

УДК 539.17.01

РЕАКЦИИ ОДНОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ (многоступенчатый срыв)

*Х. Вибике,
В. К. Лукьянов,
Г. Шульц*

Объединенный институт ядерных
исследований, Дубна

Исследуются многоступенчатые черты реакций однонуклонных передач на деформированных ядрах. В адиабатическом приближении с учетом связи каналов по вращению получено общее выражение для сечения однонуклонной передачи нуклона. Показано, что оно принимает простую наглядную форму в теории возмущений по параметру деформации ядра. В частных случаях получены выражения для сечений одно- и двухступенчатого срыва. На базе математических программ ПОЛЛУКС и КАСТОР даны методические расчеты, где сравниваются все эти подходы, выясняется роль многоступенчатых эффектов, влияние выбора схемы расчета одночастичной функции захваченной ядром частицы и другие вопросы. Основные физические результаты иллюстрируются примерами сравнения с экспериментальными данными по реакциям срыва на ^{24}Mg и ^{176}Yb . Показано, что роль многоступенчатых эффектов и правильное описание структуры одночастичной функции очень важны при объяснении экспериментов по реакциям передач на деформированных ядрах.

Multi-step features of the stripping processes on deformed nuclei are investigated. A general expression for the cross section, which involves all intermediate transitions via rotational states with the help of the adiabatic approximations, is presented. It is shown to take an obvious physical form in the framework of the perturbation approach where all orders in the deformation parameter β are taken into account. In particular cases the well known one-step and two-step formulae are obtained. The exact calculations are made and the comparison with the earlier calculations by the one-, two-step approaches is carried out. One discusses the new fit method based on such a multi-step consideration which is realized in the appropriate numerical codes KASTOR and POLLUX. The main physical conclusions resulting from the systematical comparison with the available experimental data are given. It turns out that the multi-step character of stripping and details of the one-particle bound state wave function behaviour much affect the angular distributions as well as absolute and relative cross sections.

ВВЕДЕНИЕ

Успех реакций одноуклонных передач как средства получения информации о структуре ядра во многом связан с возможностью их простого теоретического описания. Основой для такого описания обычно служит метод искаженных волн (МИВ) [1], в рамках которого реакция рассматривается как одноступенчатая, а именно предполагается, что передаваемый нуклон, грубо говоря, «садится» на основной уровень ядра-мишени, вследствие чего образуется одно из наблюдаемых состояний конечного ядра. Таким образом, считается, что в реакции явно участвуют только два ядерных состояния, действие же остальных сводится к формированию оптических потенциалов искаженных волн для падающих и вылетающих частиц.

С наибольшей определенностью такое рассмотрение используется для получения информации о нечетных ядрах в реакциях дейтронного срыва и подхвата на четных ядрах. В таком случае имеют место простые правила отбора по моментам, позволяющие идентифицировать квантовые числа наблюдаемых состояний нечетного ядра. Далее, с помощью программ анализа этих реакций в рамках МИВ [2] из сечений извлекаются значения так называемых спектроскопических S -факторов, которые по определению представляют собой вес одночастичной компоненты в полной волновой функции наблюдаемого состояния, т. е. характеризуют меру одночастичности данного состояния. Как было показано в работе [3], в случае деформированных ядер в качестве S -факторов выступают квадраты коэффициентов разложения одночастичной функции деформированного ядра по сферическому базису. Их необходимо домножать на соответствующие весовые добавки, учитывающие влияние остаточных парных и мультипольных взаимодействий в ядре [4]. Такая основа (анализ по МИВ плюс спектроскопические расчеты S -факторов) часто используется для получения информации о структуре деформированных ядер, в частности ядер вне области стабильности, а также для анализа ядерных состояний вдали от границы Ферми, что служит основой дальнейшего развития наших представлений о ядре.

Вместе с тем рассмотрение реакций передачи на базе одноступенчатого механизма вызывает некоторые возражения, особенно в случае деформированных ядер. Действительно, в таком подходе приходится опираться на правила отбора, в которых фигурируют несохраняющиеся квантовые числа j , l захваченного нуклона, хотя известно, что в поле аксиально-деформированного ядра сохраняются только проекции моментов. Далее очевидно, что важное значение должны приобретать каналы неупругого возбуждения падающими и вылетающими частицами низколежащих вращательных состояний. Их явный учет приводит к изменению

физической картины передачи нуклона. Именно в начале реакции во входном канале возможны виртуальные возбуждения низколежащих состояний ядра-мишени, и уже затем из возбужденного состояния происходит передача нуклона. Аналогичная картина возможна и в выходном канале. Очевидно, что эти многоступенчатые эффекты составят наибольшую конкуренцию прямым передачам в случае, когда ядра имеют низколежащие легковозбуждаемые состояния. В таком случае их влияние на реакцию передачи невозможно учесть простой перенормировкой оптических потенциалов, формирующих искаженные волны, а значит, привычная одноступенчатая картина и стандартная процедура выделения спектроскопических факторов становятся несправедливыми.

Интересно проследить, как развивался вопрос о выяснении роли многоступенчатых эффектов в реакциях передач. В первых ранних работах [5] существование этих эффектов было обнаружено в баттлеровском приближении, когда радиус обрезания, соответствующий сферическому ядру, был заменен на радиус деформированного ядра. Таким образом была впервые найдена «деформационная поправка» к амплитуде срыва. Вычисления с помощью теории возмущений по параметру деформации показали, что вклад ее в «разрешенные переходы» может составлять около 20 %, в то же время «запрещенные переходы» полностью обусловлены лишь этой поправкой. Следующий шаг был сделан в работе [6], где в амплитуде срыва учитывалась связь упругих и неупругих каналов и давался ее анализ в приближении двух уровней. Затем независимо в работах [7] и [8] была разработана адиабатическая теория учета многоступенчатых эффектов в реакциях передач. Это приближение позволяло получать достаточно простые выражения, удобные для проведения численных расчетов и сравнения их с экспериментом. При этом в работе [7] основу составляла теория возмущений по параметру деформации, а в работе [8] была учтена связь каналов [9], соответствующая всем уровням основных вращательных полос ядра-мишени и конечного ядра. Этот этап был завершен работами [10—12], где изучались методические вопросы, связанные с составлением математических программ счета и сопоставлением результатов разных методов.

Несколько другая теоретическая основа учета этих эффектов использовалась в работах [13]. В них вместо построения волновых функций на базе метода связанных каналов перестраивался сам оператор однонуклонной передачи так, чтобы включить в него взаимодействие коллективного типа, приводящее к подвозбуждению одного из уровней ядра в выходном канале. Такой подход менее продуктивен, ибо сводится фактически к учету в рамках теории возмущений вклада лишь одного канала неупругого рассеяния вылетающих частиц на ядре-остатке. Сейчас исследования проводятся как в направлении дальнейшего развития теории,

так и в плане совершенствования методов сравнения с экспериментальными данными. Известны работы групп калифорнийской и копенгагенской [14], японской [15] и дубненской [16—21].

В этом обзоре дадим теоретические основы многоступенчатого механизма реакций однонуклонных передач на базе адиабатического приближения и продемонстрируем на ряде методических и физических примеров характер и величину этих эффектов.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ В РАМКАХ АДИАБАТИЧЕСКОГО ПОДХОДА

Для конкретности будем рассматривать реакцию дейтронного срыва $A(dp)B$ на четном деформированном ядре A . Однако практически полученные формулы можно будет использовать и в случае других реакций того же типа.

По существу, нам надо учесть факт сильной связи каналов упругого и неупругого рассеяний с возбуждением низколежащих состояний вращательной природы при движении падающих дейтронов в поле ядра A и вылетающих протонов в поле ядра B . Соответствующие волновые функции Ψ_{d+A} и Ψ_{p+B} удовлетворяют уравнению вида

$$(H(\xi) + T_k + U(\mathbf{r}\xi) - E) \Psi(\mathbf{r}\xi) = 0, \quad (1.1)$$

где $H(\xi)$ — гамильтониан внутреннего состояния ядра A (или B); U — полное взаимодействие в каналах $d + A$ и $p + B$.

Амплитуда реакции срыва записывается, как и обычно [1], в первом порядке по оператору V_{np} -взаимодействия, приводящему к передаче частицы, и отыскивается в приближении нулевого радиуса этого взаимодействия (с константой D_0).

Тогда

$$T_{dp} = D_0 \langle s_p \sigma_p; \Psi_{p+B}^{(-)}(\mathbf{r}\xi) | \Psi_{d+A}^{(+)}(\mathbf{r}\xi); s_d \sigma_d \rangle, \quad (1.2)$$

где $|s\sigma\rangle$ — спиновая функция. Такая запись предполагает, что каналы неупругого подвозбуждения играют большую роль, чем учет следующих порядков по V_{np} -взаимодействию.

Как обычно, сечение рассчитывается с помощью амплитуды реакции T_{dp} по формуле

$$\sigma(\vartheta) = \frac{m_p^* m_d^*}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{k_p}{k_d} \times \frac{1}{(2J_A + 1)(2s_d + 1)} \sum_{M_A M_B} \sum_{\sigma_p \sigma_d} |T_{dp}|^2, \quad (1.3)$$

где m^* — приведенные массы частиц в каналах; k — их импульсы; J и s — моменты ядра и частиц, а M, σ — их проекции. Итак, видно, что проблема сводится к отысканию решения уравнения (1.1) и вычислению матричного элемента (1.2).

В обычном методе искаженных волн при решении (2.1) пренебрегают явной зависимостью потенциала взаимодействия от внутриядерных переменных ξ и заменяют его на сферически симметричный оптический:

$$U(\mathbf{r}\xi) \Rightarrow U_{\text{опт}}(r). \quad (1.4)$$

Тогда переменные в уравнении разделяются:

$$\Psi(\mathbf{r}\xi) = \psi(\mathbf{r}) \Phi(\xi), \quad (1.5)$$

где Φ — функция ядра, удовлетворяющая уравнению

$$H(\xi) \Phi(\xi) = \varepsilon \Phi(\xi), \quad (1.6)$$

а $\psi(\mathbf{r})$ — искаженная волна, являющаяся решением уравнения движения частицы в поле оптического потенциала ядра. Запись волновой функции в виде (1.5) ведет к факторизации амплитуды (1.2) и сечения реакции на структурную часть (S -фактор), отвечающую перекрытию внутриядерных функций, и кинематическую часть, зависящую от энергии реакции и углов рассеяния. Явный вид этого выражения будет получен в п. 4 предельным переходом от многоступенчатого к одноступенчатому срыву.

В общем случае решение уравнения (1.1) записывается в виде

$$\Psi(\mathbf{r}\xi) = \sum_{\alpha} \psi_{\alpha}(\mathbf{r}) \Phi_{\alpha}(\xi), \quad (1.7)$$

где суммирование ведется по индексу канала рассеяния. Подстановка (1.7) в (1.1) приводит к системе связанных дифференциальных уравнений для функций $\psi_{\alpha}(\mathbf{r})$, практическое решение которой представляет весьма трудоемкую задачу [9]. Однако в таком случае удается явно учесть связь упругих и неупругих каналов при рассеянии дейтронов на ядре A до реакции и протонов на ядре B после реакции срыва.

Более практичным способом учета связи каналов является так называемое адиабатическое приближение [9]. Суть его состоит в том, что решение уравнения (1.1) ищется в виде

$$\Psi(\mathbf{r}\xi) = \psi(\mathbf{r}\xi) \Phi(\xi). \quad (1.8)$$

Теперь, в отличие от (1.5), функция относительного движения $\psi(\mathbf{r}\xi)$ уже зависит от внутриядерных переменных ξ , однако эта зависимость предполагается слабой и ξ здесь можно считать параметром; основная зависимость от ξ в полной функции (1.8) содержится в ядерной волновой функции $\Phi(\xi)$. Тогда можно потребовать выполнения условия

$$H(\xi) \psi(\mathbf{r}\xi) \Phi(\xi) = \varepsilon \psi(\mathbf{r}\xi) \Phi(\xi). \quad (1.9)$$

Подставляя (1.8) в (1.1) и используя (1.9), получаем следующее основное уравнение:

$$(T_{\mathbf{k}} + U(\mathbf{r}\xi) - (E - \varepsilon)) \psi(\mathbf{r}\xi) = 0, \quad (1.10)$$

которое необходимо решать вместе с соответствующими граничными условиями, содержащими на асимптотике падающие волны лишь в упругом канале.

Видно, что решать уравнение (1.10) гораздо проще, чем исходное (1.1), так как в полной функции (1.8) уже выделена главная зависимость от внутренней координаты ξ . Такая запись функции (1.8) и переход к уравнению (1.10) и отвечают адиабатическому приближению. Оно предполагает, что процесс столкновения идет гораздо быстрее, чем характерное внутриядерное движение — в нашем случае вращение ядра ($t_{\text{пролет}} \ll \tau_{\text{внутр}}$ или $\varepsilon \ll E$). Это означает, что в уравнении (1.10) фактически пренебрегается энергией ε . Таким образом, если энергии частиц d и p превосходят характерную энергию вращательных возбуждений, то фактически срыв идет на ядре с фиксированной ориентацией в пространстве (ядро «заморожено» по вращению). Истинная амплитуда получается тогда «усреднением» по вращению с функциями начального и конечного состояний ядер A и B соответственно. В работах [9] адиабатическое приближение с успехом использовалось в задачах рассеяния, т. е. методом связанных каналов решалось уравнение (1.10), находились элементы S -матрицы и на их основе вычислялись амплитуды упругого и неупругого рассеяний.

Наша ближайшая задача — более подробно остановиться на анализе структуры функций относительного движения $\psi(\mathbf{r}\xi)$ (п. 2) и связанного состояния ядер $\Phi(\xi)$ (п. 3), поскольку, как будет видно, их правильная запись и учет в них ряда важных для нашей задачи особенностей существенным образом влияют на величину и характер многоступенчатых эффектов в реакции одно-нуклонных передач на деформированных ядрах.

