

учтенных каналов соответствует ожиданиям с точки зрения обычной оболочечной модели. Ширины резонансов также изменяются при увеличении P -пространства, как видно из табл. 4.

Результаты расчета реакций $^{15}\text{N}(n, n)^{15}\text{N}_{1/2^-}$ и $^{15}\text{N}(n, n')^{15}\text{N}_{5/2^+}$ с образованием промежуточного ядра ^{16}N в некоторых состояниях O^+ со структурой $2p - 2h$ вблизи 17 Мэв энергии возбуждения приведены в табл. 5 и на рис. 8. Расчеты проводились с учетом

Таблица 5

Положения E_R и ширины Γ_R O^+ -резонансных состояний при учете N состояний ядра-мишени в рассеянии нейтронов на ^{15}N . В случаях $N=1$ и 2 учитывались только состояния дырочного типа ядра ^{15}N . Положения E_{sh} резонансных состояний получены в расчете по обычной оболочечной модели

$E_{sh}, \text{ Мэв}$	$E_R, \text{ Мэв}$				$\frac{1}{2} \Gamma_R, \text{ кэв}$			
	$N=1$	$N=2$	$N=4$	$N=7$	$N=1$	$N=2$	$N=4$	$N=7$
13,73	13,73	13,73	13,72	13,59	3,3	21,0	38,0	98,0
14,63	14,63	14,60	14,50	14,50	35,0	92,0	167,0	171,0
15,10	15,09	15,09	15,05	15,00	1,3	4,2	28,0	43,4
15,24	15,24	15,24	15,24	15,23	$6 \cdot 10^{-3}$	0,2	0,7	0,8
15,48	15,47	15,48	15,47	15,42	11,7	37,0	48,5	44,5
16,25	16,24	16,34	16,15	16,03	1,7	10,0	78,0	139,0

разного числа N состояний конечного ядра, как и в предыдущем примере:

$N = 1$; учитывался только упругий канал, т. е. основное состояние $1/2^-$ ядра ^{15}N ;

$N = 2$; учитывались два состояния дырочной структуры $1/2^-$ и $3/2^-$ ядра ^{15}N ;

$N = 4$; учитывались добавочно к двум состояниям дырочного типа еще состояния $5/2^+$ и $1/2^+$ со структурой $2h - 1p$ вблизи $5,3 \text{ Мэв}$ (пунктирные кривые);

$N = 7$; учитывались добавочно к случаю с $N = 4$ три состояния $5/2^+$, $3/2^+$ и $7/2^+$ при $7,2$; $7,3$ и $7,6 \text{ Мэв}$ энергии со структурой $2h - 1p$ (сплошные кривые).

Из приведенных результатов видно, что число учтенных каналов имеет большое влияние на резонансные параметры, если соответствующие спектроскопические факторы исчезают ($N = 1$ и 2). Число учтенных каналов больше влияет на прямую часть реакции, чем на резонансную в случае учета «разрешенных» (с точки зрения R -матричной теории) переходов. Резонансная структура в случае $N = 4$ и 7 более четко выражена в неупругом

канале, для которого спектроскопические факторы уроней O^+ не исчезают.

Влияние P -пространства на резонансные параметры в рассматриваемых примерах состоит в том, что резонансные уровни сдвигаются, как правило, к более низким энергиям, при учете связи между P - и Q -пространствами. Однако нет возможности сформулировать правило для зависимости сдвигов и ширин от размерности P -пространства.

Структуру резонансных состояний, т. е. их волновую функцию $\tilde{\Phi}_R$, можно рассчитать численно подобно тому, как это сделано в обычных расчетах модели. Дополнительное смешивание состояний из-за их связи с непрерывным спектром оказывается малым, т. е. вещественная часть волновой функции резонансов мало отличается от собственных функций Φ_R оператора H_{QQ} . Дополнительно получается только мнимая часть волновой функции. Влияние P -пространства на форму резонансов показано на рис. 6 и обсуждалось выше.

Влияние размерности Q -пространства на сечение. Влияние размерности Q -пространства на сечение реакции нами изучено для реакций $^{15}\text{N}(n, n)^{15}\text{N}$ и $^{15}\text{N}(p, n)^{15}\text{O}$.

