ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 7263

В.К.Лукьянов, В.М.Семенов, Я.Цейпек

ДВУХСТУПЕНЧАТЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИЯХ ДЕЙТРОННОГО СРЫВА НА СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7263

В.К.Лукьянов, В.М.Семенов,[1] Я.Цейпек[2]

ДВУХСТУПЕНЧАТЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИЯХ ДЕЙТРОННОГО СРЫВА НА СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

[1] Ленинградский государственный университет
[2] Институт ядерной физики ЧСАН, Ржеж, Чехословакия

§1. Введение

Уже установлено, что в реакциях передачи частиц типа $d + A \to p + B$ важную роль играет предварительное и последующее возбужденне низколежащих коллективных состояний ядер A и B. Общий результат целого ряда нсследований по этой теме /см., например, ссылки в/1,2// можно сформулировать так: в реакциях на деформированных ядрах, где обычно возбуждается много вращательных уровней, механизм передачи частицы оказывается многоступенчатым; в случае же сферических ядер наряду с амплитудой прямой передачи примесь дают в основном только амплитуды с подвозбуждением одного, фононного уровня, то есть реакция идет как более простая - двухступенчатая. Обычно расчет всех таких реакций ведется на основе метода снльной связи каналов, который, однако, требует большой вычислительной работы, что затрудняет его использование для широких приложений. Поэтому важной задачей остается разработка простых теоретических подходов, которые учитывали бы специфику конкретной реакции, были наглядными и эффективными в использовании.

В настоящей работе исследуются возможности одного приближенного метода /3,4/ для изучения реакций двухступенчатых передач на сферических ядрах. Сам метод здесь обобщается на случай, когда во входном и выходном каналах реакции включены спин-орбитальные силы, что позволяет проанализировать двухступенчатые эффекты не только в обычных, усредненных по проекциям спинов сечениях, но также и в таких явлениях интерференционной природы, как поляризация продуктов реакции, J-зависимость сечений срыва и асимметрия угловых распределений в реакциях с поляризованным пучком дейтронов.

Особенность предлагаемого подхода состоит в том, что амплитуды двухступенчатой передачи выражаются через одноступенчатые, которые, в свою очередь, рассчитываются с помощью известных программ метода искаженных волн /МИВ/. Сравнительная простота такой формулировки позволяет поставить задачу об извлечении из сечений реакций двухступенчатых передач информации о примесных компонентах типа частица+фонон волновой функции нечетного ядра, подобно тому как в реакциях одноступенчатой передачи извлекаются ее "частичные" компоненты /S-фактор/.

§2. *Сечение двухступенчатого срыва*

Запишем амплитуду срыва $A(d,p)B$ в рамках обобщенного метода искаженных волн с приближением нулевого радиуса (np) -взаимодействия:

$$T_{dp} = D_0 < s_p\, \sigma_p\, ;\, \Psi^{(-)}_{J_B M_B s_p \sigma_p} (\vec{r}, \xi) | \Psi^{(+)}_{J_A M_A s_d \sigma_d} (\vec{r}, \xi); s_d\, \sigma_d > . \qquad /1/$$

Упрощение задачи состоит в использовании двух адиабатических приближений. Первое - это факторизация полных функций каналов в следующем виде:

$$\Psi_{JMs\sigma}(\vec{r}\xi) \approx \psi_{s\sigma}(\vec{r}\xi)\,|\,JM> . \qquad /2/$$

Здесь функция относительного движения $\psi_{s\sigma}$ сохраняет зависимость от внутренних переменных ядра ξ как от параметров, - это означает, что рассеяние идет на "замороженном" в пространстве ξ ядре. Такое приближение часто используется в неупругом рассеянии и приводит к значительному упрощению всех расчетов. Вообще говоря, оно справедливо, если время столкновения $t = 2R/v$ меньше характерного периода внутреннего движения $\epsilon \approx \hbar/E_j$, то есть если выполняется условие $E \gg (kR)E_j$. Однако практика показывает, что на самом деле это условие оказывается значительно менее жестким. Второе приближение состоит в предположении, что угловая часть функций относительного движения слабо меняется при изменении внутриядерных переменных ξ - в результате функцию можно записать в виде обычного разложения в ряд парциальных волн сферически-симметричного поля. Вообще говоря, это приближение выполняется, если основной вклад в сечение дают парциальные волны с $\ell \approx \ell_0 = kR \gg L_0$, где L_0 - характерное изменение момента ядра при возбуждении. Более строгие оценки показывают /5/, что для амплитуды рассеяния подобное представление справедливо с точностью до малости $O((1/kR)^{1/3})$. Здесь мы будем рассматривать влияние на рассеяние коллективных возбуждений ядер A и B, которые порождаются движениями ядерной поверхности

$$R(\vec{r}) = R(1 + \Delta(\hat{r})),$$
$$\Delta(\hat{r}) = \sum_{\lambda\mu} \xi_{\lambda\mu} Y^*_{\lambda\mu}(\hat{r}), \qquad /3/$$