2. СВЯЗЬ КАНАЛОВ

Чтобы решить уравнение (1.10), необходимо задать потенциал взаимодействия, включающий в себя зависимость от внутренних переменных ядра ξ . В случае деформированного ядра роль внутренних переменных ξ играют углы Эйлера Θ_i поворота ядра в пространстве, и в соответствии с адиабатическим приближением следует решать уравнение (1.10), фиксируя каждый раз Θ_i как параметр. Однако эту задачу можно значительно упростить, если осуществить обратный поворот во внутриядерную систему координат на тот же угол Θ_i . Тогда зависимость потенциала взаимодействия от Θ_i исчезнет, и мы получим более простое уравнение

$$(T_{\mathbf{k}} + U(\mathbf{r}') - (E - \varepsilon)) \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}') = 0. \quad (2.1)$$

Здесь штрихи отмечают переменные во внутренней системе; $U(\mathbf{r}')$ — обычный оптический потенциал, в котором, однако, радиус сферического ядра R заменен на радиус деформированного:

$$\mathfrak{R} = R(1 + \Delta(\omega)), \quad (2.2)$$

который зависит от углов ω , определяющих ориентацию вектора \mathbf{r}' во внутриядерной системе координат и параметров деформации:

$$\Delta = \beta_2 Y_{20}(\omega) + \beta_4 Y_{40}(\omega). \quad (2.3)$$

В результате обобщенный оптический потенциал примет вид

$$U(\mathbf{r}') = U_{\text{nuc1}}(r\omega) + U_{\text{coul}}(r\omega), \quad (2.4)$$

где ядерная часть потенциала определяется как

$$U_{\text{nuc1}} = -V/[1 + f_V(r\omega)] - iW/[1 + f_W(r\omega)] - 4iW_D f_W(r\omega)/[1 + f_W(r\omega)]^2; \quad (2.5)$$

$$f_i(r\omega) = \exp\{[r - R_i(1 + \Delta(\omega))]/a_i\}; \quad (2.6)$$

$$i = V, W; R_V = r_V A^{1/3}; R_W = r_W A^{1/3}, \quad (2.7)$$

а кулоновская часть

$$U_{\text{coul}}(r\omega) = ZZ' e^2 \int \rho(\mathbf{x}R) (|\mathbf{r}' - \mathbf{x}|)^{-1} dx. \quad (2.8)$$

Полный потенциал представляем в виде разложения по мультиполям

$$2mU(\mathbf{r}')/\hbar^2 = u_0(r) + \sum_{\lambda=2,4} u_\lambda(r) Y_{\lambda 0}(\omega). \quad (2.9)$$

В работе [24] подробно описаны два метода вычисления функций u_0 и u_λ :

1) разложение потенциала в ряд Тейлора по степеням малости $\sum_\lambda \beta_\lambda Y_{\lambda 0}$, где учитываются только линейные члены по β_λ ;

2) интегрирование по углам ω

$$u_\lambda(r) = \int 2mU(r\omega) Y_{\lambda 0}(\omega) d\omega/\hbar^2, \quad (2.10)$$

что соответствует сумме бесконечного числа членов в разложении Тейлора.

Решение уравнения (2.1) ищем в виде разложения в ряд частичных волн

$$\Psi_{\mathbf{k}'}(\mathbf{r}') = \sum_{l'\mu} \Phi_{l'\mu}^{\mu}(r) Y_{l'\mu}(\omega) Y_{l'\mu}^*(\omega) (\hat{\mathbf{k}}'). \quad (2.11)$$

По l и l' ведется двойное суммирование, так как в аксиальном поле орбитальный момент не сохраняется, а сохраняется лишь его проекция на ось симметрии ядра. Выделяя из радиальных функций фазовые множители

$$\varphi_{ll'}^\mu = 2\pi i^{l'+1} \exp(i\sigma_{l'}) \varphi_{ll'}^\mu(r)/kr, \tag{2.12}$$

где σ_l — кулоновская фаза, и подставляя (2.11) в (2.10), приходим к бесконечной системе дифференциальных уравнений [9]:

$$(d^2/dr^2 - l(l+1)/r^2 - u_0(r) + k^2) \varphi_{ll'}^\mu(r) = \sum_{\lambda l_1} u_\lambda(r) p_{ll_1}^{\lambda\mu} \varphi_{ll_1}^\mu(r), \tag{2.13}$$

где

$$p_{ll_1}^{\lambda\mu} = \frac{\hat{l}_1}{\hat{l}} (l_1 \lambda 0 0 | l 0) (l_1 \lambda \mu 0 | l \mu); \quad \hat{l} = \sqrt{2l+1}. \tag{2.14}$$

На практике систему (2.13) приходится обрывать, ограничиваясь конечным числом связываемых по l каналов ($l' \leq l_{\text{макс}}$), отсюда и название метода связанных каналов.

Асимптотика функций должна выбираться так, чтобы сходящиеся сферические волны оставались лишь в упругом канале:

$$\varphi_{ll'}^\mu = \lim_{r \rightarrow \infty} \left(\phi_{cl'}^{(-)} \delta_{ll'} - S_{ll'}^\mu \phi_{cl'}^{(+)} \right) \tag{2.15}$$

$$\phi_{cl}^{(\pm)} = G_l(kr) \pm iF_l(kr) \lim_{r \rightarrow \infty} \exp\{\pm i(kr - l\pi/2 + \sigma_l - \eta \ln 2kr)\}. \tag{2.16}$$

Здесь $S_{ll'}^\mu$ — «ядерные» матричные элементы рассеяния.

Измерение углов рассеяния ведется в лабораторной системе, поэтому в формуле (2.11) импульс \mathbf{k}' следует перевести в лабораторную систему. Окончательно для (2.11) получаем

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}') = \sum_{l'l'm} \varphi_{ll'}^\mu(r) Y_{l\mu}(\omega) D_{m\mu}^{l'}(\Theta_i) Y_{l'm}^*(\hat{k}). \tag{2.17}$$

Соответствующую функцию выходного канала, как не зависящую от спинов, найдем из соотношения Вигнера:

$$\psi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}') = \psi_{-\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r}'). \tag{2.18}$$

Возвращаясь к уравнению (2.13), обратим внимание на то, что в частном случае центрального поля взаимодействие $u_\lambda(r)$ в правой части обращается в нуль. В этом случае решение переходит в обычное решение уравнения с оптическим потенциалом — искаженные волны:

$$\varphi_{ll'}^\mu = \varphi_l(r) \delta_{ll'} \delta_{\mu 0}. \tag{2.19}$$

Характер изменений, вносимый в это решение за счет включения взаимодействия деформационного типа u_λ , можно качественно

представить с помощью теории возмущений, предполагая, что u_λ имеет характерную малость ε по сравнению с основной частью взаимодействия u_0 . Из формулы (2.14) определяем правила отбора по орбитальным моментам l_1 и моменту λ и затем на основании уравнения (2.13) находим, что к основной компоненте $\varphi_l(r)$ добавляются (в первом порядке по ε) члены с индексами $l_1 = |1 - \lambda|, |1 - \lambda| + 2, \dots, l + \lambda$. Тогда, например, для взаимодействий квадрупольного вида ($\lambda = 2$) получаем

$$\varphi_{l_1}^\mu \approx \varphi_l(r) \delta_{l_1, l} \delta_{\mu_0, \mu} (1 + \varepsilon C_{l_1}^\mu(r)) + \varepsilon C_{l_1}^\mu(r) \varphi_{l \pm 2}(r). \quad (2.20)$$

Итак, видно, что несохранение момента l в поле деформированного ядра приводит к изменению имевшихся раньше в МИВ правил отбора по моментам.

Это обстоятельство как раз и является отличительной чертой вводимых нами изменений в общую схему МИВ и приводит в дальнейшем к появлению новых характерных черт реакции срыва, возникающих из-за связи каналов в $(d + A)$ и $(p + B)$ -рассеяниях. Отметим еще, что обычно связь каналов в (2.13) является достаточно сильной (u_λ не малы), и поэтому вклад таких поправок нельзя рассматривать, строя теорию возмущений по взаимодействию $u_\lambda(r)$.

3. ЯДЕРНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ

Уже отмечалось, что учет связи каналов не позволяет разбить амплитуду реакции срыва отдельно на кинематическую и спектроскопическую части, ибо теперь [см. (1.8)] функции относительного движения $\psi(r\xi)$ также включает зависимость от внутриядерных координат. Это означает, что структурная часть задачи, проявляющаяся в выборе волновых функций ядра $\Phi(\xi)$, приобретает теперь важное значение не только в предсказании абсолютной величины сечения, как это всегда было раньше в МИВ, но также и в описании формы углового распределения, которая в МИВ была чисто кинематической характеристикой процесса. Поэтому следует более внимательно проанализировать характерные особенности функций связанных состояний, даваемых той или иной моделью ядра.

В общем случае, если пренебречь кориолисовым взаимодействием между разными вращательными полосами и не учитывать пока симметризации, можно записать для четно-четного ядра A и нечетного ядра B следующие функции:

$$\Phi_A = \sqrt{(2J_A + 1)/8\pi^2} D_{M_A K_A}^{J_A}(\Theta_i); \quad (3.1)$$

$$\Phi_B = \sqrt{(2J_B + 1)/8\pi^2} D_{M_B K_B}^{J_B}(\Theta_i) \phi_\Omega(\mathbf{r}'). \quad (3.2)$$

Здесь D — волновые функции жесткого ротатора: ϕ_Ω — функция переданного нуклона в поле деформированного ядра, где сохраняются лишь проекции моментов на ось симметрии ядра. Такая запись волновых функций отвечает модели «сильной связи». Для нечетного ядра (3.2) показывает, что нечетный нуклон находится в заданном состоянии ϕ_Ω (основание полосы), а все ядро вращается как целое. Во внутриядерной системе координат функцию ϕ_Ω удобно представить в виде разложения

$$\phi_\Omega(\mathbf{r}') = \sum_{njl} C_{nlj}^{(\Omega)} F_{nlj\Omega}(\mathbf{r}'), \quad (3.3)$$

где функции сферического потенциала даны как

$$F_{nlj\Omega}(\mathbf{r}') = R_{nlj}(r) \sum_{\Lambda\Sigma} (ls_n\Lambda\Sigma | j\Omega) Y_{l\Lambda}(\omega) | s_n\Sigma). \quad (3.4)$$

Коэффициенты $C_{nlj}^{(\Omega)}$ связаны с коэффициентами $(l\Lambda)$ -представления обычной формулой

$$C_{nlj}^{(\Omega)} = \sum_{\Lambda\Sigma} a_{nl\Lambda} (ls_n\Lambda\Sigma | j\Omega). \quad (3.5)$$

Напомним здесь же, что в такой записи (3.3) коэффициенты находятся методом диагонализации на базе функций центрального поля (3.4). В принципе можно искать ту же функцию ϕ_Ω и другими способами, например, решая систему связанных уравнений, подобную (2.13), но с граничными условиями экспоненциального затухания решения на асимптотике (например, см. работу [22]). Однако нам по некоторым соображениям удобно будет использовать форму (3.3).

Теперь обсудим некоторые общие положения, которые следуют из самого вида (3.1), (3.2) волновых функций ядер A и B . Прежде всего, подставляя их в матричный элемент амплитуды реакции передачи (1.2), сразу получаем правила отбора для переданного в ходе реакции момента. Поскольку для четно-четного ядра $J_A = K_A = 0$, то имеем

$$J = J_B; \quad \Omega = K_B. \quad (3.6)$$

Этот результат, естественно, не зависит от какого-либо конкретного вида нейтронной функции ϕ_Ω . Более того, следует обратить внимание, что если представлять ее в виде разложения (3.3), то вклад в реакцию дадут все ее компоненты, как с $j = J$, так и с $j \neq J$. Это обстоятельство связано с фактом сильной связи каналов в функциях относительного движения. Именно из-за этого, как отмечалось в п. 2, наряду с передачей ядру «основного» момента $L = |I_d' - I_p'$ | важный вклад будут давать и другие моменты $l = |I_d' + \lambda) - (I_p' + \lambda) |$ и т. д., которые могут не совпадать с «основным» ($L \neq l$). Отсюда все компоненты нейтронной функции jl будут участвовать в реакции срыва.

Если рассматривать реакцию как одноступенчатую, т. е. функции относительного движения брать в виде искаженных волн центрального поля оптического потенциала, то расчет матричного элемента амплитуды реакции (1.2) приведет фактически к проектировке функции связанного состояния в деформированном поле (3.3) на сферический базис, а это автоматически «вырежет» из последней только одну, «основную» компоненту с $j = J$ ($l = L$). Теперь же при учете связи каналов в сечении реакции входят все компоненты волновой функции. Поэтому следует критически разобрать возможности использовать ту или иную схему расчета этих коэффициентов и компонент сферического базиса.

Дело в том, что в прямых реакциях основное значение принимает область интегрирования в районе границы ядра (реакции «на поверхности»). Поэтому для нас важен вид функции связанного состояния на границе ядра и дальше. Из общих принципов квантовой механики ясно, что

$$R_{nlj} \sim \exp(-\kappa_{nlj}r), \quad r \rightarrow \infty, \quad (3.7)$$

где

$$\kappa_{nlj} = \sqrt{2m |E_{nlj}^{cb}| / \hbar^2}; \quad (3.8)$$

E_{nlj}^{cb} — энергия базисного состояния. Однако на практике этим требованием часто пренебрегают. Действительно, для большинства задач ядерной спектроскопии главный вклад вносит область внутри ядра, поэтому часто при отыскании функции $\phi_\Omega(\mathbf{r}')$ предпочтение отдается простоте расчетов, аналитичности матричных элементов и т. д. за счет нарушения требования (3.7).

Например, в схеме Нильсона [23] базисом являются функции осцилляторного потенциала, которые на границе спадают очень резко:

$$R_{nlj} \sim \exp(-\kappa_{nlj}^2 r^2), \quad r \rightarrow \infty \quad (3.9)$$

и по этой причине не могут быть прямо использованы в расчете прямых реакций. Следовательно, обычно в задачах одноступенчатой передачи нуклона часто используется компромиссный подход, а именно коэффициенты $C_{nkj}^{(\Omega)}$ берутся по Нильсону, а компонента R_{nlj} (одна!) рассчитывается в поле конечного потенциала Вудса — Саксона. Другой недостаток схемы Нильсона заключается в том, что диагонализация (из соображений простоты) ведется внутри лишь одной осцилляторной подоболочки N ($N = 2(n-1) + l$). Для реакций такое ограничение может оказаться существенным, особенно в тяжелых ядрах, где состояния с разными N лежат очень близко.