Результаты расчета для реакции $^{15}\text{N}(n, n)^{15}\text{N}$ показаны на

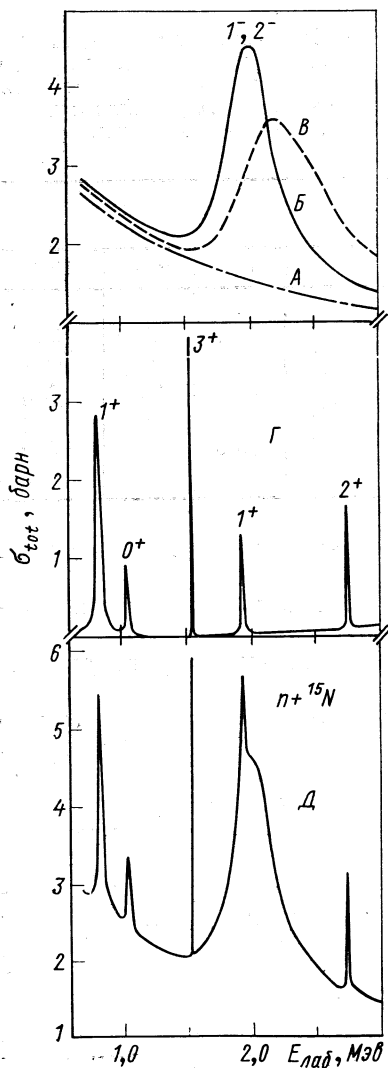


Рис. 9. Влияние размерности Q -пространства на резонансную структуру сечения реакции $^{15}\text{N} + n$. Расчет выполнен без мнимой части потенциала: А — Q -пространство пустое; Б — Q -пространство, содержащее только квазисвязанное состояние $1 d_{3/2}$; \bar{B} — Q -пространство, содержащее состояния отрицательной четности со структурой $1p - 1h$; Г — Q -пространство, содержащее состояния положительной четности со структурой $2p - 2h$. (Прямая часть реакции, включающая волны с отрицательной четностью, не показана); Д — Q -пространство, содержащее все состояния Б и Г

рис. 9. Ученные дырочные состояния ядра мишени ^{15}N прямо связаны с состояниями промежуточного ядра как со структурой $1p - 1h$, так и со структурой $2p - 2h$. Расчеты для состояний положительной четности со структурой $2p - 2h$ проводились следующим образом. Полученная без учета непрерывного спектра схема уровней сравнивалась с экспериментальной. Как обычно в дальнейшем использовались экспериментальные значения энергии E_{exp} вместо теоретических E_{sh} . Эти два значения различаются

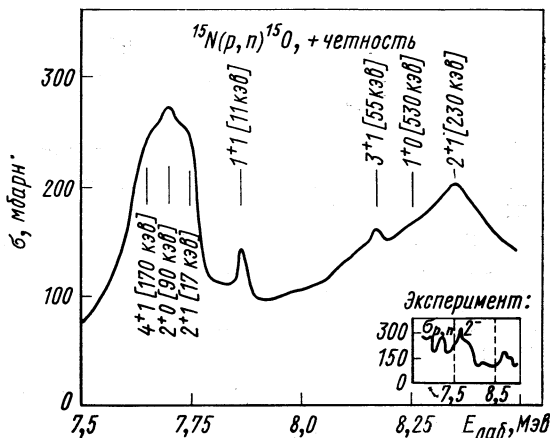


Рис. 10. Влияние размерности Q -пространства на резонансную структуру сечения реакции $^{15}\text{N} + p$. Расчет выполнен без мнимой части потенциала. Учитывались в расчете только резонансные состояния положительной четности со структурой $2p - 2h$ ядра ^{16}O

не более чем на 1 Мэв, но это различие больше, чем сдвиги энергии, получающиеся вследствие учета связи состояний с непрерывным спектром (см. табл. 2). Здесь не пытались улучшить теоретические значения энергии или исключить ложные состояния. Важно здесь только то, что резонансные уровни ядра ^{16}N со структурой $2p - 2h$ положительной четности имеют неисчезающие ширины Γ_R относительно уровней ядра-мишени ^{15}N с дырочной структурой, хотя одночастичные спектроскопические факторы для этих переходов исчезают. Неисчезающие ширины Γ_R получаются в данном случае из-за связи резонансных уровней с p - и f -волнами непрерывного спектра. Сечение реакции $^{15}\text{N}(n, n)^{15}\text{N}$ (см. рис. 9) получено с разными значениями Q -пространства.