где соответствующими переменными являются координаты $\xi_{\lambda\mu}$. Тогда в двойном адиабатическом приближении функции относительного движения частиц во входном и выходном каналах реакции с включением спин-орбитальных сил можно записать в следующем виде:

$$\psi^{(+)}_{s_d\sigma_d}(r,\xi) = \frac{4\pi}{r} \sum_{\substack{\ell_d j_d m'_d m_d \\ \mu_d \sigma'_d}} i^{\ell_d} (\ell_d m_d s_d \sigma_d | j_d \mu_d) \times$$
$$\times (\ell_d m'_d s_d \sigma'_d | j_d \mu_d) \cdot \chi_{\ell_d j_d}(r, R(\hat{r})) Y_{\ell_d m'_d}(\hat{r}) \times \qquad /4/$$
$$\times Y^*_{\ell_d m_d}(\hat{k}_d) | s_d \sigma'_d >$$

$$\psi^{(-)*}_{s_p \sigma_p}\left(\frac{A}{B}\vec{r},\xi\right)=\frac{B}{A}\frac{4\pi}{r}\sum_{\substack{\ell_p j_p m'_p m_p\\ \mu_p \sigma'_p}} i^{-\ell}\times \qquad /5/$$

$$\times(\ell_p m_p s_p \sigma_p | j_p \mu_p)(\ell_p m'_p s_p \sigma'_p | j_p \mu_p)\times$$

$$\times\, \chi_{\ell_p j_p}\left(\frac{A}{B}r,\, R(\hat{r})\right) Y_{\ell_p m'_p}(\hat{r})\, Y^*_{\ell_p m_p}(\hat{k}_p)\times\langle s_p \sigma'_p | .$$

Здесь A и B - массы соответствующих ядер. Радиальную функцию в формулах /4/, /5/ удобно записать как

$$\chi_{\ell j}(r,R(\hat{r}))=\exp\left[\Delta(\hat{r})R\,\frac{\partial}{\partial R}\right]\chi_{\ell j}(r,R), \qquad /6/$$

где экспоненциальный оператор действует на обычную парциальную искаженную волну - решение уравнения в поле сферического оптического потенциала со спин-орбитальными силами - причем каждый член разложения экспоненты имеет смысл

$$\left(\Delta(\hat{r})R\,\frac{\partial}{\partial R}\right)^n=\left(\Delta(\hat{r})R\right)^n\frac{\partial^n}{\partial R^n}.$$

Функцию конечного ядра представим в виде разложения по функциям четного "кора":

$$|J_B M_B\rangle=\sum_{a I j \ell M \nu} i^{\ell}\,\gamma^{a}_{Ij\ell}\,(IMj\nu|J_B M_B)\,u_{\ell s j}(r)\times \qquad /7/$$

$$\times\sum_{m\sigma_n}(\ell m s \sigma_n | j\nu)\,Y_{\ell m}(\hat{r})\,|IMa\rangle\,|s\sigma_n\rangle .$$

Коэффициенты $\gamma^{a}_{I\ell j}$ имеют смысл амплитуд одночастичных, частица+ фонон /ротон/ и высших компонент волновой функции в зависимости от того, какие значения принимают IM и дополнительное квантовое число a, обозначающее, например, число фононов возбуждения или проекцию момента на ось ядра.

Теперь легко видеть, что амплитуда реакции оказывается пропорциональной матричному элементу, связанному с "подвозбуждением кора" - четного ядра A - из основного $|00A>$ в состояние $|IMa>$, который запишем в виде:

$$<IMa|\exp[\Delta(\hat{r})(R_p \frac{\partial}{\partial R_p} + R_d \frac{\partial}{\partial R_d})]|00A> = \sqrt{\frac{4\pi}{2I+1}}\hat{A}_I(aA)\times$$
$$\times Y^*_{IM}(\hat{r}) \qquad /8/$$

Это равенство определяет оператор $\hat{A}$, который и регулирует вклад в сечение реакции амплитуд прямых /идущих в одну ступень/ и непрямых /идущих в две и более ступеней/ передач нуклона. Явный вид этого оператора зависит от модели, которая выбирается для описания коллективных возбуждений ядра. В дальнейшем мы будем анализировать только двухступенчатые реакции, которые идут с помощью механизма прямой передачи нуклона в наблюдаемое состояние конечного ядра и за счет подвозбуждения одного из коллективных уровней. В этом случае оператор $\hat{A}$ можно выразить через экспериментально наблюдаемые величины. Действительно, ограничиваясь двумя нижайшими членами разложения экспоненты /8/ и используя известные выражения оператора мультипольного перехода

$$\mathfrak{M}_{LM} = \sum_{i=1}^{A} r_i^I Y_{IM}(\hat{r}_i) = \frac{3AR^I}{4\pi}\xi_{IM}, \qquad /9/$$

нетрудно получить

$$\hat{A}_I = \delta_{I0}\delta_{aA} + a_I(R_p\frac{\partial}{\partial R_p} + R_d\frac{\partial}{\partial R_d}) \qquad /10/$$

где амплитуда возбуждения есть

$$a_I = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}<I||\xi_I||0> = \frac{\sqrt{4\pi}}{3AR^I}<I||\mathfrak{M}_I||0>. \qquad /11/$$

Как было показано в /6/, a_I пропорциональна амплитуде неупругого рассеяния частицы на четном ядре A с возбужденнем состояния $|IMa\rangle$ и может быть прямо извлечена из соответствующих экспериментальных данных. Ее также можно выразить через приведенную вероятность электрического перехода, используя сходные с /9/ определения оператора электрического перехода. Тогда

$$a_I = \frac{\sqrt{4\pi}}{3ZR^I e} \cdot B^{1/2}_{0\to I}(EI) \qquad /12/$$

или, в типичном случае подвозбуждения квадрупольного однофононного уровня,

$$a_2 = \frac{1}{Z\sqrt{\sigma}} N_2^{1/2}(0^+ \to 2^+), \qquad /13/$$

где N_2 - вероятность перехода в одночастичных единицах Вайскопфа. Заметим, что при вычислении матричных элементов типа /11/ приходится вводить безразмерные эффективный заряд e_{eff} и массу нуклона q_{eff}. Тогда в формулах /12/ , /13/ следует заменить $1/Z$ на $(q_{eff}/e_{eff})1/A$, где A - атомный вес.

Первое слагаемое в /10/ выделяет амплитуду одноступенчатой реакции передачи нуклона - в этом случае, как и должно быть, "кор" остается невозбужденным $(I=0, a=A)$ и сечение пропорционально квадрату одночастичной компоненты $\gamma^A_{0\ell j}$.

Итак, используя приведенные выше выражения для волновых функций /2/, /4/, /5/, /7/ и соотношение /8/, можно провести все преобразования амплитуды реакции /1/ по стандартной схеме и получить следующие результаты для амплитуды и сечения реакции многоступенчатого срыва в двойном адиабатическом приближении:

$$T_{dp} = D_0 \frac{J_B \hat{s}_d}{\hat{s}} \sum_{L\ell j a I} \hat{\tilde{B}}^{LIa}_{\ell j}\, \beta^{m_\sigma{}_p \sigma_d}_{L\ell s j}(\theta), \qquad /14/$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = D_0^2 c(2J_B+1) \sum_{L m \sigma_p \sigma_d} \Big| \sum_{\ell j a l} \hat{\hat{B}}{}^{Lla}_{\ell_j} \beta^{m\sigma_p\sigma_d}_{L\ell s j}(\theta) \Big|^2 , \qquad /15/$$

где обозначено $\hat{n} = \sqrt{2n+1}$ $\quad c = \frac{m_p^* m_d^*}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{k_p}{k_d} \cdot \frac{1}{\hat{s}^2}$.

Парциальная амплитуда реакции равна

$$\beta^{m\sigma_p\sigma_d}_{L\ell s j}(\theta) = \sum_{\ell_p \ell_d j_p j_d} \Gamma^{LsJ_B m\sigma_p\sigma_d}_{\ell_p \ell_d j_p j_d} P^m_{\ell_p}(\cos\theta) f^{\ell s j}_{\ell_p \ell_d j_p j_d} , \qquad /16/$$

а кинематические коэффициенты есть

$$\Gamma^{LsJ_B m\sigma_p\sigma_d}_{\ell_p \ell_d j_p j_d} = i^{\ell_d - \ell_p - L} \Big[\frac{(\ell_p - m)!}{(\ell_p + m)!}\Big]^{1/2} \times$$

$$\times \hat{\ell}_p^2 \hat{L} \hat{s} \hat{\ell}_d \hat{j}_d \begin{Bmatrix} J_B & L & s \\ j_d & \ell_d & s_d \\ j_p & \ell_p & s_p \end{Bmatrix} \qquad /17/$$

$$(j_p\sigma_p - m\, J_B m - \sigma_b + \sigma_d \,|\, j_d m_d)(\ell_d 0 s_d \sigma_d \,|\, j_d \sigma_d) \times$$

$$\times (\ell_p - m\, s_p \sigma_p \,|\, j_p \sigma_p - m)(\ell_p 0 L 0 \,|\, \ell_d 0) .$$

В радиальные интегралы входят парциальные искаженные волны, которые зависят от R_p и R_d -радиусов действительной части соответствующих оптических потенциалов - как от параметров. Сам интеграл равен

$$f^{\ell s j}_{\ell_p \ell_d j_p j_d} = \frac{2\sqrt{\pi}\, B}{A} \int \chi_{\ell_p j_p}\Big(\frac{A}{B} r, R_p\Big) u_{\ell s j}(r) \chi_{\ell_d j_d}(r, R_d) \cdot dr . \qquad /18/$$

Спектроскопический оператор

$$\hat{B}{}^{Lla}_{\ell j} = \gamma^a_{l j\ell}\, \hat{j} \hat{\ell}\, W(s\ell J_B l; jL)(\ell 0 l 0 \,|\, L 0) i^{L-\ell} \hat{A}_l (a\, A) \qquad /19/$$

зависит от компонент γ^{a}_{Il} волновой функции нечетного ядра. В частном случае одноступенчатого перехода, когда $A=\delta_{I0}\,\delta_{aA}$ и подвозбуждения отсутствуют, из /18/ получается обычная спектроскопическая амплитуда, квадрат которой дает S -фактор в реакции

$$S_{J_B L} = |\gamma^{A}_{0J_B L}|^2, \qquad /20/$$

а сечение одноступенчатой передачи принимает обычный вид МИВ с учетом спин-орбитальных взаимодействий в каналах реакции [7]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = D_0^2\, c\,(2J_B+1) \sum_L S_{J_B L} \sum_{m\sigma_p\sigma_d} |\beta^{m\sigma_p\sigma_d}_{LLsj}|^2 . \qquad /21/$$

Следует отметить, что амплитуды $\beta^{m\sigma_p\sigma_d}_{L\ell sj}$ в сечении многоступенчатого срыва /14/ и амплитуды $\beta^{m\sigma_p\sigma_d}_{LLsj}$ в сечении одноступенчатой передачи /21/ очень близки друг к другу. Это дает возможность довольно просто вычислять сечения многоступенчатых передач, основываясь на обычных математических программах МИВ. Единственное, что нужно сделать - это дополнительно рассчитать производные по R_p и R_d, с которыми связаны высшие ступени передачи частицы.

В отсутствие спин-орбитальных взаимодействий радиальный интеграл /19/ перестает зависеть от $j_p j_d \sigma_p \sigma_d$ и по этим индексам можно провести суммирование в /16/. В результате получается уже известное выражение [3,4] для сечения многоступенчатой передачи без спин-орбитальных сил в каналах рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = D_0^2\, c\,(2J_B+1) \sum_{Lm} \Big|\sum_{\ell} \hat{B}^{L}_{\ell}\, \beta^{m}_{L\ell}(\theta)\Big|^2 \qquad /22/$$

$$\beta^{m}_{L\ell} = \sum_{\ell_p \ell_d} i^{\ell_d-\ell_p-L} \left[\frac{(\ell_p-m)!}{(\ell_p+m)!}\right]^{1/2} \times$$
$$\times\, \ddot{\ell}_p^{\,2}(\ell_p m L -m \,|\, \ell_d 0)(\ell_p 0 L 0 \,|\, \ell_d 0)\times \qquad /23/$$

$$\times \int dr\, \chi_{\ell_p}\left(\frac{A}{B}r\right)u_\ell(r)\,\chi_{\ell_d}(r)P_{\ell_p}^{m}(\cos\theta)$$

$$\hat{B}^{L} = \sum_{aIj} \gamma_{Ij\ell}^{a}\,\hat{j}\hat{\ell}\hat{i}^{L-\ell}(\ell 0 I 0|L0)W(s\ell J_B I;jL)\hat{A}_I . \qquad /24/$$

В одноступенчатом приближении эти выражения переходят в стандартные формулы МИВ без спин-орбитальных сил и рассчитываются на основе уже работающих для этого случая математических программ /например, /8//.

Теперь обсудим правила отбора и оценим порядок величины вклада двухступенчатых эффектов в сечение передачи. Из /19/ следует, что в ходе реакции должны выполняться следующие правила отбора на переданный момент:

$$\begin{aligned} &\vec{J}_B = \vec{L} + \vec{s} = \vec{j} + \vec{I}, \\ &\vec{L} = \vec{\ell} + \vec{I}, \qquad\qquad /25/ \\ &\ell + L + I \quad \text{четно.} \end{aligned}$$

Здесь j - полный момент состояния одночастичного базиса в разложении /7/, а I - момент промежуточного возбуждения "кора". Видно, что для четного I четности состояний одночастичного базиса и полной функции нечетного ядра должны совпадать, а для нечетного I - должны быть противоположными. Кроме того, сопоставляя /7/, /8/ и /19/, можно следующим образом сформулировать закон сохранения числа фононов и квазичастиц: в одноступенчатых передачах участвуют только одноквазичастичные компоненты функции нечетного ядра, в двухступенчатой - фонон+квазичастичные и т.д.

Далее, естественно назвать неисчезающую одноступенчатую передачу разрешенной, а соответствующую ей одночастичную компоненту $\gamma_{0J_BL}^{A}$ - главной. Если же эта компонента $\gamma = 0$, то одноступенчатая передача запрещена и реакция идет только через состояние промежуточного возбуждения $(l \neq 0)$ как чисто двухступенчатая. Порядок вклада чисто двухступенчатых процессов в одноступенчатый срыв можно оценить, если качественно представить амплитуду реакции в виде /9/

$$\beta \approx e^{-a\theta} \cos(kR\theta + \theta_L). \qquad /26/$$

Тогда, вычисляя производные по R и используя формулы /10/, /12/, получаем для отношения чисто двухступенчатой амплитуды к амплитуде одноступенчатого срыва следующее выражение:

$$x = g \cdot \frac{kR}{Z} \cdot \frac{1}{3+l} N_{0\to l}^{1/2} \frac{|\gamma_l|}{|\gamma_L|}, \qquad /27/$$

где фактор g учитывает разницу в кинематических коэффициентах /16/ для этих амплитуд. Полагая $kR \approx 10$, $N_{0\to 2} \approx 10 \div 50$, $|\gamma_l|/|\gamma_L| \approx 10^{-1} \div 1$, $Z = 20$ и $g = 0{,}5$, получаем оценку

$$x \approx 10^{-2} \div 10^{-1}. \qquad /28/$$

Таким образом, действительно для сферических ядер в случае разрешенных передач часто можно пользоваться теорией возмущений для учета вклада в реакцию двухступенчатых процессов. Однако в случае запрещенных переходов роль чисто двухступенчатых эффектов будет решающей.

§3. Результаты расчетов и обсуждение

На основе полученных выражений анализировались двухступенчатые эффекты в реакциях дейтронного срыва: рассчитывались дифференциальные сечения, поляризация вылетающих протонов для неполяризованного пучка дейтронов, асимметрия продуктов реакции в случае поляризованных падающих дейтронов и так называемая J-зависимость сечения. В отсутствие спин-орбитальных взаимодействий в d- и p -каналах в качестве основы для расчета двухступенчатых амплитуд использовалась обычная программа метода искаженных волн /8/. При включении спин-орбитальных сил для расчета двухступенчатых амплитуд за основу бралась программа одноступенчатого срыва с учетом ℓs -взаимодействий, составленная по формуле /21/, далее расчет велся по

3.1. Методические сравнения

Прежде всего на примере реакции $^{52}Cr(dp)^{53}Cr$ при E = 7,5 Мэв /рис. 1/ проведем сравнение одноступенчатых и двухступенчатых сечений для типичного случая разрешенных передач нуклона, когда ℓs -силы в каналах

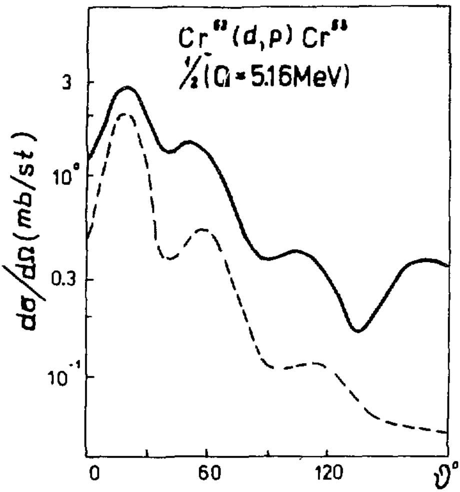

Рис. 1. Сечения разрешенных одноступенчатой /пунктир/ и двухступенчатой /сплошная/ передач без учета ℓs -сил в каналах реакции. Энергия E_d= 7,5 Мэв.

реакции не учитываются. