

Д-822

12/VIII-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 3872



О. Думитреску, В. К. Лукьянов, И. Ж. Петков

УЧЕТ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В РЕАКЦИЯХ ДЕЙТРОННОГО СРЫВА

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

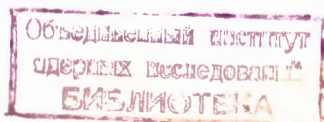
1968

Р4 - 3872

О. Думитреску, В. К. Лукьянов, И. Ж. Петков

УЧЕТ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В РЕАКЦИЯХ ДЕЙТРОННОГО СРЫВА

Постоянный адрес: Бухарестский университет, химический факультет.



4380/2 up

1. Постановка задачи

Особенность реакций срыва $A(d, p)B$ на деформированных ядрах связана с существованием в последних целого ряда низколежащих легко возбуждаемых состояний, которые наряду с основными состояниями должны включаться в расчёт на основе метода связанных каналов.

Ранее ^{/1/} было показано, что включение таким способом в рассмотрение по одной вращательной полосе ядер A и B приводит к новым, точным (в сравнении с обычным методом искаженных волн (МИВ)) правилам отбора и существенному изменению структуры сечения и формы угловых распределений. Анализ ^{/2/} полученных результатов позволил интерпретировать подобные реакции как многоступенчатые, поскольку наряду с обычной в МИВ одноступенчатой передачей частицы на нильссоновскую орбиту существенный вклад в сечение дает срыв с предварительным (последующим) подвозбуждением вращательных состояний ядра $A(B)$.

Если ставить теперь подобную задачу в рамки практического приложения, то в рассмотрение следует включить вместе с вращательными ряд других низколежащих состояний невращательной природы, которых особенно много в нечётном ядре, участвующем в реакции. Учет этих состояний означает, по существу, включение в рассмотрение дополнительных

каналов, конкурирующих с входным и выходным каналом упругого рассеяния. Однако использовавшийся ранее ^{/1/} адиабатический подход трудно применять к уровням другой, невращательной природы. Действительно, ранее упрощающее обстоятельство лежало в самой симметрии задачи, позволяющей функции относительного движения рассматривать сначала во внутренней (ядерной) системе координат и затем с помощью ее поворота перейти в лабораторную систему. Выделяемые таким образом функции вращения просто интегрировались с вращательными функциями связанных состояний, что существенно упрощало результат и его интерпретацию.

В принципе, в нашем случае можно использовать точный (неадиабатический) метод многоканального рассмотрения. Здесь нетрудно провести все выкладки ^{/3/}, однако в плане практического применения такой подход является неудобным, поскольку время численных расчётов оказывается очень большим для разумного числа включенных состояний. Поэтому ниже (раздел 2) предлагается другой, подадиабатический метод расчёта волновых функций движения частиц в поле деформированного ядра. Суть его состоит в том, что неадиабатическим методом (точно) берутся в расчёт несколько наиболее важных состояний невращательной природы, а все вращательные состояния учитываются адиабатически. Такой подход является, с одной стороны, достаточно общим, чтобы включить в рассмотрение уровни любой природы, которые можно описывать как в макро-, так и в микромоделах ядра, и, с другой стороны, — достаточно экономным, ибо адиабатика по большинству наиболее важных вращательных состояний намного упрощает численные расчёты.

Далее, в разделе 3, с помощью найденных функций получено сечение срыва на деформированном ядре. Результат иллюстрируется с помощью теории возмущений по остаточным взаимодействиям. Вычисляются спектроскопические амплитуды промежуточных переходов в рамках микромодели ядра.

2. Волновые функции

Для нахождения сечения реакции срыва $A(d, p)B$ необходимо построить волновые функции входного $d+A$ и выходного $p+B$ каналов. Рассмотрим сначала входной канал.