Результаты расчета для реакции $^{15}\text{N}(p, n)^{15}\text{O}$ даны на рис. 10. Для расчета выбрали 19 резонансных состояний вблизи рассматриваемой области энергии. Учитывались два протонных и два нейтронных канала, т. е. на каждое ядро ^{15}N и ^{15}O по два состояния дырочной структуры. Спектроскопические факторы всех рассматриваемых резонансов относительно этих состояний исчезают.

Как видно из рис. 10, семь резонансов, лежащих в рассматриваемой области энергии от 7,5 до 8,5 Мэв, ведут к двум домини-

рующим пикам в функции возбуждения. Такое поведение наблюдалось также в экспериментальном сечении [14]. Но здесь не идентифицировали отдельные теоретические резонансы в экспериментальном сечении. Кроме того, резонансы отрицательной четности в этом случае не были включены в расчет. Из рассматриваемых двух примеров следует, что величина Q -пространства имеет большое влияние на функцию возбуждения реакции, поскольку она определяет резонансное поведение сечения.

5. ПРИМЕНЕНИЕ ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ С НЕПРЕРЫВНЫМ СПЕКТРОМ К ОПИСАНИЮ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Применение для разных типов реакций. Оболочечная модель с учетом непрерывного спектра позволяет описать рассеяние нуклонов на ядрах при энергии, сравнимой с энергией связи нуклонов в ядре. Полная волновая функция системы антисимметрична по всем A нуклонам системы, т. е. по $A - 1$ нуклону ядра-мишени и одному нуклону в состоянии рассеяния или в A нуклонах промежуточного ядра. Оператор взаимодействия содержит четыре члена:

$$H = H_{QQ} + H_{QP} + H_{PQ} + H_{PP}, \quad (63)$$

которые характеризуют типы взаимодействия. Сечение содержит прямые части реакции, определенные оператором H_{PP} , и резонансные части, которые определены оператором H_{QQ} и операторами H_{QP} и H_{PQ} . Численные примеры приведены ниже.

Реакции, вызванные взаимодействием с другими частицами, описываются методом источника. Примеры вычислений даются ниже.

Рассеяние нуклонов малой энергии. Оператором, описывающим рассеяние нуклонов малой энергии (примерно несколько мегаэлектронвольт) на ядрах, является оператор (63). Примеры численных расчетов рассеяния нуклонов малой энергии на легких ядрах приведены на рис. 2, 4—10 и в табл. 2—5. При рассеянии нуклонов малой энергии нет селективности в возбуждении отдельных уровней. Все конфигурации, в которых состояние одного или двух нуклонов изменилось по сравнению с конфигурацией ядра мишени, могут возбуждаться. Примеры возбуждения резонансных состояний со структурой $2p - 2h$ при рассеянии нуклонов на ядре в состоянии со структурой $1h$ показаны на рис. 4, 6, 8—10 и в табл. 2, 3 и 5. Поскольку плотность уровней, как правило, большая, разделенные резонансы редко наблюдаются. В большинстве случаев резонансы перекрываются (см. рис. 10). Независимо от формы отдельных резонансов или от их перекрытия можно получить точно в рамках модели численные значения резо-

нансных параметров. Чтобы идентифицировать отдельные резонансы в экспериментальных данных, необходимо измерить угловое распределение при соответствующих энергиях резонансов.

(γ, n)-Реакции. При (γ, n)-реакциях все A нуклонов находятся в связанных состояниях во входном канале. Уровень промежуточного ядра возбуждается входящей фотонной волной. Он «распадается» в выходные каналы с одним нуклоном в непрерывном спектре. Гамильтониан полной системы имеет вид

$$H_s = H + H_\gamma, \quad (64)$$

где H — гамильтониан взаимодействия связанных нуклонов в ядре; H_γ описывает взаимодействие между электромагнитным полем и нуклонами в ядре. Для дипольных переходов

$$H_\gamma = D, \quad (65)$$

причем D — дипольный оператор. Гамильтониан (64) имеет форму оператора (25), так что можно решить задачу методом источника. Результаты некоторых численных расчетов (γ, n)-реакций с дипольными переходами, которые выполнены на основе оболочечной модели с непрерывным спектром, даны на рис. 1 и в табл. 6.

Таблица 6

Положения E_R , ширины Γ_R и вероятность W ($T=1$) резонансных состояний со структурой $1p-1h$ в реакции γ -поглощения ядром ^{16}O

$E_R, \text{ Мэв}$	$\Gamma_R, \text{ Мэв}$	$W(T=1), \%$	$E_R, \text{ Мэв}$	$\Gamma_R, \text{ Мэв}$	$W(T=1), \%$
13,13	0,22	99	19,51	0,80	99
16,27	0,80	1	21,82	2,10	99
16,87	1,27	32	22,57	1,56	5
17,26	0,88	69	23,97	2,50	98

Электромагнитным дипольным взаимодействием в дважды магических ядрах возбуждаются предпочтительно структуры типа $1p-1h$. Для этих ядер существуют численные расчеты на основе разных моделей. В рамках обычной оболочечной модели учитываются только чистые резонансные части реакции. В расчетах на основе оболочечной модели с непрерывным спектром учитывается кроме резонансной также и прямая часть реакции. Доля прямой части реакции имеет малое влияние на полное сечение из-за ее малости (см. рис. 1). В обоих случаях абсолютное значение сечения получается слишком большим. Поэтому Баком, Хиллом [4] вводится в расчет комплексный потенциал, чтобы уменьшить

абсолютное значение сечения. Смысл мнимой части потенциала обсуждался выше.

Вследствие кулоновского взаимодействия отдельные резонансные состояния являются более или менее сильно смешиваемыми по изоспину. В табл. 6 даны поэтому кроме положений и ширины еще и численные значения чистоты некоторых резонансных состояний ядра ^{16}O по изоспину.

Все расчеты по реакциям γ -поглощения проводились до сих пор для состояний возбуждаемого промежуточного ядра со структурой $1p - 1h$, т. е. для дважды магических ядер. Это не связано с ограничениями модели. Расчеты с более сложными структурами, которые позволяют объяснить тонкую структуру гигантских резонансов дважды магических ядер, и расчеты для немагических ядер можно выполнить на базе описанного метода оболочечной модели с непрерывным спектром, как и в случае рассеяния нуклонов.

Захват мюонов атомными ядрами. Захват мюонов атомными ядрами происходит вследствие слабого взаимодействия между мюоном и протоном:



Практически захват мюона происходит только из нижней оболочки (K -оболочки) атома. При захвате освобождается энергия больше 100 Мэв , которая распределяется на частицы в конечном состоянии. При этом большая часть энергии (от 50 до 90 Мэв) переносится предпочтительно на вылетающее нейтрино. Остаточная энергия переносится или прямо на нейтрон, который выйдет затем из ядра, или приводит к возбуждению ядра. Если энергия возбуждения выше порога развала, то и в этом случае может произойти эмиссия нейтронов. (μ, n)-Реакция может происходить поэтому через прямой и резонансный механизмы подобно (γ, n)-реакции.

Гамильтониан для μ -захвата можно представить в виде

$$H_s = H + H_\mu, \quad (67)$$

где H — гамильтониан ядра; H_μ — слабое взаимодействие между нуклонами ядра и лептонами. Оператор (67) имеет вид оператора (25), так что и в этом случае можно описать процесс методом источника.

Оператор взаимодействия H_μ состоит из суммы операторов векторного, ренормированного аксиально-векторного, индуцированного скалярного и слабого магнитного взаимодействий. Как показали Морита, Фуии [15], можно разлагать H_μ по сумме

сферических тензорных операторов различной степени j и четности π :

$$H_{\mu} = \sum_j W_j^{j\pi}, \quad (68)$$

где j равно спину возбуждаемого ядра в случае μ -захвата четно-четным ядром. Представление (68) позволяет классифицировать переходы по разным степеням запрета, как в случае β -распада.

Переходы первого запрета в случае μ -захвата ядром ^{16}O приводят к уровням ядра ^{16}N с $j^{\pi} = 0^{-}, 1^{-}, 2^{-}$. Эти состояния со структурой $1p - 1h$ являются аналоговыми по отношению к состояниям дипольного гигантского резонанса ядра ^{16}O .

Некоторые результаты, полученные на основе оболочечной модели с непрерывным спектром для μ -захвата ядром ^{16}O , показаны

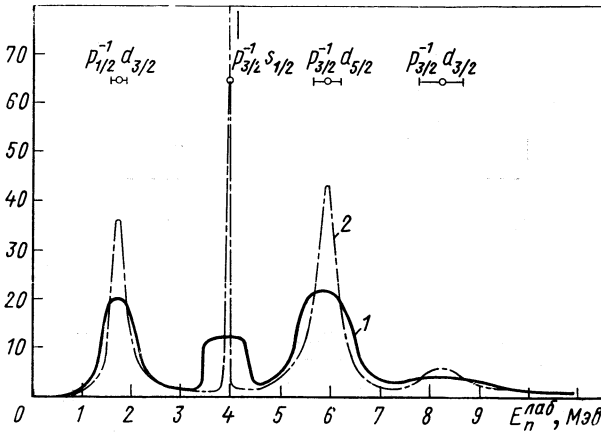


Рис. 11. Спектр нейтронов, показанный на рис. 3, а, с учетом размазывания (1) и без размазывания (2) с образованием конечного ядра в основном состоянии