Более последовательной является схема, основанная на сферическом базисе потенциала Вудса — Саксона [24]. Здесь уже учи-

тываются все N , а асимптотика компонент имеет экспоненциально спадающий вид

$$R_{nlj} \sim \exp(-\kappa_{nlj}r), \quad r \rightarrow \infty. \quad (3.10)$$

Однако в такой схеме приходится работать, по существу, с неполным набором базисных сферических компонент, ибо включить уровни «над ямой» — с положительной энергией — практически очень трудно. Это приводит к тому, что асимптотическое поведение полной функции (3.3) оказывается неверным и может привести к непреднамеренной погрешности, связанной с завышением вклада в реакцию от слабо связанных компонент, лежащих вблизи энергии отделения нейтрона (малые κ_{nlj}).

В этом отношении наиболее последовательной оказывается схема [25, 26], основанная на методе Штурма — Лиувилля, в рамках которого можно построить полную систему базисных функций, причем каждая из них имеет одну и ту же энергию (в частности, эту энергию удобно выбрать равной энергии связи изучаемого состояния):

$$\left. \begin{aligned} R_{nlj} &\sim \exp(-\kappa r), \quad r \rightarrow \infty; \\ \kappa &= \sqrt{2m|E^{св}|/\hbar^2}. \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

В результате асимптотическое поведение полной нейтронной функции в поле деформированного ядра оказывается правильным, и, более того, поведение всех ее компонент возле границы ядра и на асимптотике совпадает. Таким образом, в этом методе не существует принципиальных ограничений на число базисных состояний, а это позволяет добиваться нужной сходимости, увеличивая число членов ряда (3.3) тогда, когда это необходимо. Вместе с тем в методе Штурма — Лиувилля имеются, конечно, свои недостатки, например базисные функции теряют простую физическую наглядность, как это было раньше. Поэтому одной из задач дальнейшего методического анализа (п. 6) будет выяснение на конкретных примерах, в каких случаях, используя ту или иную модель, можно добиться упрощения расчетов, не допуская при этом большой погрешности в результате.

4. СЕЧЕНИЕ МНОГОСТУПЕНЧАТОГО СРЫВА

Итак, в реакциях срыва на деформированных ядрах будем учитывать сильную связь упругих и неупругих каналов в рассеянии дейтронов на начальном ядре A и протонов на конечном ядре B . Для этого, комбинируя функции относительного движения (2.17) с ядерными (3.1) и (3.2), запишем вначале функции каналов реакции (удобно сразу выбрать ось $oz \uparrow \mathbf{k}_d$):

$$\Psi_{d+A}^{(+)} = \sqrt{(2J_A + 1)/8\pi^2} D_{M_A K_A}^J(\Theta_i) \sum_{l_d l'_d \mu_d} \sqrt{(2l_d + 1)/4\pi} \times$$

$$\times \varphi_{l_d l'_d}^{\mu_d} D_{0\mu_d}^{l'_d}(\Theta_i) Y_{l_d \mu_d}(\omega); \quad (4.1)$$

$$\Psi_{p+B}^{(-)*} = \sqrt{(2J_B + 1)/8\pi^2} \hat{D}_{M_B K_B}^{*J}(\Theta_i) \hat{\phi}_\Omega(\mathbf{r}') \times \\ \times \sum_{l_p l'_p \mu_p} (-1)^{l'_p} \varphi_{l_p l'_p}^{\mu_p} D_{m \mu_p}^{l'_p}(\Theta_i) Y_{l_p \mu_p}(\omega) Y_{l'_p m}^*(\hat{k}). \quad (4.2)$$

При этом одночастичную функцию (3.3) удобно взять так, чтобы ее спиновая часть была переведена в лабораторную систему координат:

$$\hat{\phi}_\Omega(\mathbf{r}') = \sum_{n j l \Lambda \Sigma} C_{n l j}^{(\Omega)}(l s_n \Lambda \Sigma | j \Omega) R_{n l j}(r) Y_{l \Lambda}(\omega) \times \\ \times \sum_{\sigma_n} \hat{D}_{\sigma_n \Sigma}^{*s_n} | s_n \sigma_n \rangle. \quad (4.3)$$

Подставляя (4.1), (4.2) вместе с (4.3) в амплитуду (1.2) и затем в формулу для сечения (1.3) и выполняя там интегрирования и суммирования по ненаблюдаемым проекциям моментов, приходим к окончательному результату для дифференциального сечения многоступенчатого срыва, учитывающего виртуальные подвозбуждения внутри основных вращательных полос ядер A и B [8]:

$$\sigma(\vartheta) = \left[\frac{(2J_B + 1)}{(2J_A + 1)} \right] \sum_{JL} S_{J\Omega}^{\text{rot}} \sum_m \left| \sum_{n l j \Lambda \Sigma} C_{n l j}^{(\Omega)}(l s_n \Lambda \Sigma | j \Omega) (L s_n \Lambda \Sigma | J \Omega) \times \right. \\ \left. \times F_{n l j L \Lambda m}(\vartheta) \right|^2, \quad (4.4)$$

где

$$F_{n l j L \Lambda m} = c D_0 \sum_{(dp)} (-1)^{l'_p} [\hat{l}_p \hat{l}_d \hat{l}'_d / (4\pi \hat{L} \hat{l})] (l'_p l'_d m 0 | L m) \times \\ \times (l'_p l'_d \mu_p \mu_d | L \Lambda) (l_p l_d 0 0 | l 0) (l_p l_d \mu_p \mu_d | L \Lambda) \times \\ \times I_{n l j}^{(dp)} Y_{l'_p m}^*(\hat{k}), \quad (4.5)$$

а радиальный интеграл перекрытия

$$I_{n l j}^{(dp)} = \int r^2 dr \varphi_{l_p l'_p}^{\mu_p} R_{n l j} \varphi_{l_d l'_d}^{\mu_d}. \quad (4.6)$$

Здесь $(dp) \equiv \{l_p l'_p \mu_p l_d l'_d \mu_d\}$, константа

$$c^2 = m_p^* m_d^* k_p / [(2\pi \hbar^2)^2 k_d (2s_n + 1)], \quad (4.7)$$

а спектроскопический фактор, возникающий от перекрытия вращательных функций, имеет вид

$$S_{J\Omega}^{\text{rot}} = g^2 [(2J_A + 1)/(2J_B + 1)] (J_A J K_A \Omega | J_B K_B)^2, \quad (4.8)$$

где $g^2 = 1 + \delta_{0K_A} + \delta_{0K_B}$ возникает из-за учета симметризации функций (3.1), (3.2).

Основной чертой полученного выражения (4.4) является то, что его невозможно факторизовать, выделив отдельно структурную (коэффициенты смешивания $C_{nlj}^{(\Omega)}$) и кинематическую часть. Наоборот, характерно, что амплитуда состоит теперь из суммы «прямой» ($j = J, l = L$) и «непрямых» частей ($j \neq J, l \neq L$). Это видно из (4.4), куда входит сумма по промежуточным, ненаблюдаемым квантовым числам $j'l\Lambda$. Дальше увидим, что «непрямые» амплитуды могут давать вклад в сечение, сравнимый по порядку величины с «прямой» частью, — это для «разрешенных» переходов ($j = J$), и основной вклад — для «запрещенных», когда $C_{nl(=L)j(=J)}^{(\Omega)} \approx 0$.

Из определения (4.8) следуют правила отбора:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_B - \mathbf{J}_A; \quad \Omega = K_B - K_A, \tag{4.9}$$

которые переходят в частном случае четного ядра A в выражения (3.6). Таким образом, переданный момент J сохраняется, но его нельзя отождествлять с несохраняющимся моментом j нейтрона на орбитали деформированного ядра, как это оказывалось раньше в приближении одноступенчатого срыва.

Сечение одноступенчатого срыва на деформированном ядре [3] получается из (4.4), если взаимодействия, приводящие к неупругому рассеянию в $(d + A)$ - и $(p + B)$ -каналах, малы. Тогда правая часть в уравнениях (2.13) исчезает и остаются несвязанные уравнения на радиальные функции в сферическом поле, т. е. $\Phi_{ll'}^{\mu} = \varphi_l \delta_{ll'} \delta_{\mu 0}$.

Подставляя это равенство в (4.6), получаем не зависящий от μ_p и μ_d интеграл перекрытия:

$$I_{nlj}^{lp,ld} = \int r^2 dr \varphi_{lp} R_{nlj} \varphi_{ld}. \tag{4.10}$$

Тогда в (4.5) можно провести суммирование по μ_p и μ_d , после чего получаем

$$\begin{aligned} \beta_{nlj}^{lm}(\vartheta) = & cD_0 \sum_{\substack{l_p l_d \\ l_p l_d}} (-1)^{l_p} \hat{l}_d^2 \hat{l}_p / 4\pi \hat{l}^2 \times \\ & \times (l_p l_d m 0 | lm) (l_p l_d 0 0 | l 0) I_{nlj}^{lp,ld} Y_{l_p m}^*(\hat{k}). \end{aligned} \tag{4.11}$$

В результате дифференциальное сечение принимает вид

$$\sigma(\vartheta) = [(2J_B + 1) / (2J_A + 1)] \sum_{jl} S_{jl}^{\text{rot}} S_{nlj}^{\text{part}} \sum_m |\beta_{nlj}^{lm}|^2, \tag{4.12}$$

а «одначастичная» часть спектроскопического фактора

$$S_{nlj}^{\text{part}} = (C_{nlj}^{(\Omega)})^2. \tag{4.13}$$

В сечение срыва (4.12) входит спектроскопический фактор, который, по определению (4.8), дает правила отбора:

$$j = J_B - J_A; \quad \Omega = K_B - K_A. \quad (4.14)$$

Таким образом, в приближении одноступенчатого срыва приходится считать, что момент j переданного в деформированное ядро нуклона сохраняется и что только одна компонента $C_{nlj}^{(\Omega)}$ одночастичной функции в деформированном поле дает вклад в сечение, о чем уже говорилось в п. 3.

Однако многоступенчатые эффекты могут существенно искажать простую картину одноступенчатого срыва, особенно когда в сечение (4.12) входит «слабая» компонента одночастичной функции, поэтому трудно надеяться получить на базе (4.12) надежную количественную информацию о структуре ядер. Ниже, анализируя более детально общее выражение для сечения (4.4), изучим характер влияния на срыв мощных каналов неупругого подвозбуждения вращательных состояний ядра.

5. МНОГУСТУПЕНЧАТЫЙ СРЫВ В ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

Общее выражение для сечения многоступенчатого срыва (4.4) трудно поддается качественному анализу и пригодно лишь для прямых численных расчетов. Поэтому ниже дадим для него наглядное выражение в рамках теории возмущений по деформации β , где каждая ступень окажется выделенной. Заметим, что в работе [7] использовался аналогичный подход, однако авторам удалось найти лишь сечение двухступенчатого срыва.

Источник основных трудностей задачи состоит в отыскании функций связанных каналов $\varphi_{li}^{\mu}(r)$, которые являются решением системы (2.13), получаемой из уравнения (2.1) с деформированным оптическим потенциалом $U_{\text{опт}}(r') = U_{\text{опт}}(r, \mathfrak{R}(\hat{r}'))$. Однако эти решения можно найти приближенно, если предположить, что ядро является сильно поглощающим и что выполняется условие $kR \gg \gg 1$. В таком случае волновую функцию (2.11) можно приближенно представить [17, 18] в виде, типичном для задач центрального поля:

$$\phi_{k'}(r') = \sum_{li} \varphi_l(r, \mathfrak{R}(r')) Y_{li}(r') Y_{li}^*(\hat{k}'). \quad (5.1)$$

Здесь, однако, радиальная функция включает зависимость от угловых переменных через параметр радиуса деформированного ядра (2.2). Приравнявая теперь (2.11) и (5.1), можно получить

$$\begin{aligned} \varphi_{li}^{\mu}(r) = \sum_{\mathfrak{R}} (-1)^{\mu l} \hat{l}^{\nu} (l' 0 0 | \mathfrak{R} 0) \times \\ \times (l' \mu - \mu | \mathfrak{R} 0) A_{\mathfrak{R}}(\delta) \varphi_l(r, R), \end{aligned} \quad (5.2)$$

где $\varphi_l(r, R)$ — известные решения в поле обычного оптического потенциала центрального поля, а оператор

$$A_{\mathfrak{N}}(\delta) = \int_0^1 dx P_{\mathfrak{N}}(x) \exp[\hat{\delta} P_2(x)] \tag{5.3}$$

зависит от $\hat{\delta} = \sqrt{5/4\pi}\beta R \partial/\partial R$, причем должно выполняться условие $(\hat{\delta})^{\mathfrak{N}} = (\sqrt{5/4\pi}\beta R)^{\mathfrak{N}} \partial^{\mathfrak{N}}/\partial R^{\mathfrak{N}}$. При малых деформациях оператор $A_{\mathfrak{N}}$ принимает вид [18]

$$A_0 = 1 + \hat{\delta}^2/10 + \dots; A_2 = \hat{\delta}(1 + \hat{\delta}/7 + \hat{\delta}^2/14 + \dots)/5 \text{ и т. д.} \tag{5.4}$$

Подставив (5.2) в общее выражение для сечения многоступенчатого срыва (4.4) и проведя там ряд преобразований, можно получить окончательный результат [17]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{multi-step}} = & \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \sum_{JL} S_{J\Omega}^{\text{rot}} \sum_m \left| \sum_{n\Lambda l} C_{nlj}^{(\Omega)} (Ls_n \Lambda \Sigma | j\Omega) \times \right. \\ & \left. \times (Ls_n \Lambda \Sigma | J\Omega) \sum_{\mathfrak{N} n_p n_d} B_{Ll\Lambda}^{n_p n_d \mathfrak{N}} \beta_{nlj}^{Lm}(\vartheta) \right|^2, \end{aligned} \tag{5.5}$$

где выражение

$$\begin{aligned} \beta_{nlj}^{Lm} = & cD_0 \sum_{l_p l_d} (-1)^{l_d} \frac{\hat{l}_p \hat{l}_d^2}{4\pi \hat{L}_2} (l_p l_d m 0 | Lm) (l_p l_d 0 0 | L0) \times \\ & \times \int r^2 dr \varphi_{l_p}(rR_p) R_{nlj}(r) \varphi_{l_d}(rR_d) Y_{l_p m}^*(\hat{k}_p) \end{aligned} \tag{5.6}$$

является прямым обобщением выражения (4.11), рассчитываемого в рамках МИВ. Единственное отличие в том, что здесь изменен индекс функции связанного состояния. При $l = L$ оба выражения совпадают. Оператор

$$\begin{aligned} B_{Ll\Lambda}^{n_p n_d \mathfrak{N}} = & [\hat{n}_p \hat{n}_d (n_p n_d 0 0 | \mathfrak{N}0)]^2 \times \\ & \times (\mathfrak{N}L0\Lambda | l\Lambda) (\mathfrak{N}l00 | L0) A_{n_p}(\hat{\delta}_p) A_{n_d}(\hat{\delta}_d) \end{aligned} \tag{5.7}$$

есть весовой коэффициент, определяющий вклад каждой ступени срыва в (dp) -процесс.