Запишем гамильтониан системы $d+A$ в виде

$$H = H_d(\vec{p}) + T_r + V_{opt}(r) + H_A^{rot}(\theta_1) + H_A^{in}(\xi) + V_{rez}^{rot}(\vec{r}, \theta_1) + V_{rez}^N(r, \xi). \quad (1)$$

Здесь полностью разделены движения неротационного типа (ξ) и вращательные (θ_1), так как в гамильтониане отсутствуют кориолисовы и т.п. взаимодействия, связывающие координаты ξ и θ_1 . Основанием для этого служит адиабатическое предположение, которое обычно вводится при построении моделей ядра. Остаточные взаимодействия падающей частицы (r) с переменными (ξ) и (θ) также предполагаются аддитивными и описываются двумя независимыми слагаемыми: $V_{rez}^{rot}(\vec{r}, \theta)$ и $V_{rez}^N(\vec{r}, \xi)$.

Волновая функция уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) при выбранной асимптотике имеет вид

$$\Psi_{d+A}^{(+)} = \chi_A^{(+)}(\vec{r}, \theta_1, \xi) \Phi_d(\vec{p}) |s_d\rangle. \quad (2)$$

Произведем приближенное разделение переменных

$$\chi_A^{(+)}(\vec{r}, \theta_1, \xi) = D_A(\theta_1) \eta_A^{(+)}(\vec{r}, \theta_1, \xi), \quad (3)$$

где

$$D_A = \sqrt{\frac{2J_A + 1}{16\pi^2}} D_{M_A K_A}^{J_A}(\theta_1) \quad (3)$$

является вращательной функцией основного состояния ядра A

$$H_A^{\text{rot}} D_A = E_A^{\text{rot}} D_A,$$

а в функции $\eta_A^{(+)}(\vec{r}, \theta_1, \xi)$ зависимость от углов Эйлера является слабой и их можно рассматривать как параметры уравнения

$$(H_A^{\text{in}}(\xi) + T_r + V_{\text{opt}}(r) + V_{\text{rot}}^{\text{rot}}(\vec{r}, \theta_1) + V_{\text{rot}}^N(\vec{r}, \xi) - E) \eta_A^{(+)}(\vec{r}, \theta_1, \xi) = 0. \quad (4)$$

Такому разделению (3) препятствует оператор $H_A^{\text{rot}}(\theta_1)$, который действует на функцию $\eta_A^{(+)}(\vec{r}, \theta_1, \xi)$. Однако, если выполняется условие адиабатики $r \gg t$, где $t (= \frac{\hbar}{E_{\text{rot}}})$ - характерное время вращательного движения, а $t (= R\sqrt{\frac{2m}{E}})$ - характерное время пролета частицы возле ядра, то

$$H_A^{\text{rot}} \chi_A^{(+)} = E_A^{\text{rot}} \chi_A^{(+)} \ll E \chi_A^{(+)}$$

и такое разделение осуществляется с точностью до членов порядка $E^{\text{rot}}/E \ll 1$.

В системе координат, жестко связанной с ядром, уравнение (4) имеет простой вид:

$$(H_A^{\text{in}}(\xi) + T_r + V_{\text{opt}}(r') + V_{\text{rez}}^{\text{ret}}(\vec{r}') + V_{\text{rez}}^N(\vec{r}', \xi) - E) \eta_A^{(+)}(\vec{r}', \xi) = 0, \quad (6)$$

а преобразование полученной из него функции $\eta_A^{(+)}(\vec{r}', \xi)$ в лабораторную систему осуществляется простым поворотом на углы Эйлера (θ_1) . Реше- ние уравнения (6) можно найти методом связанных каналов. Именно, раз- ложим $\eta_A^{(+)}(\vec{r}', \xi)$ по собственным функциям $\Phi_\alpha(\xi)$ внутреннего дви- жения $(H_A^{\text{in}} \Phi_\alpha = E_\alpha \Phi_\alpha)$:

$$\eta_A^{(+)}(\vec{r}', \xi) = \sum_\alpha \Phi_\alpha(\xi) \Psi_{A\alpha}^{(+)}(\vec{r}'), \quad (7)$$

а $\Psi^{(+)}$ представим в виде ряда сферических гармоник:

$$\Psi_{A\alpha}^{(+)}(\vec{r}') = \sum_{\ell \bar{\ell} \bar{m} \bar{m}'} \bar{R}_{A\alpha}^{\bar{m} \bar{m}'}(\vec{r}) Y_{\bar{\ell} \bar{m}}(\hat{r}') Y_{\bar{\ell}' \bar{m}'}^*(\hat{k}'_d). \quad (8)$$