на рис. 3 и 11. Подобно тому, как при возбуждении дипольных резонансов, прямая часть и в случае μ -захвата является малой. Для примера показано сечение μ -захвата ядром ^{16}O через уровни 1^{-} со структурой $1p - 1h$ промежуточного ядра ^{16}N . Прямая часть составляет в этом случае примерно от 5 до 10% и имеет максимум при энергии нейтронов от 4 до 5 Мэв. Из-за малости прямой части реакции интерференционные явления между прямой и резонансной частями практически не имеют значения при μ -захвате. Поэтому предположение о чистом резонансном механизме в области энергии нейтронов примерно до 10 Мэв является хорошим. Что касается абсолютной величины сечения, то можно обсуждать ее точно так же, как в случае γ -поглощения.

Особенность процессов μ -захвата состоит в том, что нет возможности регистрировать нейтрино. При эмиссии нейтрино ядро получает импульс отдачи, который поведет к добавочному расширению резонансов. Поскольку направление эмиссии нейтрино неизвестно, необходимо сложить статистическим образом направление импульса отдачи и импульс нейтронов. При этом получается размазывание по энергии нейтронов. Размазывание растет с энергией вылетающего нейтрона (рис. 12) и больше для легких ядер, чем для более тяжелых (табл. 7).

Таблица 7
Размазывание ΔE энергии нейтронов
в μ -захвате разными ядрами при энергии
нейтронов примерно 5 Мэв

Ядро-мишень	ΔE , кэв	Ядро-мишень	ΔE , кэв
^{12}C	700	^{40}Ca	250
^{16}O	550	^{208}Pb	50

Влияние размазывания на резонансную структуру нейтронного спектра дано на рис. 11 в случае μ -захвата ядром ^{16}O . Размазыванием энергии ограничиваются спектроскопические выводы, получаемые при изучении μ -захвата ядрами.

Процессы захвата других частиц, например π -мезонов, можно описать подобно процессам захвата мюонов или поглощения γ -квантов. Теория захвата частиц, сильно взаимодействующих с нуклонами ядра, сложнее, чем теория для частиц, захватывающихся только в результате электромагнитного или слабого взаимодействия.

Взаимодействие ядра с частицами средней энергии. Особенность взаимодействия быстрых частиц с энергией несколько сот мегаэлектрон-вольт с ядрами состоит в том, что быстрые частицы имеют короткую длину волны, таким образом они могут

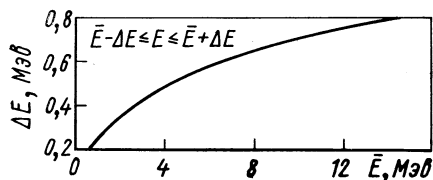


Рис. 12. Зависимость размазывания ΔE энергии нейтронов, вызываемого импульсом отдачи при испускании нейтрино, от их средней энергии \bar{E} в реакции $^{16}\text{O} (\mu, \nu n)^{15}\text{N}$

взаимодействовать в основном только с одним нуклоном в ядре. Решающей для исхода реакции величиной является импульс, переданный ядру. Если регистрируются продукты реакции при

таких кинематических условиях, что переданный импульс мал, то кроме прямых процессов имеют значение и резонансные процессы.

Налетающей частицей чаще всего бывает быстрый протон. Он отличается от нуклонов ядра-мишени из-за того, что его длина волны мала по сравнению с длиной волны связанных в ядре нуклонов. Поэтому налетающий протон можно трактовать отдельно от A нуклонов ядра-мишени. Как и в процессах захвата, в теорию входит дополнительный оператор взаимодействия (между быстрой частицей и ядром).