Теперь можно назвать $N_s = \mathfrak{N}/2 + 1$ числом ступеней срыва, а $n_d/2$ и $n_p/2$ — числами предварительного и последующего возбуждений в $(d + A)$ -и $(p + B)$ -каналах соответственно. В частных случаях выражение (5.5) сводится к формулам для сечений одно- и двухступенчатого срыва. Действительно, для одноступенчатого срыва следует положить $n_p = n_d = \mathfrak{N} = 0$, так как промежуточные ступени отсутствуют. Это дает $B_{Ll\Lambda}^{000} = \delta_{Ll}$,

и сечение (5.5) сразу же сводится к хорошо известному результату (4.12). Если учесть только одно дополнительное возбуждение или в дейтронном ($n_d = \mathfrak{N} = 0, 2; n_p = 0$), или в протонном каналах ($n_p = \mathfrak{N} = 0, 2; n_d = 0$), то из (5.5) получается результат Иано — Остерна [7] для двухступенчатого срыва:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{two-step}} = & \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \sum_{JL} S_{J\Omega}^{\text{rot}} \sum_m \left| \sum_{n\Lambda l j \Sigma} C_{nlj}^{(\Omega)} (l s_n \Lambda \Sigma | j \Omega) \times \right. \\ & \times (L s_n \Lambda \Sigma | J \Omega) [\beta_{nLj}^{Lm} \delta_{iL} + \beta \sqrt{5/4\pi} (2L0\Lambda | l\Lambda) (2l00 | L0) \times \\ & \left. \times (R_p \partial / \partial R_p + R_d \partial / \partial R_d) \beta_{nlj}^{Lm} (\vartheta R_p R_d) \right|^2. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Наглядная форма сечения (5.5) в рамках теории возмущений позволяет ввести терминологию разрешенных и запрещенных по L передач нуклона, в зависимости от того, какие значения принимает соответствующий коэффициент $C_{nlj}^{(\Omega)}$. Так, одноступенчатый переход можно назвать разрешенным, если

$$C_{nLJ}^{(\Omega)} \neq 0, \quad L = l, \quad J = j, \quad (5.9)$$

и запрещенным, если

$$C_{nLJ}^{(\Omega)} = 0, \quad L = l, \quad J = j. \quad (5.10)$$

В схеме Нильсона это последнее условие будет всегда иметь место, когда L больше, чем осцилляторное число $N = 2(n - 1) + l$. Хорошо известны такие запреты пока только в легких ядрах. Например, в реакции срыва $^{24}\text{Mg}(dp)^{25}\text{Mg}$ переходы на вращательные уровни $7/2^+$ и $9/2^+$ основания $5/2^+$ [202] являются запрещенными, так как для $L = 4$ соответствующий коэффициент Нильсона равен нулю.

В тяжелых ядрах имеем $N \geq 5$, и поэтому подобные запреты трудно наблюдать, ибо необходимо измерять переходы с большой передачей момента $L > 5$ на уровни, которые, как правило, в реакциях однонуклонной передачи слабо возбуждаются.

Чтобы оценить порядок вклада двухступенчатых переходов в амплитуду срыва, можно воспользоваться приближенным выражением

$$\beta_{nl}^{Lm}(\vartheta) \approx \exp(-a\vartheta) \cos(kR\vartheta + \vartheta_L), \quad (5.11)$$

полученным в дифракционном приближении [10]. Здесь ϑ_L и a — некоторые известные параметры. Теперь можно видеть, что поскольку вторая ступень пропорциональна производной по радиусу R от (5.11), то ее вклад в амплитуду срыва будет идти в противофазе. Таким образом, она будет проявлять себя в первую очередь в точках минимума дифференциального сечения одноступенчатого срыва, где она принимает максимальные значения. Поскольку наиболее «рельефные» картинки угловых распределений наблю-

даются в реакциях срыва на легких ядрах, то следует ожидать, что «включение» второй ступени должно здесь проявляться именно в угловом распределении. И наоборот, в срыве на тяжелых ядрах наблюдаются довольно «вялые» угловые распределения, поэтому изменений за счет включения многоступенчатых эффектов следует ожидать здесь в основном в абсолютных значениях сечений.

Ниже дадим сравнение точных расчетов сечений на основе формулы (4.4) и приближенных — одноступенчатых (4.12) и двухступенчатых (5.8) — сечений.

6. АНАЛИЗ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ЭФФЕКТОВ

В этом параграфе приведем результаты методических исследований многоступенчатых эффектов в реакциях срыва на легких и тяжелых деформированных ядрах. Сечения многоступенчатого срыва рассчитывались на ЭВМ СДС 1604А по формуле (4.4) с помощью алгольного варианта программы ПОЛЛУКС [21], сечения двухступенчатых передач (5.8) брались (для сравнений) из работы [7], одноступенчатые сечения рассчитывались по известной схеме МИВ. Нейтронные функции в поле деформированного ядра брались как из схемы Нильсона [23], так и из расчетов на базе деформированного потенциала Вудса — Саксона с фиксированной глубиной сферической ямы [24], а также — из полученных по методу Штурма — Ливуилля [25, 26]. (Здесь использовалась разработка метода, данная в работе [25]). Пока не ставим целью дать конкретные сравнения с экспериментом, ибо для этого необходимо специально изучать вопрос о правильном выборе параметров оптических потенциалов, что будет сделано ниже.

Сравнение одно-, двух-и многоступенчатых сечений передач.

Прежде всего интересно методически исследовать возможность использования теории возмущений для расчета реакций передач нуклона, ибо она дает значительно более простые выражения для сечений, что существенно сокращает время расчетов на ЭВМ. Для сравнения выберем те же примеры, которые уже изучались раньше на основе двухступенчатого рассмотрения в работе [7] (см. формулу (5.8)), в которой использовалась схема Нильсона с заменой в функциях сферического базиса гауссовой асимптотики на экспоненциальную. Все параметры выбраны теми же, что и в работе [7].

В качестве примера реакции срыва на легком деформированном ядре исследуем реакцию $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ (рис. 1). Видно, что дифференциальные сечения передачи нейтрона в основное состояние $5/2 \ 5/2^+$ [202], рассчитанные в разных приближениях, имеют примерно одинаковый вид. Такой результат объясняется, во-первых, тем, что здесь имеет место разрешенный одноступенчатый срыв и, во-вторых, что в данном конкретном случае подавляющий вклад в нейтронную функцию дает лишь одна компонента с $C_{1d^{5/2}}$,

а остальные коэффициенты оказываются или равными нулю (схема Нильсона), или очень малы (в более реалистических моделях). Это последнее обстоятельство приводит также к тому, что одноступенчатая передача нейтрона на первый вращательный уровень $7/2^+$ основной полосы $5/2^+$ [202] оказывается запрещенной, и весь

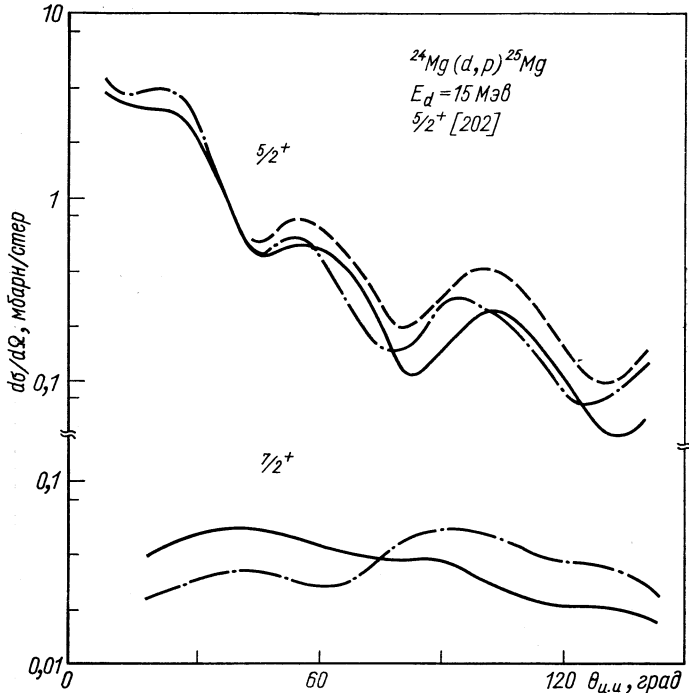


Рис. 1. Сравнение сечений одно- (---), двух- (-.-.-) и многоступенчатых (—) передач для случая «легкого» деформированного ядра. Все параметры в расчетах выбирались одинаковыми для каждого перехода [7].

эффект связан теперь лишь с переходами высшего порядка. Видно, что в этом случае двухступенчатый расчет не исчерпывает точного (многоступенчатого) сечения, значительные отличия наблюдаются в абсолютной величине сечения и в форме углового распределения.

Итак, можно заключить, что в случае, когда нейтронная функция имеет одну резко выделенную компоненту (такая ситуация встречается именно в легких ядрах), одноступенчатый переход с участием этой компоненты часто оказывается определяющим. И наоборот, «запрещенные» переходы в этом случае должны включать все многоступенчатые эффекты.

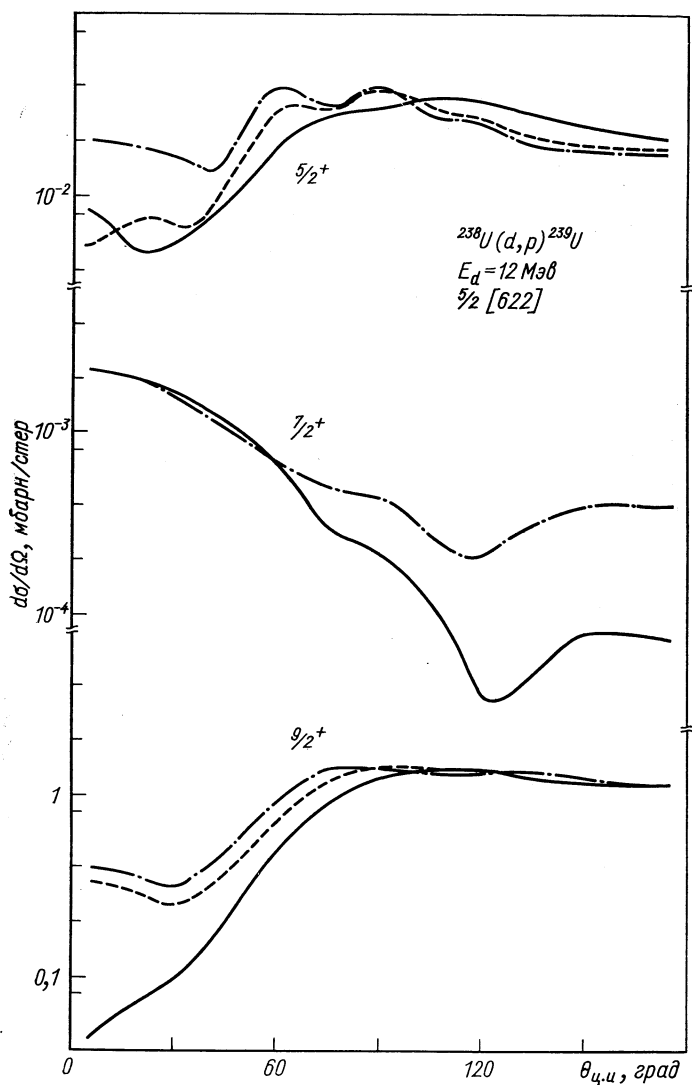


Рис. 2. Сравнение сечений одно- (---), двух (-.-.-) и многоступенчатых (—) передач для случая тяжелого деформированного ядра. Параметры для всех переходов брались одинаковыми [7].

Аналогичные сравнения были сделаны для реакции $^{238}\text{U}(dp)^{239}\text{U}$ (рис. 2). В случае передачи нейтрона в основное состояние $5/2 \rightarrow 5/2^+$ [622] сечение многоступенчатого срыва при углах 90°

оказывается в 1,8 раза больше сечений одно- и двухступенчатых переходов. Это объясняется тем, что в тяжелых ядрах нейтронная функция содержит много компонент, причем они входят со сравнимыми весами. В то же время расчеты сечения по теории возмущений учитывают только часть из этих компонент. Здесь, например, в сечение для $5/2^+$ вовсе не входит компонента $l = 6$, потому что l отличается от L прямого перехода более чем на 2. Кроме того, сама теория возмущений работает только в низших порядках по параметру деформации. Из рис. 2 видно, что влияние высших порядков проявляется в первую очередь в так называемых «чувствительных» точках, т. е. при тех углах, где сечение быстро меняется примерно на порядок величины по сравнению со средними значениями в остальном диапазоне углов. Именно там, где сечения одноступенчатых переходов оказываются относительно малыми, следует ожидать большого влияния многоступенчатых эффектов за счет включения высших порядков по деформации. Заметим далее, что в рассматриваемом примере «запрещен» одноступенчатый переход на второй вращательный уровень $7/2^+$, ибо соответствующий коэффициент очень мал $(C_{g7/2})^2 = 4 \cdot 10^{-6}$ [7].

Итак, в случае тяжелых деформированных ядер, где одночастичная функция имеет обычно много компонент, учет многоступенчатых эффектов приводит к изменению абсолютных величин сечений в разрешенных одноступенчатых переходах и к изменению формы угловых распределений там, где одноступенчатые сечения претерпевают сравнительно резкие изменения.

Зависимость сечения от структуры нейтронной функции. Известно, что сечения одноступенчатой передачи нейтрона на разные уровни одного ядра имеют совпадающие угловые распределения, если передающие моменты $L (= l)$ совпадают. Это связано, как видно из (4.12), с тем обстоятельством, что сечение одноступенчатого срыва «вырезает» из нейтронной функции лишь одну компоненту с данным l . Поэтому хотя одночастичные основания (нейтронная функция) и отличаются друг от друга при переходах с теми же l , но в разные вращательные полосы, тем не менее одноступенчатое сечение «почувствует» это лишь как изменение величины коэффициента $C_{nl}^{(R)}$. Таким образом, изменится абсолютная величина сечения (S -фактор), а кинематическая часть сечения и, следовательно, форма углового распределения останутся неизменными. Другое дело будет в случае многоступенчатой передачи (4.4). Здесь сечение зависит от всех компонент нейтронной функции, поэтому в аналогичной ситуации (переходы с одинаковыми L) следует ожидать изменений не только его абсолютной величины, но и формы угловых распределений. Один из таких примеров показан на рис. 3, где изображены кривые сечений многоступенчатых передач на различные состояния вращательных полос ядра ^{25}Mg . Расчеты одночастичных состояний велись на основе деформирующей

ного потенциала Вудса — Саксона с фиксированной глубиной сферической ямы. Видна большая разница в относительных значениях сечений (на порядок величины), а также в угловых распределениях при больших углах. В этой области углов проявляются сдвиги максимумов и минимумов осцилляций сечений, а для некоторых переходов они оказываются даже в противофазе. Тем не

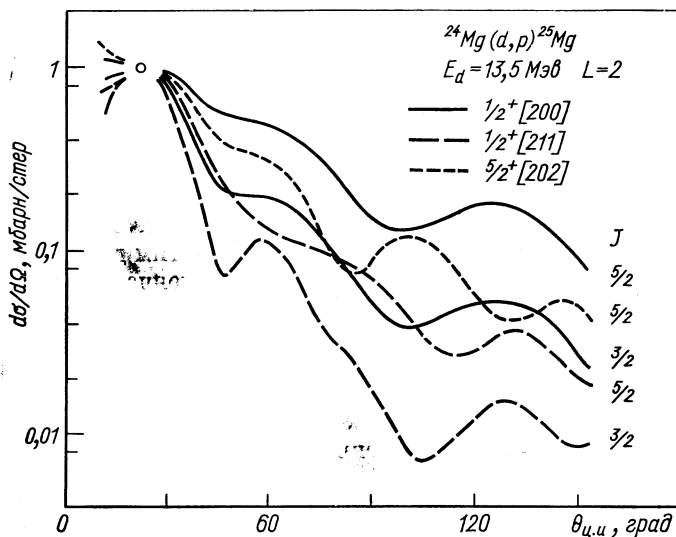


Рис. 3. Влияние структуры одночастичной функции основания полос на угловые распределения в сечениях многоступенчатого перехода на разные уровни с передачей одного и того же момента L . Все кривые «сшиты» в точке их главного максимума при 20° .

менее каждая кривая хотя и грубо, но все же сохраняет типичные черты поведения $L=2$, т. е. первый и второй максимумы сечений во всех случаях лежат соответственно в районе углов 20 и 60° .

Если анализировать приведенные результаты более детально, то видно, что передачи с разными J , но в одну вращательную полосу, характеризуются примерно совпадающими по форме сечениями, которые имеют лишь разный наклон (кривая $3/2$ падает более резко, чем кривая $5/2$). Напомним, что в сечении (4.4) переданный момент J входит только в фактор перед кинематической частью сечения $F_{nljL\Lambda m}(\vartheta)$, который определяет угловое распределение, но сам от J не зависит. Наоборот, переходы с одинаковыми J , но в разные полосы характеризуются сильно различающимися по форме угловых распределений сечениями. В этом случае изменения в структуре сечения возникают только из-за того, что одночастичные функции оснований полос разные, в то же время

кинематические части сечений совпадают для этих полос. Например, в полосе $1/2^+$ [211] коэффициент $C_{3s1/2}^{(1/2)} = 0,409$, а в полосе $1/2^+$ [200] этот же коэффициент принимает значение 0,749 (см.

Таблица 1

Сравнение коэффициентов разложения одночастичных волновых функций деформированного ядра ^{25}Mg , полученных по методу Штурма—Лиувилля с коэффициентами базисных функций потенциала Вудса—Саксона фиксированной глубины и коэффициентами Нильсона

Полоса	Базисные состояния	Коэффициенты Штурма—Лиувилля			Коэффициенты Вудса—Саксона		Коэффициенты Нильсона ($\beta = 0,3$)
		$N = 0$	$N = 2$	$N = 4$	$N = 0$	$N = 2$	$N = 2$
$5/2^+$ [202]	d 5/2	—	1,05	-0,073	—	1,00	1,00
	g 7/2	—	—	-0,083	—	—	—
	g 9/2	—	—	0,139	—	—	—
$1/2^+$ [211]	s 1/2	-0,044	0,447	-0,004	-0,035	0,409	0,37
	d 3/2	—	-0,742	-0,089	—	-0,765	-0,75
	d 5/2	—	-0,490	0,023	—	-0,496	-0,54
	g 7/2	—	—	-0,094	—	—	—
	g 9/2	—	—	-0,086	—	—	—
$1/2^+$ [200]	s 1/2	0,148	0,724	-0,039	0,087	0,749	0,76
	d 3/2	—	0,638	-0,049	—	0,587	0,58
	d 5/2	—	-0,346	0,066	—	-0,294	-0,29
	g 7/2	—	—	0,126	—	—	—
	g 9/2	—	—	-0,085	—	—	—
$1/2^-$ [330]		$N=1$	$N=3$	$N=5$	$N=1$	$N=3$	$N=3$
	p 1/2	0,038	-0,173	-0,054	-0,011	Не связано	-0,23
	p 3/2	-0,258	0,602	0,097	-0,111	0,632	0,55
	f 5/2	—	-0,075	-0,040	—	Не связано	-0,20
	f 7/2	—	0,591	0,103	—	0,767	0,78
	h 9/2	—	—	-0,015	—	—	—
	h 11/2	—	—	0,083	—	—	—

Примечание. Осцилляторное квантовое число N определяется соотношением $N = 2(n-1) + l$, где $(n-1)$ — число узлов радиальных частей базисных функций.

табл. 1). Все это влияет на результаты расчетов сечений многоступенчатого срыва. В п. 7 покажем, насколько это важно при сравнении теории с экспериментом.

Многоступенчатый срыв и выбор схемы уровней. Если бы в расчетах функций связанного состояния не содержалось тех или

иных допущений, о которых подробно говорили в п. 3, то использование любой из схем давало бы равноэквивалентные результаты для сечений многоступенчатого срыва. Однако приходится учитывать тот факт, что эти схемы отличаются друг от друга в силу разного рода приближений. Уже отмечалось, что в различных схемах получаются разные значения коэффициентов разложения $C_{nlj}^{(\Omega)}$, а также разные энергии в компонентах сферического базиса. Проследим теперь, как это может повлиять на расчет сечения срыва. Вначале обратимся к табл. 1, где дано сравнение коэффициентов $C_{nlj}^{(\Omega)}$, взятых из схемы Нильсона, а также рассчитанных по методу Штурма — Лиувилля и в модели деформированного потенциала Вудса — Саксона с фиксированной глубиной сферической ямы. В табл. 2 для последних двух методов сравниваются и значения энергий сферических компонент. (Напомним, что в методе

Таблица 2

Энергии базисных состояний для деформированного ядра ^{25}Mg

Полоса	Базисные состояния из оболочек $N = 2$ и 3	Энергии связи базисных состояний потенциала Вудса — Саксона, $M\epsilon$	Энергии связи базисных состояний метода Штурма — Лиувилля, $M\epsilon$
5/2+ [202]	d 5/2	7,33	7,33
	s 1/2	6,43	6,75
1/2+ [211]	d 3/2	5,95	6,75
	d 5/2	7,33	6,75
	s 1/2	6,43	4,77
1/2+ [200]	d 3/2	5,95	4,77
	d 5/2	7,33	4,77
	p 1/2	Не связано	3,93
1/2- [330]	p 3/2	0,5	3,93
	f 5/2	Не связано	3,93
	j 7/2	1,18	3,93

Примечание. Базисные состояния потенциала Вудса — Саксона с фиксированной глубиной имеют разные энергии, соответствующие связанным состояниям в потенциальной яме постоянной глубины, и нормированы так, чтобы энергия $E_{2d\ 5/2}$ основного состояния 5/2+ [202] совпадала с экспериментальной. Базисные состояния в методе Штурма — Лиувилля имеют одинаковые энергии связи для одной полосы, равные экспериментальной энергии ее основания.

Штурма — Лиувилля все компоненты имеют одинаковую энергию, совпадающую с энергией состояния деформированного ядра.)

Обсудим вначале ситуацию в четной оболочке $N = 2$. Видно, что главные коэффициенты в разных схемах оказываются здесь довольно близкими по величине и совпадают по знаку. Кроме

того, энергии соответствующих им базисных функций (по Вудсу — Саксону) оказываются близкими друг к другу (в пределах 1 Мэв) и довольно сильно связаны ($E_n \approx E_{св}$). В таком случае естественно ожидать, что в рассчитываемых на базе этих моделей сечениях не должно возникать значительных различий. На рис. 4 это под-

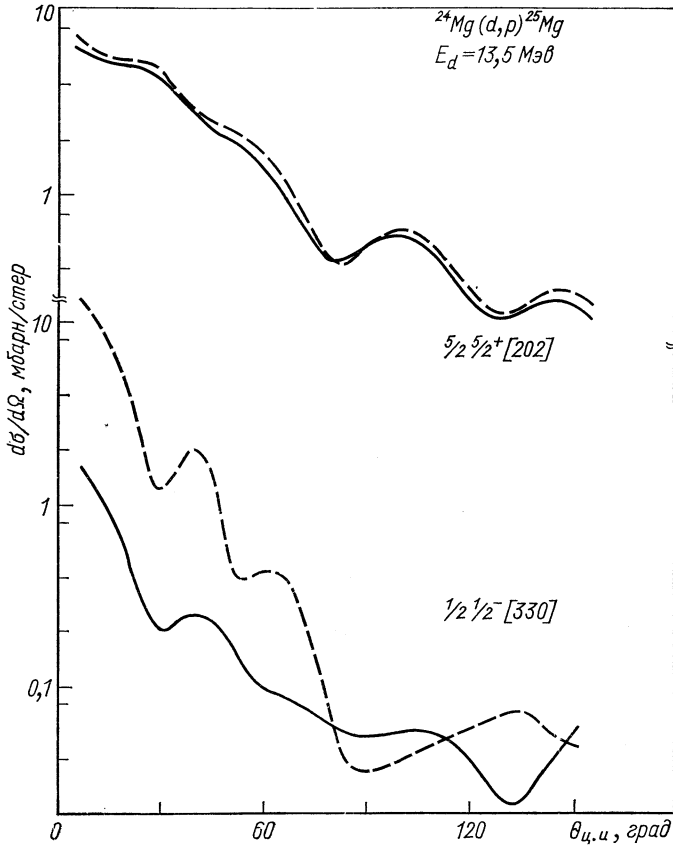


Рис. 4. Влияние выбора схемы уровней на сечение многоступенчатой передачи (— — — — по методу Вудса — Саксона; — — — — по методу Штурма — Лиувилля).

тверждается наиболее типичным примером срыва на уровень $5/2 \ 5/2^+ [202]$ ядра ^{25}Mg , и видно, что обе модели (Вудса — Саксона и Штурма — Лиувилля) действительно дают очень близкие результаты.

Другая ситуация наблюдается в случае нечетной оболочки $N = 3$, например $1/2^- [330]$. Во-первых, здесь разница в значени-

ях главных компонент несколько больше, чем для $N = 2$, но главное, видимо, в том, что энергия связи данного состояния уже невелика, а разброс в энергиях базисных уровней потенциала Вудса — Саксона с фиксированной глубиной более значителен, чем раньше, например две компоненты вообще оказываются несвязанными.

Эти обстоятельства приводят к ряду трудностей в использовании схемы деформированного потенциала Вудса — Саксона с фиксированной глубиной сферической ямы для нечетных оболочек (см. подробно в работе [19]). Как типичный пример возникающих при этом значительных расхождений с «точными» (метод Штурма-Лиувилля) расчетами на рис. 4 даны сечения перехода в состояние $1/2^-$ [330]. Итак, можно сделать вывод, что схему модели деформированного потенциала Вудса — Саксона с фиксированной глубиной сферической ямы нельзя прямо использовать в таких случаях, когда входящие в состав функции основания полосы компоненты имеют сильные различия по энергиям.

Однако можно предложить следующую компромиссную вариант. В тех случаях, когда схема Вудса — Саксона с потенциалом фиксированной глубины дает достаточно много связанных компонент с большими коэффициентами $C_{nlj}^{(\Omega)}$, можно использовать именно эти значения коэффициентов, однако энергию в базисных функциях необходимо заменить на экспериментально наблюдаемую энергию состояния, в которое идет передача нуклона. Такая процедура может оказаться достаточно простой и оправданной во многих случаях.

Многоступенчатый срыв с учетом подвозбуждения невращательных состояний. До сих пор было рассмотрено влияние на срыв виртуальных возбуждений вращательных состояний деформированного ядра. Однако на практике важно знать, насколько существен вклад в реакцию других состояний: невращательной природы, которые (особенно в нечетных ядрах) обычно располагаются рядом с вращательными и могут также легко возбуждаться при рассеянии. Теоретический подход здесь остается тем же, что и раньше (см. п. 2—4), однако адиабатический метод для каналов невращательной природы применить не удастся, и их приходится учитывать точно; при этом все вращательные каналы проще опять включать адиабатически. Такой полуадиабатический подход был развит в работе [16]. Полученный результат отличается от (4.4) тем, что в амплитуде срыва наряду с $C_{nlj}^{(\Omega)}$ -амплитудой одночастичного S -фактора войдут также амплитуды перекрытия $\sqrt{S_{\alpha\beta}^{\text{nonrot}}}$ функций, относящихся к состояниям промежуточных возбуждений невращательной природы. Радиальный интеграл (4.6) также будет теперь зависеть от квантовых чисел $\{\alpha\beta\}$, ибо функции относительного движения будут уже решениями системы (2.13) с правой частью, включающей взаимодействия невращательной природы.

На рис. 5 приведены результаты расчетов для реакции $^{154}\text{Gd}(d,p)^{155}\text{Gd}$ с передачей нейтрона на вращательные уровни $3/2^-$,

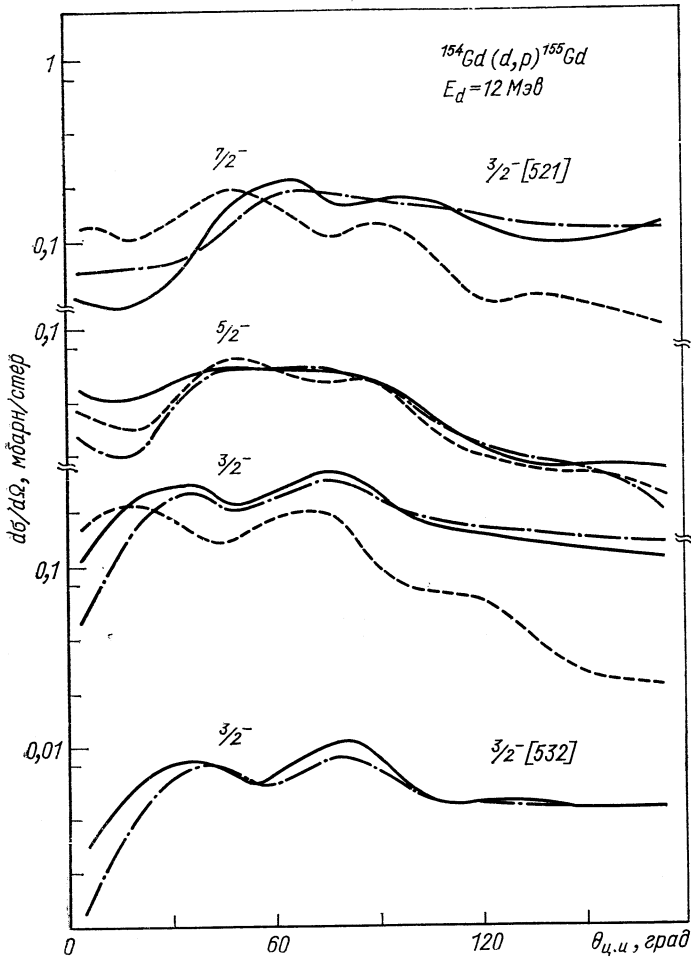


Рис. 5. Сравнение сечений одноступенчатого (— — —) и многоступенчатого срыва с учетом связи каналов по всем вращательным состояниям (---), а также по всем вращательным и одному $3/2^-$ [532] невращательному состоянию (—).

$5/2^-$, $7/2^-$ — основания $3/2^-$ [521] и невращательный уровень $3/2^-$ [532] ($E = 0,4 \text{ МэВ}$). Соответствующие S -факторы промежуточных переходов рассчитывались в рамках микромоделей с парными и квадрупольными взаимодействиями [4]. Ясно, что если исключить

все остаточные взаимодействия, то получим формулу Сэчлера (4.12) для одноступенчатого срыва (пунктирные кривые). Учету связи только вращательных состояний соответствуют штрих-пунктирные кривые. В общем случае (сплошные кривые) многоступенчатость связана с виртуальным возбуждением всех вращательных и одного невращательного уровня.

Сравнение показывает, что в данном случае влияние невращательного состояния на срыв мало, хотя и непренебрежимо, особенно при углах в районе классического кулоновского угла и меньше ($\theta \leq 40^\circ$). С другой стороны, учет вращательных уровней, как правило, сильно меняет форму углового распределения и абсолютную величину сечения, рассчитанного по одноступенчатой формуле Сэчлера. Поэтому дальше более детально качественно и количественно изучим влияние на срыв именно вращательных состояний.

7. ПРИМЕРЫ СРАВНЕНИЯ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Воспользуемся здесь результатами теоретических и методических исследований, чтобы выполнить конкретные сравнения с данными экспериментов по реакциям дейтронного срыва на ^{24}Mg и ^{176}Yb . Кроме того, обсудим вопрос о возможности изучения смешивания $\Delta N = 2$ в деформированных ядрах на базе реакций многоступенчатых передач.

Первый весьма важный вопрос, который возникает при этом, — как выбрать параметры оптических потенциалов в дейтронном и протонном каналах реакции. Раньше, в МИВ использовались оптические потенциалы упругого рассеяния в этих каналах. Отметим, что для описания сечения реакции обычно надо знать эти параметры довольно точно, учитывая, в частности, их зависимость от энергии, вида рассеиваемых частиц и т. д. Чтобы получить их значения, необходимо выполнить процедуру подгонки потенциала под данные упругого рассеяния тех же частиц и при тех же энергиях, которые имеют место в изучаемой реакции. Однако часто такие данные или просто отсутствуют, или их недостаточно, чтобы найти эти параметры однозначным образом. Последнее затруднение можно ликвидировать, если привлечь дополнительные данные, скажем, по неупругому рассеянию тех же частиц, приводящему к возбуждению в ядре низколежащих состояний коллективной природы. В нашем случае этот последний путь наиболее естествен, ибо сама теория многоступенчатого срыва строится на основе предположения о сильной связи упругих и неупругих каналов. В таком случае естественно ожидать, что явный учет этих эффектов перенормирует обычный оптический потенциал упругого рассеяния. В самом деле, такой потенциал учитывает наличие всех других каналов (кроме упругого) с помощью введения параметра ядерного поглощения. В нашем случае часть таких каналов у же

учтена явным образом, а это, естественно, должно привести к уменьшению мнимой части потенциала.

Итак, в нашем случае процедура подгонки параметров оптических потенциалов должна вестись на базе совместного анализа упругого и неупругого рассеяний тех частиц на ядрах, которые участвуют в реакции многоступенчатого срыва. Осуществить эту задачу можно с помощью той же системы уравнений на связанные каналы, которую необходимо решать для отыскания функций относительного движения, ибо асимптотические значения последних как раз и определяют элементы S -матрицы упругого и неупругого рассеяний, а значит, и их сечений, и сравнение их с экспериментом на базе процедуры метода наименьших квадратов позволяет определить параметры потенциала (2.4) и значения параметров деформации β_2 и β_4 . В нашем случае такого рода анализ рассеяния проводился с помощью специально разработанной вычислительной программы КАСТОР [21], которая является, таким образом, необходимым дополнением программы ПОЛЛУКС [21] расчета сечений многоступенчатых реакций передач. Подчеркнем, что в такой процедуре уже не требуется вводить нефиксированные параметры для описания реакций: все они определяются из анализа данных рассеяния. Основная же трудность в реализации такой методики состоит в том, что часто отсутствуют необходимые данные эксперимента по рассеянию. Поэтому ниже специально остановимся на «чистых» случаях, когда подобную процедуру анализа удалось провести полностью.

Рассмотрим реакцию $^{24}\text{Mg}(dp)^{25}\text{Mg}$ при энергии дейтрона $E = 13,5 \text{ Мэв}$, экспериментальные данные по которой получены на циклотроне в Россендорфе [19]. На рис. 6 и 7 показаны соответствующие данные подгонки [19] упругих и неупругих сечений рассеяния дейтронов и протонов на ядре ^{24}Mg с возбуждением в нем нижайших вращательных состояний основной полосы. Энергия вылетающих протонов как раз соответствует учету Q -реакции в срыве, однако из-за отсутствия данных по рассеянию на ^{24}Mg пришлось взять данные соседнего изотопа. Из рис. 7 видно, например, насколько чувствительны кривые сечений к выбору параметра деформации β_4 . В табл. 3 приведены найденные в результате такого анализа параметры потенциалов. Там же даны параметры оптических потенциалов упругого рассеяния, которые получались подгонкой данных только упругого рассеяния. Как и следовало ожидать, они отличаются друг от друга мнимыми частями: «упругий» потенциал имеет примерно на 20—30% большую мнимую часть, чем потенциал связи каналов, т. е. учитываемые явным образом эффекты составляют довольно большую долю полного взаимодействия.

На рис. 8—10 даны результаты расчетов [20] сечений в такой реакции на основе многоступенчатого механизма с использованием

параметров из табл. 3. Сразу отметим, что выбор схемы расчета нейтронной функции с помощью деформированного потенциала Вудса — Саксона с фиксированной глубиной сферической ямы или

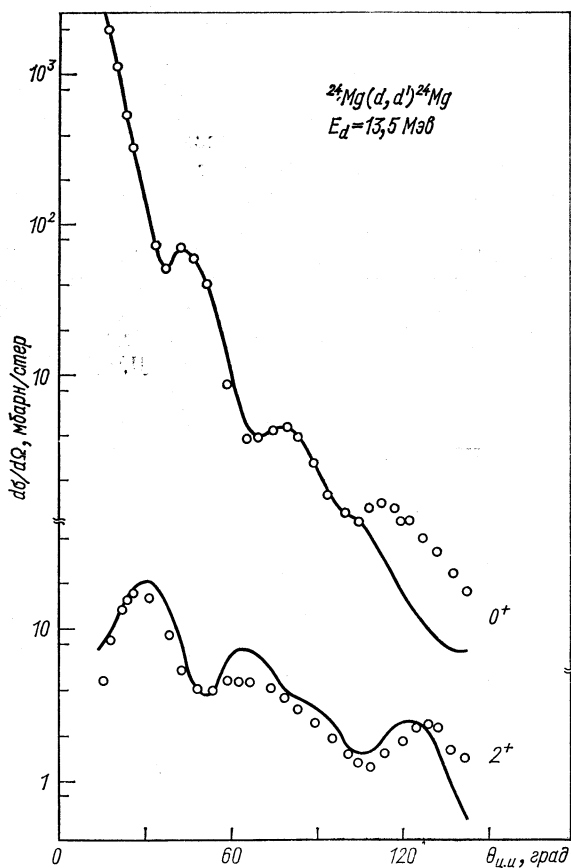


Рис. 6. Анализ упругого и неупругого сечений рассеяния дейтронов методом связанных каналов.

по методу Штурма — Лиувилля не приводит к каким-либо заметным различиям для сечений передачи нейтрона в четные полосы. Из рис. 8 видно, что для сечений передачи в основное состояние $5/2 \ 5/2^+$ [202] получается хорошее согласие с экспериментом. Как уже указывалось, состояние $7/2 \ 5/2^+$ [202] вообще нельзя возбудить прямой передачей нейтрона с $l = 2$ в основное состояние 0^+ ядра ^{24}Mg , т. е. этот переход идет исключительно как двух- и многоступенчатый. Тем не менее согласие и для этого сечения получает-

ся неплохое. Заметим, что в работе [27] аналогичный расчет проводился без использования адиабатического приближения, и авторы достигли лучшего согласия с экспериментом. Такого рода «чисто непрямые» переходы, которые начинаются лишь со второй

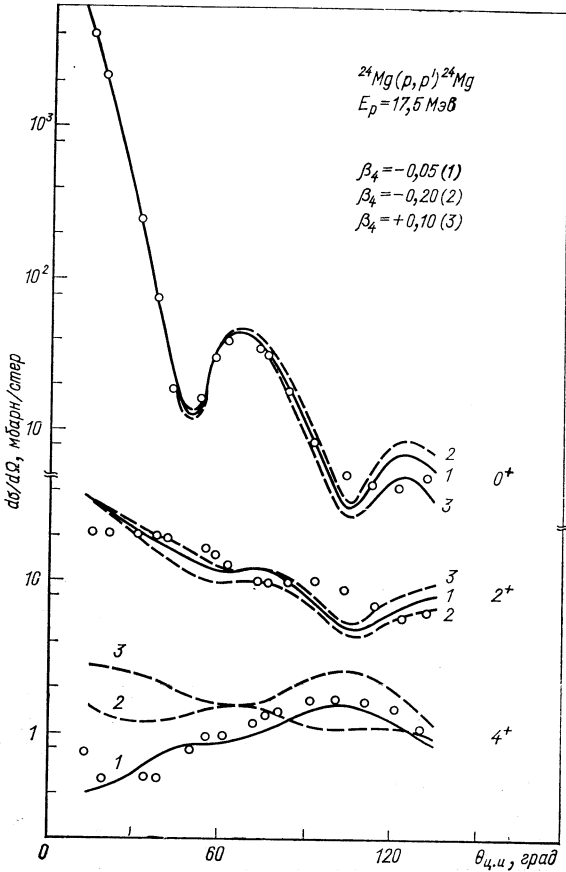


Рис. 7. Анализ упругого и неупругого рассеяний протонов методом связанных каналов.

ступени, представляют особый интерес для теории многоступенчатого срыва, так как в них весь эффект передачи связан с высшими ступенями. В «легких деформированных» ядрах ($A \sim 25$) они не являются редкостью, однако в тяжелых их удалось наблюдать лишь недавно [28] (переходы на уровень $J^\pi = 17/2^+$ в $(^3\text{He}, \alpha)$ -реакции на изотопах Yb).

В п. 6 обращалось внимание на сильную зависимость сечения реакции от значений J , Ω и коэффициентов $C_{nlj}^{(\Omega)}$ для одинакового.

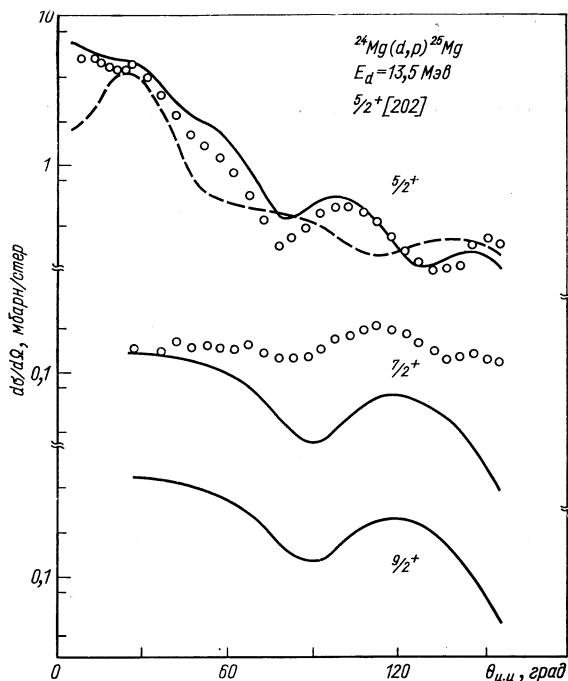


Рис. 8. Сечения многоступенчатого срыва нейтрона на вращательные состояния полосы $5/2^+ [202]$ ядра ^{25}Mg (— — сечение одноступенчатого срыва).

переданного момента $L = 2$. Теперь эту зависимость можно проследить в сравнении с экспериментом на рис. 9, где даны теоретические и экспериментальные угловые распределения для трех

Таблица 3

Значения оптических параметров деформации, используемые в расчетах п. 7

Реакция	Частица	Параметры потенциала упругого рассеяния		Параметры потенциала связи каналов		Геометрические параметры (одинаковые для упругого рассеяния и связи каналов)					Параметры деформации для связи каналов	
		$V, \text{Мэв}$	$W_D, \text{Мэв}$	$V, \text{Мэв}$	$W_D, \text{Мэв}$	$r_V, \text{фер-ми}$	$r_W, \text{фер-ми}$	$r_c, \text{фер-ми}$	$a_V, \text{фер-ми}$	$a_W, \text{фер-ми}$	β_2	β_4
$^{24}\text{Mg}(dp)$	d	78,0	21,5	80,0	17,0	1,25	1,67	1,30	0,77	0,43	0,47	-0,05
	p	47,1	6,5	46,0	3,6	1,22	1,27	1,22	0,60	0,64	0,47	-0,05
$^{176}\text{Yb}(dp)$	d	104,1	7,1	101,7	5,9	1,15	1,43	1,25	0,67	1,06	0,28	-0,008
	p	57,2	10,5	52,9	9,5	1,20	1,24	1,20	0,68	0,83	0,28	-0,008

состояний с $J = 3/2$ и $5/2$ из разных вращательных полос $1/2^+$ [211] и $1/2^+$ [200]. Видно, что общее поведение теоретических и экспериментальных сечений довольно близко друг к другу, особенно в области второго максимума. Экспериментально не

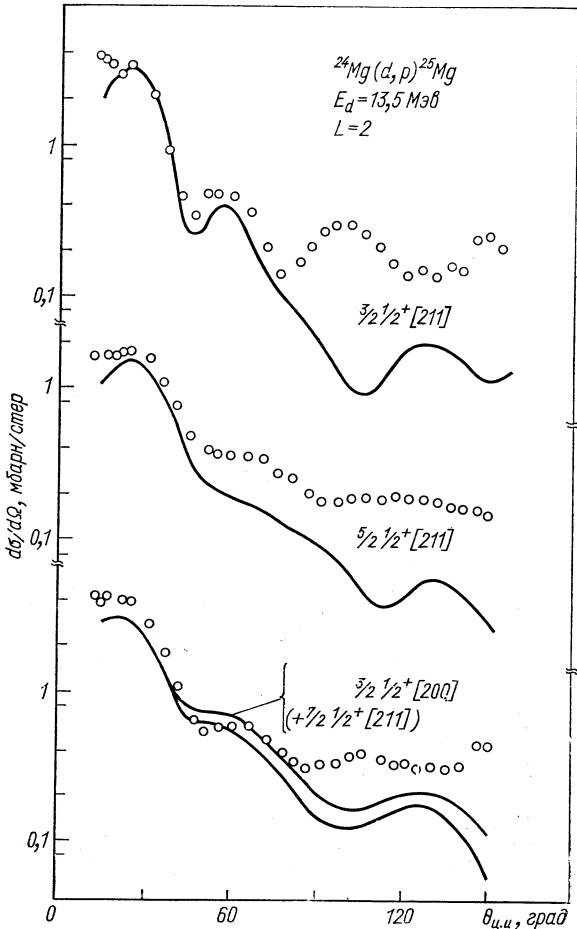


Рис. 9. Сечения многоступенчатого срыва на вращательные состояния ядра ^{25}Mg .

удалось выделить состояние $3/2\ 1/2^+$ [200], поэтому оно изображено вместе с примесью состояния $7/2\ 1/2^+$ [211]. Соответственно и теоретические кривые включают сумму обоих сечений, при этом оказывается, что вклад примеси мал.

На рис. 10 дано сравнение для нечетной полосы $1/2^-$ [330]. Мы уже подчеркивали, что в этом случае выбор схемы разложения

нейтронной функции по сферическому базису играет очень важную роль, поэтому ее расчеты были проведены наиболее адекватным способом — по методу Штурма — Лиувилля [26]. Основная трудность при сравнении с экспериментом здесь состоит в том,

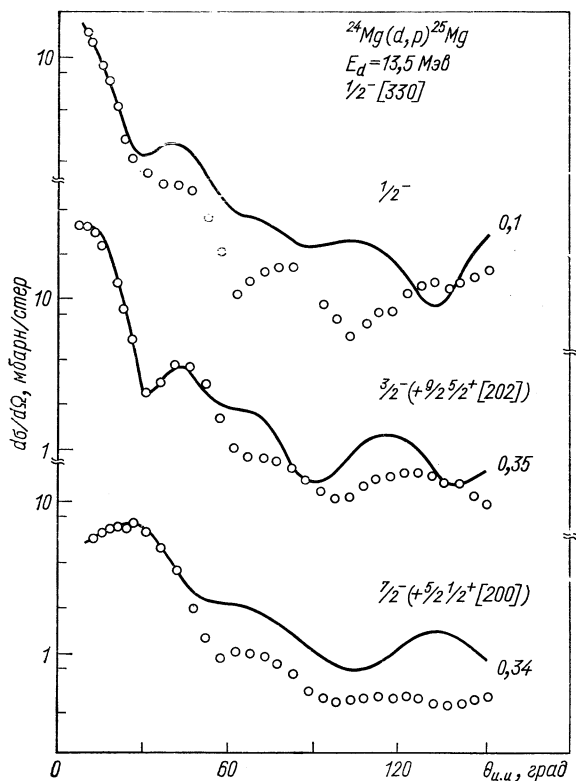


Рис. 10. Сечение многоступенчатого срыва на вращательные состояния нечетной полосы $1/2^-$ [330] в ядре ^{25}Mg . Цифры возле кривых дают отношение $\sigma_{\text{теор}}/\sigma_{\text{эксп}}$.

что состояния этой полосы не удалось отделить экспериментально от состояний других полос. Поэтому также даем кривые суммарных теоретических сечений. В случае $J^\pi = 1/2^-$ примешивается состояние, которое вообще не удалось идентифицировать, следовательно, теоретическая кривая есть расчет только для одного $1/2^-$ -состояния. Отсюда, видимо, большая разница в абсолютном значении примерно на порядок величины. Для удобства сравнения все кривые нормированы при углах 20° , факторы нормировки ($\sigma_{\text{теор}}/\sigma_{\text{эксп}}$) даны сбоку от кривых. Видно, что хотя примеси

других состояний и затрудняют сравнение, все же совпадение формы угловых распределений, в общем, неплохое. Заметим, что раньше [19] анализ передачи в эту полосу проводился по схеме потенциала Вудса — Саксона с фиксированной глубиной, и это приводило к большим затруднениям.

В качестве примера сравнения с экспериментом для тяжелых ядер на рис. 11 показаны результаты [20] для вращательной полосы $1/2^-$ [510] в реакции $^{176}\text{Yb}(dp)^{177}\text{Yb}$ [29]. В расчете опять использовались параметры оптических потенциалов, найденных предварительным анализом упругого и неупругого рассеяний в соответствующих каналах (см. табл. 3); кривые этих сравнений здесь не будем приводить [20]. В расчете использовались коэффициенты, рассчитанные по методу Штурма — Лиувилля (табл. 4).

Таблица 4

Сравнение коэффициентов разложения одночастичных волновых функций деформированного ядра ^{177}Yb , полученных по методу Штурма — Лиувилля, с коэффициентами базисных функций потенциала Вудса — Саксона фиксированной глубины полосы $1/2^-$ [510]

Базисные состояния	Коэффициенты Штурма — Лиувилля				Коэффициенты Вудса — Саксона		
	$N = 1$	$N = 3$	$N = 5$	$N = 7$	$N = 1$	$N = 3$	$N = 5$
$p\ 1/2$	-0,021	-0,034	0,022	-0,25	-0,009	-0,022	0,117
$p\ 3/2$	0,016	0,036	0,603	-0,020	0,009	0,044	0,616
$f\ 5/2$	—	0,021	0,558	0,014	—	0,040	0,476
$f\ 7/2$	—	-0,066	-0,448	0,074	—	-0,036	-0,423
$h\ 9/2$	—	—	-0,394	0,084	—	—	-0,418
$h\ 11/2$	—	—	0,137	-0,088	—	—	0,098
$j\ 13/2$	—	—	—	-0,099	—	—	—
$h\ 15/2$	—	—	—	0,072	—	—	—

Примечание. Ссылляторное квантовое число N определяется соотношением $N = 2(n - 1) + l$, где $(n - 1)$ — число узлов радиальной части базисных функций.

На рис. 11 приведены также расчеты сечений на базе одноступенчатого механизма срыва. Общий результат такой: различия между кривыми одноступенчатого и многоступенчатого срыва растут с увеличением J , при этом совпадение многоступенчатых сечений с экспериментом улучшается. В частности, для уровня $9/2^-$ это является следствием того, что коэффициент «прямого» перехода сравнительно мал $(C_{1h9/2}^{(1/2)})^2 = 0,16$, т. е. «непрямые» многоступенчатые переходы приобретают здесь большее значение, чем для переходов с малыми J .

Известно, что в тяжелых ядрах энергии одночастичных состояний одного спина и четности, но разных N (причем $\Delta N = 2$) лежат гораздо ближе друг к другу, чем в легких. Более того,

теоретически можно предсказать случаи их «квазипересечения» при некоторых значениях параметра деформации $\bar{\beta}_2$. Действи-

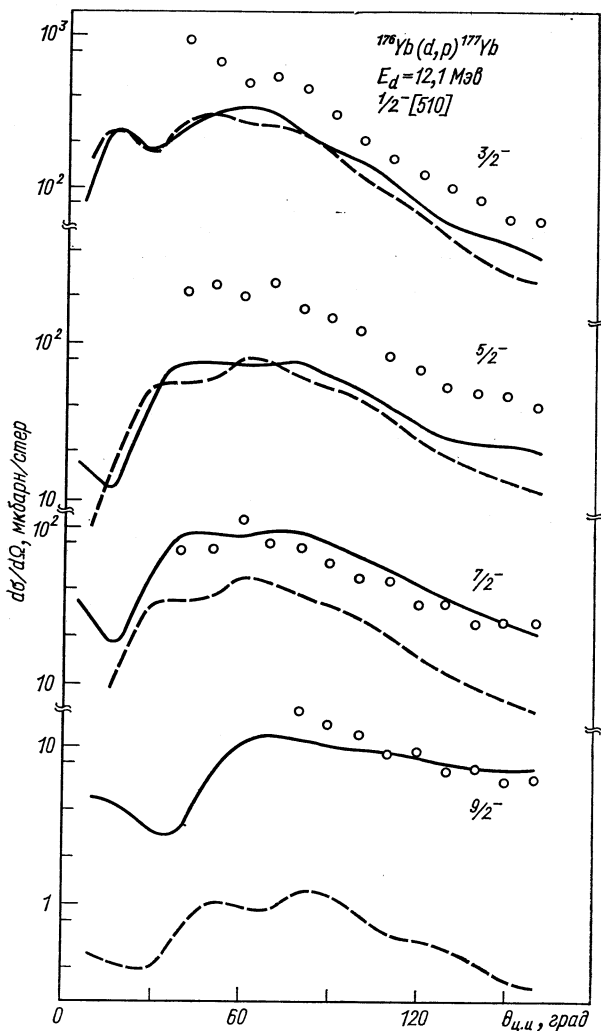


Рис. 11. Сечение многоступенчатого срыва на вращательные состояния нечетной полосы $1/2^- [510]$ ядра ^{177}Yb (сплошные кривые). Сечения одноступенчатых передач даны пунктирными кривыми.

тельно, поведение энергий двух таких уровней в районе $\beta_2 \approx \bar{\beta}_2$ таково, что создается впечатление об их пересечении, хотя на самом деле — в соответствии с законами квантовой механики об от-

талкивании уровней одной четности и спина — они просто очень близко и довольно резко сближаются друг с другом в точке $\bar{\beta}_2$ и затем при $\beta_2 \geq \bar{\beta}_2$ снова расходятся. Такое же любопытное

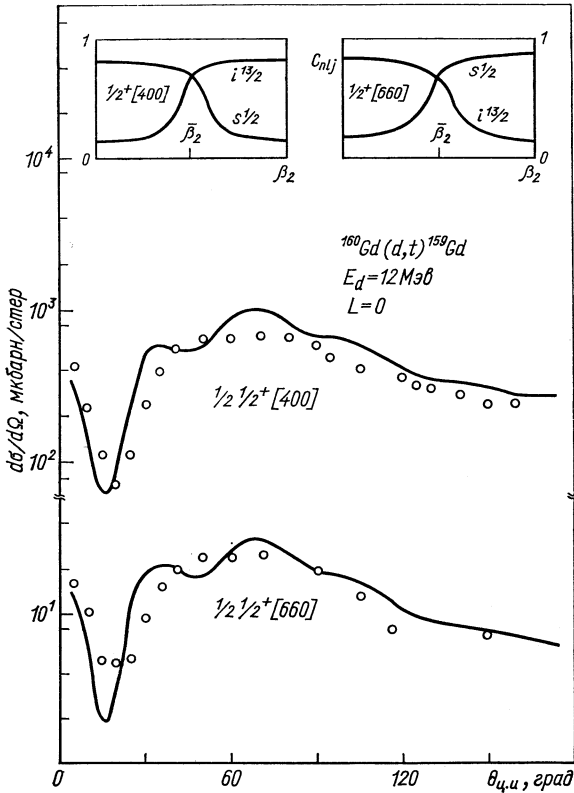


Рис. 12. Сечения реакции многоступенчатого подхвата, приводящего к возбуждению «квазипересекающихся» состояний с $\Delta N = 2$ в ядре ^{159}Gd . Рисунки сверху иллюстрируют поведение «основных» компонент одночастичной функции в районе точки квазипересечения $\bar{\beta}_2$.

поведение наблюдается и у компонент волновых функций этих состояний, а именно соответствующие компоненты разложения полной функции при переходе через точку квазипересечения резко изменяют свои значения.

Вопрос о квазипересечении уровней с $\Delta N = 2$ в деформированных ядрах специально изучался в ряде работ (см., например, одну из последних работ [30] и ссылки в ней). Здесь же мы хотим лишь

Таблица 5

Коэффициенты разложения волновых функций состояний Лиувилля [25] для деформированного потенциала Вудса —

$1/2^+ [400]$	$1s\ 1/2$ 0,062	$2s\ 1/2$ -0,150	$3s\ 1/2$ 0,749	$4s\ 1/2$ 0,118	$1d\ 3/2$ 0,072	$2d\ 3/2$ -0,541
$1/2^+ [660]$	$1s\ 1/2$ -0,034	$2s\ 1/2$ 0,083	$3s\ 1/2$ -0,439	$4s\ 1/2$ -0,079	$2d\ 3/2$ 0,272	$1g\ 7/2$ 0,153

проиллюстрировать, как этот эффект может проявить себя в реакциях многоступенчатых передач.

Действительно, ранее видели (п. 6), что изменения в структуре волновой функции ядра будут сразу отражаться, в силу многоступенчатого характера реакций передач, на угловых распределениях в этих реакциях.

Таким образом, характер угловых распределений может служить основанием для заключений о компонентном составе одночастичной функции захваченной частицы и величине параметра деформации ядра β_2 .

Наконец, напомним, что в схеме Нильсона одночастичная функция строится на базе только одной подоболочки ($N = \text{const}$), поэтому там не возникает отталкивания уровней с разными N и они действительно пересекаются.

Это заставляет проявлять известную осторожность при анализе реакций передач в рамках такой схемы вблизи точек квазипересечения уровней.

Рассмотрим конкретный пример реакции $^{160}\text{Gd}(dt)^{159}\text{Gd}$, где наряду с другими состояниями были обнаружены два близких и сильных резонанса в спектре ядра ^{159}Gd [31], для которых угловые распределения сходны, хотя и отличаются в деталях. Анализ в рамках одноступенчатого приближения показал, что форме углового распределения соответствует $L = 0$, т. е. в обоих случаях основной вклад, видимо, вносят компоненты $l = 0$ полной одночастичной функции. Сами состояния были идентифицированы как $1/2\ 1/2^+ [660]$ и $1/2\ 1/2^+ [400]$. Из экспериментального факта

$$\frac{\sigma_{1/2^+[400]}}{\sigma_{1/2^+[660]}}(90^\circ) \approx \frac{3}{1}$$

можно сделать предположение, что значения этих коэффициентов примерно равны $C_{3s1/2[400]}^{(1/2)} \approx 0,8$; $C_{3s1/2[660]}^{(1/2)} \approx 0,45$. Для дальнейших оценок воспользуемся расчетами по схеме деформированного потенциала Вудса — Саксона при разных деформациях в райо-

$1/2^+ [400]$ и $1/2^+ [660]$ ядра ^{159}Gd , рассчитанные по методу Штурма — Саксона

$3d\ 3/2$ —0,080	$1d\ 5/2$ —0,087	$2d\ 5/2$ 0,356	$3d\ 5/2$ 0,126	$1g\ 7/2$ —0,261	$2g\ 7/2$ —0,106	$1i\ 13/2$ 0,195
$1g\ 9/2$ —0,327	$2g\ 9/2$ 0,375	$3g\ 9/2$ —0,115	$1i\ 13/2$ 0,635	$2i\ 13/2$ —0,088	$1k\ 17/2$ 0,135	— —

не $\bar{\beta}_2$. Качественно поведение полученных таким образом значений основных компонент изображено в верхней части рис. 12 для этих двух состояний. Видно, что значения, близкие к приведенным выше, могут быть лишь вблизи точки квазипересечения $\bar{\beta}_2$. Таким путем было выбрано значение $\beta_2 = 0,31$ и для него проделан точный расчет коэффициентов [25] (табл. 5). Действительно, из таблицы видно, что при этой деформации коэффициенты получаются довольно близкими к приведенным значениям. Далее их использовали для расчета сечения многоступенчатого подхвата нуклона (см. рис. 12). Оказалось, что, несмотря на большую примесь $1\ i\ 13/2$ -компоненты в волновой функции уровня $1/2\ 1/2^+ [660]$, ее влияние на сечение одноступенчатой передачи на этот уровень все же невелико — улучшается лишь согласие с экспериментом в области угла $\vartheta \approx 20^\circ$.

Следует, однако, подчеркнуть, что в общем случае результаты подобного анализа очень сильно зависят от выбора параметров оптического потенциала, структурной части задачи и т. п. Подробно этот вопрос будет обсуждаться отдельно.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Общее заключение, которое можно сделать на основе уже изложенного, состоит в том, что в реакциях однонуклонных передач на деформированных ядрах многоступенчатые эффекты механизма передачи нуклона имеют важное значение. При конкретном анализе таких реакций необходимо соблюдать осторожность в использовании ставших традиционными в спектроскопии схем расчета уровней деформированных ядер, поскольку для ядерных реакций часто оказываются важными именно те аспекты этих схем, которые несущественны в задачах описания ядерной структуры (правильная асимптотика и др.).

Сама процедура анализа реакций в рамках многоступенчатого подхода отличается от традиционного МИВ для одноступенчатого срыва и состоит в следующем:

а) информацию о структуре ядер необходимо включать заранее и после этого проводить вычисления сечений и сравнение с опытом. Раньше, наоборот, вначале рассчитывался кинематический фактор сечения и уже затем из эксперимента извлекался спектроскопический S -фактор, который сравнивался с предсказаниями ядерных моделей;

б) раньше в качестве предварительной задачи находились параметры оптических потенциалов только из упругого ($d + A$)- и ($p + B$)-рассеяний. Это делало их выбор неоднозначным. Теперь же требуется делать подгонку не только упругих, но и неупругих сечений с возбуждением низколежащих вращательных состояний по методу связанных каналов. Как правило, это позволяет жестко зафиксировать параметры, не оставляя в них никакой неоднозначности.

Лишь после этого делается расчет сечения реакции передачи, в котором уже не содержится новых параметров.

Приведенные в этом обзоре и другие имеющиеся сравнения с экспериментами приводят к следующим общим выводам.

1. Многоступенчатые эффекты в реакциях передачи часто имеют тот же порядок величины, что и основной «прямой» переход. Они могут существенно изменять форму угловых распределений. В случае «запрещенных» передач основу сечения составляют именно многоступенчатые переходы.

2. Расчеты в рамках двухступенчатого механизма передачи могут отличаться от точных, особенно при срыве в возбужденные состояния вращательных полос. Их можно проводить лишь в тех случаях, когда прямая часть перехода ($L = l$) оказывается подавляющей (легкие ядра, разрешенные переходы).

3. Использование приближенных моделей расчета одночастичных функций (схема Нильсона, деформированный потенциал Вудса — Саксона с фиксированной глубиной сферической ямы) допустимо, если вклад в сечение передачи дает малое число сферических компонент при более или менее одинаковой энергии связи, причем энергия связи самого уровня деформированного поля должна быть сравнительно большой. В противном случае необходимо пользоваться точной моделью метода Штурма—Лиувилля.

4. Влияние уровней невращательной природы на реакции передачи, по-видимому, сравнительно слабое.

В заключение мы хотим поблагодарить соавторов ряда совместных с нами работ Ф. А. Гареева и И. Ж. Петкова, в сотрудничестве с которыми был получен ряд результатов, лежащих в основе настоящего обзора.

Мы благодарны сотрудникам Отдела теории ядра Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований и его руководителю проф. В. Г. Соловьеву за ту полезную критику и доброжелательность, которую мы встречали на протяжении ряда лет работы над этой темой.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Tobocman W.** The Theory of Direct Nuclear Reactions, Oxford, 1961; **Austern N.** Direct Nuclear Reaction Theories, N.Y., 1970.
2. **Гриднев К. А.** и др. Препринт ОИЯИ 2458, 1965; **Bassel R. H., Drisko R. M., Satchler G. R.** Oak Ridge Nat. Lab. Tech. Report, No ORNL-3240, 1962.
3. **Satchler G. R.** Ann. of Phys., 1958, 3, 275.
4. **Соловьев В. Г.** Теория сложных ядер. М., «Наука», 1971.
5. **Sawicki J., Satchler G. R.** Nucl. Phys., 1958, 7, 289. **Лукьянов В. К., Фокин А. Г.** «Изв. АН СССР. Сер. физ.» 1964, 28, 56.
6. **Penney S. K., Satchler G. R.** Nucl. Phys., 1964, 53, 145.
7. **Iano P. J., Austern N.** Phys. Rev., 1966, 151, 853.
8. **Лукьянов В. К., Петков И. Ж.** «Ядерная физика», 1967, 6, 988. Препринт ОИЯИ Р4-3070, 1966.
9. **Tamura T.** Rev. Mod. Phys., 1965, 37, 678. **Дроздов С. И.** «Ядерная физика», 1965, 1, 407.
10. **Lukyanov V. K., Petkov I.** Z. Phys. Lett., 1968, 28B, 368.
11. **Schulz H., Wiebicke H. J.** Phys. Lett., 1969, 29B, 18.
12. **Iano P. J., Penney S. K., Drisko R. M.** Nucl. Phys. 1969, A127, 47. **Kunz P. D., Rost E., Johnson R. R.** Phys. Rev., 1969, 177, 1737. **Barz H.-W.** Preprint ZFK, Rossendorf ZFK-149, 1968.
13. **Kozlowsky B., de-Shalit A.** Nucl. Phys., 1966, 77, 215. **Levin F. S.** Phys. Rev., 1966, 147, 715. **McCarthy I. E., Dipti Pal.** Phys. Rev., 1970, C1, 2000.
14. **Glendenning N. K.** Proc. Intern. Conf. on Properties of Nucl. States, Montreal, 1969; **Ascutto R. J., Glendenning N. K.** Phys. Rev. 1969, 181, 1396; **Ascutto R. J., Glendenning N. K.** Phys., 1970, C2, 415; **Bang J., Wollesen S.** Phys. Lett., 1970, 33B, 395; **Ascutto R. J., Glendenning N. K., Sorensen B.** Phys. Lett, 1971, 34B, 17.
15. **Hosono K. J.** Phys. Soc. Japan, 1968, 25, 36; **Ichimura M. e.a.** Phys. Lett., 1969, 30B, 143; **Udagawa T., Tamura T., Izumoto T.** Phys. Lett., 1971, 35B, 129.
16. **Dumitrescu O e.a.** Nucl. Phys., 1970, A149, 253.
17. **Lukyanov V. K.** Phys. Lett., 1971, 34B, 354; **Лукьянов В. К.** Тезисы Международного совещания по исследованию атомного ядра заряженными частицами в Кюлунгсборне, ГДР, Россендорф, 1971; **Lukyanov V. K.** Preprint JINR E4-5836, 1971; «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1972, 36, 870.
18. **Инопин Е. В., Шебеко А. В.** ЖЭТФ, 1966, 51, 1761; «Ядерная физика», 1967, 6, 279.
19. **Schulz H. e.a.** Nucl. Phys., 1970, A159, 324.
20. **Шульц Г., Вибике Х., Гареев Ф. А.** Препринт ОИЯИ Р4-5863; **Schulz H., Wiebicke H. J., Gareev F. A.** To be published in Nucl. Phys.
21. **Вибике Х., Кухтина И. Н., Шульц Г.** Сообщение ОИЯИ.
22. **Немировский П. Э., Чепурнов В. А.** «Ядерная физика; 1966, 3, 998. **Rost E.** Phys. Rev., 1967, 154, 997.
23. **Нильсон С.** В сб.: Деформация атомных ядер. М., Изд-во иностр. литературы, 1958.
24. **Гареев Ф. А., Иванова С. П., Калинин Б. Н.** Препринты ОИЯИ Р4-2976 и Р4-3451 (1967); «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1968, 32, 1690; **Гареев Ф. А.** и др. Препринт ОИЯИ Р4-3604, 1967.
25. **Гареев Ф. А., Иванова С. П., Ширякова Н. Ю.** Препринт ОИЯИ Р4-5351, 1970; ТМФ, 1971, 8, 97.
26. **Andersen B. L., Buck V. B., Bang J. M.** Nucl. Phys., 1970, A147, 33.
27. **Braunschweig D., Tamura T. Udagawa T.** Phys. Lett., 1971, 35B, 273.
28. **Burke D. G., Alford W. P., O Neil R. A.** Nucl. Phys., 1971, A161, 129.
29. **Jaskola M. e. a.** To be published.
30. **Гареев Ф. А., Соловьев В. Г., Федотов С. И.** «Ядерная физика», 14, 1165 (1971)
31. **Tjom P. O., Elbek V.** Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 1967, 36, No 8.