После поворота \hat{k}'_d в лабораторную систему с осью z , направленной вдоль \hat{k}_d , получим:

$$\Psi_{A\alpha}^{(+)}(\vec{r}') = \sum_{\bar{\ell} \bar{\ell}' \bar{m} \bar{m}'} \bar{R}_{A\alpha}^{\bar{m} \bar{m}'}(\vec{r}) Y_{\bar{\ell} \bar{m}}(\hat{r}') D_{\bar{m} \bar{m}'}^{\bar{\ell}' \bar{\ell}}(\theta_1), \quad (9)$$

где

$$\bar{R}_{\Lambda \alpha \bar{\ell} \bar{\ell}'} = \sqrt{\frac{2\bar{\ell}'+1}{4\pi}} \bar{R}_{\Lambda \alpha \bar{\ell} \bar{\ell}'} = \sqrt{\pi(2\bar{\ell}'+1)} i^{\bar{\ell}'} e^{i\sigma_{\bar{\ell}'}} \frac{1}{k_d r} \bar{\Phi}_{\Lambda \alpha \bar{\ell} \bar{\ell}'}, \quad (9)$$

и затем, подставив (7) и (9) в (6), найдем систему связанных уравнений на радиальные функции:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\bar{\ell}(\bar{\ell}+1)}{r^2} + \frac{2m_d}{\hbar^2} V_{opt} - k_d^2 \right] \bar{\Phi}_{\Lambda \alpha \bar{\ell} \bar{\ell}'} =$$

(10)

$$-\sum_{\bar{\ell}_1 \bar{m}_1} \langle Y_{\bar{\ell} \bar{m}} | V_{res}^{rot} | Y_{\bar{\ell}_1 \bar{m}_1} \rangle \bar{\Phi}_{\Lambda \alpha \bar{\ell}_1 \bar{\ell}_1'} - \sum_{\alpha'} \langle Y_{\bar{\ell} \bar{m}} \Phi_{\alpha} | V_{res}^N | \Phi_{\alpha'} Y_{\bar{\ell}_1 \bar{m}_1} \rangle \bar{\Phi}_{\Lambda \alpha' \bar{\ell}_1 \bar{\ell}_1'}.$$

Таким образом, полная волновая функция входного канала имеет вид:

$$\Psi_{\alpha+\Lambda}^{(+)} = \sqrt{\frac{2J_{\Lambda}+1}{16\pi^2}} D_{M_{\Lambda} K_{\Lambda}}^{J_{\Lambda}}(\theta_1) \sum_{\alpha \bar{\ell} \bar{\ell}' \bar{m} \bar{m}'} \Phi_{\alpha}(\xi) \bar{R}_{\Lambda \alpha \bar{\ell} \bar{\ell}'}^{\bar{m} \bar{m}'}(r) Y_{\bar{\ell} \bar{m}}(\hat{r}') D_{0 \bar{m}}^{\bar{\ell}'}(\theta_1) \Phi_{\alpha}(\hat{\rho}) |s_d\rangle. \quad (11)$$

Здесь индексами α помечены квантовые числа каналов, соответствующие невозвратительным состоянием ядра Λ , каждое из которых может иметь свою вращательную полосу. Упругий канал $\alpha = \Lambda$ соответствует состоянию системы $(d+\Lambda)$, когда в асимптотике имеются сходящиеся и расходящиеся волны. Во всех других каналах $\alpha \neq \Lambda$ - волны только расходящиеся:

$$\bar{\Phi}_{\Lambda\alpha\bar{\ell}\bar{\ell}'}^{m\bar{m}'} = (F_{\ell} - iG_{\ell})\delta_{\bar{\ell}\bar{\ell}'}\delta_{\alpha\Lambda} + S_{\Lambda\alpha\bar{\ell}\bar{\ell}'}^{m\bar{m}'}(F_{\bar{\ell}} + iG_{\bar{\ell}}). \quad (12)$$

Здесь F_{ℓ} и G_{ℓ} - соответственно регулярные и нерегулярные кулоновские функции.

Аналогичным образом можно построить волновую функцию выходного канала системы $(p + v)$ со сходящейся асимптотикой. Однако, чтобы не решать заново уравнения, аналогичного (6), но с другой асимптотикой, можно воспользоваться операцией обращения времени \hat{R} . Поскольку мы пользуемся здесь адиабатическим приближением по вращению, то эта операция будет определяться на основе инвариантности при обращении времени уравнения (6), описывающего движение частицы в поле деформированного ядра. Таким образом,

$$\Psi_{p+v}^{(-)} = D_B(\theta_1)\eta_B^{(-)}(\vec{r}\theta_1\vec{\xi})|s_p\rangle, \quad (13)$$

где

$$\eta_B^{(-)} = \hat{R}\eta_B^{(+)} = \hat{R}\sum_{\beta\ell\ell'mm'}\Phi_{\beta}^{m\bar{m}'}(\xi)R_{v\beta\ell\ell'}^{mm'}(r)Y_{\ell m}(\hat{r}')Y_{\ell'm'}^*(\hat{k}'_p). \quad (14)$$

Имея в виду, что

$$\hat{R}\Phi_{\beta} = \Phi_{\beta}^R; \quad \hat{R}Y_{\ell'm'}(\hat{k}'_d) = (-1)^{\ell'}Y_{\ell'm'}^*(\hat{k}'_d),$$

$$\hat{R} Y_{\ell m}(\hat{r}') = Y_{\ell m}^*(\hat{r}'); \quad \Psi_{\vec{r}}^{(-)} = R \Psi_{\vec{k}}^{(+)} = \Psi_{-\vec{k}}^{(+)*}, \quad (15)$$

получим для волновой функции выходного канала $(p+B)$:

$$\Psi_{p+B}^{(-)*} = \sqrt{\frac{2J_B+1}{16\pi^2}} D_{M_B K_B}^{* J_B}(\theta_1) \sum_{\substack{\beta \ell \ell' \\ m m' \mu}} \Phi_{\beta}^{* R}(\xi) \mathcal{R}_{\beta \ell \ell'}^{m m'}(r) Y_{\ell m}(\hat{r}') Y_{\ell' \mu}^*(\hat{k}_p) \cdot D_{\mu m'}^{\ell'}(\theta_1) < s_p |, \quad (16)$$

где

$$\mathcal{R}_{\beta \ell \ell'}^{m m'} = 2\pi i^{-\ell'} e^{i\sigma_{\ell'}} \frac{1}{k_p r} \Phi_{\beta \ell \ell'}^{m m'}, \quad (16')$$

а функции Φ удовлетворяют уравнению, аналогичному (10), с теми же граничными условиями (12).

В заключение этого раздела остановимся на выборе остаточных взаимодействий $V_{\text{рез}}^{\text{rot}}$ и $V_{\text{рез}}^N$. Как показано, использование адиабатического приближения приводит к уравнению (10) и позволяет задавать эти взаимодействия во внутренней системе координат.

Учитывая, как обычно, лишь квадрупольные ($\lambda = 2$) и октупольные ($\lambda = 3$) деформации ядра, можно записать:

$$V_{\text{рез}}^{\text{rot}}(\vec{r}') = \sum_{\lambda=2,3} u_{\lambda}(r) P_{\lambda}(\hat{r}'), \quad (17)$$

где функции u_λ выражаются через производные оптического потенциала $V_{opt}(r)$. Тогда соответствующие матричные элементы в уравнении (10) имеют вид:

$$\langle Y_{\bar{\ell}\bar{m}}^- | V_{rot} | Y_{\bar{\ell}_1\bar{m}_1}^- \rangle = \sum_{\lambda} \sqrt{\frac{4\pi}{2\lambda+1}} P_{\bar{\ell}\bar{\ell}_1\lambda}^{\bar{m}\bar{m}_1 0} u_\lambda(r), \quad (18)$$

где

$$P_{\bar{\ell}\bar{\ell}_1\lambda}^{\bar{m}\bar{m}_1\mu} = (-1)^{\bar{m}+\mu} \sqrt{\frac{(2\bar{\ell}_1+1)(2\bar{\ell}+1)}{4\pi(2\lambda+1)}} (\bar{\ell}_1\bar{\ell}_1 0 0 | \lambda 0) (\bar{\ell}_1\bar{\ell}_1 \bar{m}_1 - \bar{m} | \lambda - \mu). \quad (19)$$

Остаточные взаимодействия падающей частицы (\vec{r}) с другими степенями свободы ядра (ξ) можно задавать в общем виде:

$$V_{rot}^N(\vec{r}, \xi) = \sum_{i=1}^A V(\vec{r} - \vec{r}_i). \quad (20)$$

Имея в виду использовать в дальнейшем микромодели ядра, запишем это взаимодействие в представлении чисел заполнения с операторами рождения a_n^+ и уничтожения a_n частиц на нильссоновских орбитах, определяемых квантовыми числами $\{n\}$ и волновыми функциями в координатном пространстве $N_n(\vec{x})$. Тогда

$$\begin{aligned} V_{rot}^N(\vec{r}, \xi) &= \sum_{nn'} \langle N_n(\vec{x}) | V(\vec{r} - \vec{x}) | N_{n'}(\vec{x}) \rangle a_n^+ a_{n'} = \\ &= \sum_{nn'} \rho_{nn'}^{\nu\sigma}(\vec{r}) Y_{\nu\sigma}(\hat{r}) a_n^+ a_{n'}, \end{aligned} \quad (21)$$

где $\rho_{nn'}^{\nu\sigma}$ соответствует переходной плотности ядра и в случае δ -образного взаимодействия между нуклонами ($V(\vec{r}' - \vec{x}) = g \delta(\vec{r}' - \vec{x})$) имеет простой вид:

$$\rho_{nn'}^{\nu\sigma}(r) = g \langle Y_{\nu\sigma}(\hat{r}) N_n(\vec{r}) | N_{n'}(\vec{r}) \rangle. \quad (22)$$

Теперь можно записать матричные элементы остаточных неротационных взаимодействий, входящие в уравнение (10).

$$\begin{aligned} & \langle Y_{\bar{\ell}\bar{m}} \Phi_\alpha | V_{\text{рез}}^N | \Phi_{\alpha'} Y_{\bar{\ell}'\bar{m}'} \rangle = \\ & = \sum_{nn'} P_{\bar{\ell}\bar{m}}^{\bar{m}\bar{m}'\sigma} \rho_{nn'}^{\nu\sigma}(r) \langle \Phi_\alpha | a_n^+ a_{n'} | \Phi_{\alpha'} \rangle. \end{aligned} \quad (23)$$

Последний матричный элемент вычисляется в рамках любой микромодели ядра после перехода к квазичастицам, в представлении которых задаются обычно волновые функции ядерных состояний.

3. Сечение срыва

С помощью волновых функций входного и выходного каналов (11) и (16) вычислим амплитуду и дифференциальное сечение реакции срыва $A(d p)B$:

$$T_{d p} = \langle \Psi_{p+B}^{(-)} | V_{np} | \Psi_{d+A}^{(+)} \rangle, \quad (24)$$

$$\sigma(\theta) = [(2J_A + 1)(2s_d + 1)]^{-1} \sum_{M_A M_B} \sum_{\sigma_d \sigma_p} |T_{dp}|^2. \quad (25)$$

Для этого воспользуемся приближением δ -псевдопотенциала (пр)-взаимодействия

$$V_{np} \Phi_d = g \delta(\vec{r}_n - \vec{r}_p), \quad (26)$$

а функции связанного состояния конечного ядра В разложим по функциям ядра А и нильссоновским функциям нуклона:

$$\Phi_{\beta \alpha}^R(\xi = \xi + 1) = \sum_{\alpha'(\kappa_{\alpha'})} \gamma_{\beta \alpha'}^n(\kappa_{\beta} = \kappa_{\alpha'} + \Omega) \Phi_{\alpha'(\kappa_{\alpha'})}^*(\xi) N_{n(\Omega)}^*(\vec{r}'), \quad (27)$$

где

$$\gamma_{\beta \alpha}^n(\kappa_{\beta} = \kappa_{\alpha} + \Omega) = \langle \Phi_{\beta(\kappa_{\beta})}^R | N_{n(\Omega)}^*(\vec{r}') \Phi_{\alpha(\kappa_{\alpha})} \rangle, \quad (28)$$

а

$$N_{n(\Omega=\Lambda+\Sigma)}^*(\vec{r}') = \sum_{\ell'' \Lambda} a_{\ell'' \Lambda}^{(n)} R_{\ell'' \Lambda}^{(n)}(r) Y_{\ell'' \Lambda}(\hat{r}') \sum_{\sigma_n} D_{\sigma_n}^{*n}(\theta_i) |s_n \sigma_n \rangle \quad (29)$$

есть нильссоновская функция нейтрона, в которой спиновая часть переведена в лабораторную систему координат.

Используя приведенные выражения и проводя в формулах (24) и (25) соответствующие интегрирования и преобразования (см., например, Приложение 1 работы ^{/2/}), получим окончательный результат:

$$T_{dP} = \sum_{\alpha\beta n} \gamma_{\beta\alpha}^n t_{\alpha\beta}^n,$$

$$t_{\alpha\beta}^n = C \frac{\hat{J}_A \hat{J}_B}{4\sqrt{\pi}} (-1)^{K_A - M_A} \sum_{\substack{\ell\ell'; \bar{\ell}\bar{\ell}' \\ m m \bar{m} \bar{m}'}} \sum_{\ell'' \Lambda \sigma_n} \sum_{JL} a_{\ell'' \Lambda}^{(n)} \frac{\hat{\ell} \hat{\bar{\ell}}}{\ell''^2} (J_B J_A - M_B M_A | JM) \times (30)$$

$$(J_B J_A - K_B K_A | J - \Omega) (\ell \bar{\ell}' \mu 0 | L \mu) (\ell' \bar{\ell}' m' \bar{m}' | L m' + \bar{m}') (\ell \bar{\ell} 0 0 | \ell'' 0) \times$$

$$(\ell \bar{\ell} m m | \ell'' \Lambda) (s_p s_n \sigma_p \sigma_n | s_d \sigma_d) (L s_n \mu \sigma_n | J - M) (L s_n m' + \bar{m}' \Sigma | J - k) \times (31)$$

$$\cdot I_{\ell \dots m}^{AB \alpha \beta n} Y_{\ell' \mu}^* (\hat{k}_p),$$

$$\sigma(\theta) = \frac{C^2}{16\pi(2s_n + 1)} \sum_{JL} L^{-2} (J_A J K_A \Omega | J_B K_B)^2 \sum_{\mu} \sum_{\alpha\beta n} \gamma_{\beta\alpha}^n (K_{\beta} = K_{\alpha} + \Omega)$$

$$\sum_{\ell'' \Lambda} a_{\ell'' \Lambda}^{(n)} (L s_n \Omega - \Sigma \Sigma | J \Omega) \sum_{\substack{\ell\ell'; \bar{\ell}\bar{\ell}' \\ m m \bar{m} \bar{m}'}} I_{\ell \dots m}^{AB \alpha \beta n} \frac{\hat{\ell} \hat{\bar{\ell}}}{\ell''^2} (\ell \bar{\ell} 0 0 | \ell'' 0) (\ell \bar{\ell} m \bar{m} | \ell'' \Lambda). (32)$$

$$(\ell' \bar{\ell}' m' \bar{m}' | L m' + \bar{m}') (\ell' \bar{\ell}' \mu 0 | L \mu) Y_{\ell' \mu}^* (\hat{k}_p)^2,$$

где

$$I_{l \dots m}^{AB \alpha \beta n} = \int \mathcal{R}_{B \beta l l'}^{m m'} R_{l''}^{(n)} \mathcal{R}_{A \alpha \bar{l} \bar{l}'}^{\bar{m} \bar{m}'} r^2 dr \quad (33)$$

интеграл перекрытия радиальных функций.

Так же, как ранее ^{/1/}, здесь выполняются правила отбора: $\Omega = K_B - K_A$, где Ω есть проекция момента нуклона в ядре В, а сам переданный момент $\vec{J} = \vec{J}_B - \vec{J}_A$, вообще говоря, не совпадает с несохраняющимся моментом нуклона в ядре В. Однако в дополнение к результатам ^{/1/} здесь появляются спектроскопические амплитуды $\gamma_{\beta \alpha}^n$, что связано с возможностью промежуточного возбуждения уровней неротационной природы.

Структуру полученных выражений можно понять на примере, когда предполагается малость остаточного взаимодействия $|V_{res}^N| = \epsilon |V_{res}^{rot}| (\epsilon \ll 1)$. Для этого запишем схематически уравнение (10):

$$\hat{L}_l \Phi_{A \alpha l l'}^{m m'} = \sum_{l_1 m_1} C_{ll_1}^{m m_1} \Phi_{A \alpha l_1 l}^{m_1 m'} + \epsilon \sum_{a' l' m_1} F_{a' l' m_1}^{m m_1} \Phi_{A \alpha' l_1 l'}^{m_1 m'} \quad (34)$$

Подставляя сюда решение в виде

$$\Phi_{A \alpha l l'}^{m m'} = \Phi_{A \alpha l l'}^{(0) m m'} \delta_{l \alpha} + \epsilon \Phi_{A \alpha l l'}^{(1) m m'} \quad (35)$$

и приравнивая члены одного порядка по ϵ , получим два уравнения для этих функций:

$$\hat{L}_\ell \Phi_{\Lambda\Lambda\ell\ell'}^{(0)mm'} = \sum_{\ell_1 m_1} C_{\ell\ell_1}^{mm_1} \Phi_{\Lambda\Lambda\ell_1\ell'}^{(0)m_1 m'}$$

(36)

$$\hat{L}_\ell \Phi_{\Lambda\Lambda\ell\ell'}^{(1)mm'} = \sum_{\ell_1 m_1} C_{\ell\ell_1}^{mm_1} \Phi_{\Lambda\Lambda\ell_1\ell'}^{(1)m_1 m'} + \epsilon \sum_{\ell_1 m_1} F_{\alpha\Lambda\ell\ell_1}^{mm_1} \Phi_{\Lambda\Lambda\ell_1\ell'}^{(0)m_1 m'}$$

Аналогичные выражения получаются для протонного канала.

Таким образом, с функциями (35) амплитуда срыва с точностью до членов порядка ϵ^2 представляется в виде

$$T_{dp} = \gamma_{\text{BA}} [t_{0\Lambda\text{B}} + \epsilon t_{1\Lambda\text{B}}] + \epsilon \gamma_{\beta\alpha} t_{1\Lambda\beta} + \epsilon \gamma_{\text{BA}} t_{1\alpha\text{B}} \quad (\beta \neq \text{B}) \quad (\alpha \neq \Lambda) \quad (37)$$

При $\epsilon = 0$ здесь остается первое слагаемое, которое при $\gamma_{\text{BA}} = 1$ совпадает с полученным ранее ^{/1/} результатом. Остальные слагаемые в (37) описывают промежуточные амплитуды. Видно, что если существует сильный промежуточный переход с $\gamma_{\beta\Lambda}$ (или $\gamma_{\text{BA}} = \epsilon^{-1} \gamma_{\text{BA}}$), то вклад его в сечение может оказаться сравнимым с основным. Тем более важно учитывать промежуточные степени срыва, когда остаточные взаимодействия не малы ($\epsilon = 1$).