Рассмотрим в качестве примера процесс выбивания с разделением состояний конечного ядра. Описание этого процесса на основе обычной оболочечной модели производится при предположении прямого механизма реакции. Предполагается, что выбивание нуклона происходит вследствие квазиупругого соударения налетающей частицы с нуклоном в ядре. Вычисляются вероятности перехода для образования остаточного ядра в разные возбужденные состояния $A \rightarrow (A - 1)^* + p$. Для выбивания $1s$ -нуклонов передача импульса $q \approx 0$ дает главный вклад. Ожидается поэтому, что в этом случае имеют значение и резонансные процессы с возбуждением уровней выше порога развала: $A \rightarrow A^* \rightarrow (A - 1)^* + p$. Нет возможности отличать экспериментально эти процессы от прямых процессов выбивания. На основе оболочечной модели с непрерывным спектром имеется возможность рассчитать оба вклада в реакцию, в том числе и их интерференцию. Расчеты такого вида существуют до сих пор только для (e, ep) -реакций на основе модели Балашова [16].

Во взаимодействии быстрых частиц с ядрами наблюдается селективность в возбуждении уровней конечного ядра. Изучение взаимодействия быстрых частиц с ядрами может поэтому дать сведения о структуре ядер. Во многих случаях необходимо учитывать прямые и резонансные процессы и их интерференцию. Расчеты такого типа будут выполнены нами на основе оболочечной модели с непрерывным спектром.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из представленных в работе результатов можно сделать вывод, что оболочечная модель с непрерывным спектром при использовании метода связанных каналов позволяет получить единое описание проблем ядерной структуры и ядерных реакций, если рассматриваются реакции с одним нуклоном в непрерывном спектре. Представленным методом можно рассчитать не только сечение, но и параметры резонансов, которые следуют из диагонализации оператора взаимодействия. При этом можно определить структуру резонансов с такой же точностью, как в расчетах

обычной оболочечной модели. Собственные значения энергии оказываются комплексными после учета связи резонансных состояний с непрерывным спектром. Мнимая часть определяет ширину резонанса, вещественная — положение.

При описании реакций с одним нуклоном в непрерывном спектре можно получить величину прямой части реакции, так что непосредственно можно изучить интерференционные явления между прямой и резонансной частями реакции. Представленный в этой работе метод связанных каналов в рамках оболочечной модели с непрерывным спектром является поэтому естественным обобщением обычной оболочечной модели. Интересно применение модели в таких случаях, когда прямая и резонансная части дают сравнимый вклад в реакцию.

Авторы благодарны Д. Нецбанду за его интерес к работе, Х. У. Егеру, Х. Р. Киссенеру, Л. Мюнхову, а также В. В. Балашову и К. Марти за полезные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barz H. W., Rotters I., Höhn J. Phys. Lett. B, 1971, v. 37, p. 4.
2. Mahaux C., Weidenmüller H. A. Shell-Model Approach to Nuclear Reactions. Amsterdam, North-Holland, 1969.
3. Feshbach H. Ann. Phys., 1962, v. 19, p. 287.
4. Buck B., Hill A. D. Nucl. Phys. A, 1967, v. 95, p. 271.
5. Melkanov M. A., Sawada T., Raynal J. Methods in Computational Physics. Vol. V. N.Y.—L., Academic Press, 1966.
6. Wang W. L., Shakin C. M. Phys. Lett. B, 1970, v. 32, p. 421.
7. Caldwell J. T. e.a. Phys. Rev. Lett., 1965, v. 15, p. 976.
8. Mahaux C., Saruis A. M. Nucl. Phys. A, 1970, v. 177, p. 103.
9. Barz H. W., Rotter I., Höhn J. Proc. of the Conf. Correlations in Nuclei. Balatonfüred. Hungary, 1973.
10. Gillet V., Melkanoff M. A., Raynal J. Nucl. Phys. A, 1967, v. 97, p. 631.
11. Balashov V. V., Eramshyan R. A. Atomic Energy Rev., 1967, v. 5, N 3; Balashov V. V. e.a. Nucl. Phys. B, 1967, v. 1, p. 158.
12. Marangoni M., Saruis A. M. Nucl. Phys. A, 1969, v. 132, p. 433; p. 649; 1971, v. 166, p. 397; Birkholz J. Phys. Lett. B, 1971, v. 34, p. 1; Nucl. Phys. A, 1972, v. 189, p. 385.
13. Goulard B., Joseph J. Phys. Lett. B, 1973, v. 45, p. 27.
14. Barnett A. R. Nucl. Phys. A, 1968, v. 120, p. 342.
15. Morita M., Fujii A. Phys. Rev., 1960, v. 118, p. 606.
16. Balashov V. V. e.a. Nucl. Phys. A, 1973, v. 216, p. 574.