Рассчитаем теперь спектроскопические амплитуды $\gamma_{\beta\alpha}^n$ в рамках микромодеи деформированного ядра ^{/4,5/}. Для этого перепишем (28) в представлении чисел заполнения, подразумевая под индексом $\{n\}$ совокупность квантовых чисел уровней среднего поля в $r = \pm 1$, в том числе проекции момента Ω и чётность π :

$$\gamma_{\beta\alpha}^{sr} (K_{\beta} = K_{\alpha} + \Omega) = \langle \Phi_{\beta}^R | a_{sr}^{+} \Phi_{\alpha} \rangle . \quad (38)$$

Считая $\Phi^R = \Phi$, подставим в (38) волновые функции чётного ядра Λ (см. /4/):

$$\Phi_{\alpha = \Lambda} = |0\rangle \quad (39)$$

(основное состояние с $K_{\Lambda} = 0$, которое определено как

$$Q_i(\lambda\mu) |0\rangle = 0 , \quad (40)$$

$$\Phi_{\alpha \neq \Lambda} = Q_i^{+}(\lambda\mu) |0\rangle$$

(однофононное состояние с $\{\alpha\} = \{i, \lambda, \mu = K_{\alpha}, \pi\}$), и функций нечётного ядра B (см. /5/):

$$\Phi_{\beta} = \left[\sum_{\rho\sigma} C_{\rho} a_{\rho\sigma}^{+} + \sum_{\lambda'\mu' \gamma\sigma} D_{\rho\gamma\sigma}^{\lambda'\mu' i'} (K_{\beta} \pi_{\beta}) a_{\gamma\sigma}^{+} Q_i^{+}(\lambda'\mu') |0\rangle \right]$$

$$\text{(Здесь } \{\beta\} = \{K_{\beta} \pi_{\beta}\} \text{).} \quad (41)$$

Переходя далее к квазичастицам

$$a_{sr}^{+} = u_{s} a_{s-r}^{+} + v_{s} a_{s r} , \quad (42)$$

после некоторых преобразований получаем соответственно для перехода из основного (Λ) и однофононного (α) состояний чётного ядра в состояние Φ_{β} нечётного ядра следующий результат:

$$\gamma_{\beta\lambda}^{\alpha\tau} = \gamma_{\kappa\beta\pi\beta}^{\alpha\tau} (\kappa\beta = \Omega) = u_{\alpha} c_{\beta} + \frac{v_{\alpha}}{\sqrt{2}} \sum_{\lambda\mu\gamma\rho} D^{\lambda\mu 1}_{\rho\gamma-\tau} (\kappa\beta\pi\beta) \phi^1_{\gamma\alpha} \quad (43)$$

(см. также /5/, там не приведено второе слагаемое, которое мало, а в приближении Тамма-Данкова исчезает),

$$\begin{aligned} \gamma_{\beta\alpha}^{\alpha\tau} = \gamma_{\kappa\beta\pi\beta}^{\alpha\tau} \lambda_{\mu} (\kappa\beta = \mu + \Omega) = u_{\alpha} \sum_{\rho} D^{\lambda\mu 1}_{\rho\alpha-\tau} + \frac{v_{\alpha}}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} C_{\rho} \Psi^*_{\rho\alpha} - \\ - \frac{u_{\alpha}}{2} \sum_{\rho\lambda\mu\gamma} D^{\lambda\mu 1}_{\rho\gamma-\tau} (\Psi^*_{\mu'\alpha} \Psi^*_{\mu'\gamma} + \phi^1_{\mu'\gamma} \phi^*_{\mu'\alpha}). \end{aligned} \quad (44)$$

Всюду здесь приняты обозначения работ /4,5/.

В заключение авторы благодарят проф. В.Г.Соловьева и Н.И.Пятова за ряд полезных обсуждений.

Л и т е р а т у р а

1. В.К.Лукьянов, И.Ж.Петков. ЯФ, 6, 988 (1967).
2. В.К.Лукьянов, И.Ж.Петков. Препринт ОИЯИ, P4-3447, Дубна, 1967.
3. O.Dumitrescu, Preprint, E4-3624, Dubna, 1967.
4. V.G.Soloviev. Atomic Energy Rev., 3, 117 (1965);
Препринт ОИЯИ, P-1973, Дубна, 1965.
5. V.G.Soloviev. Phys. Lett., 16, 308 (1965);
В.Г.Соловьев, П.Фогель, Г.Юнгклауссен. Изв. АН СССР, серия физическая, 31, 518 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

14 мая 1968 года.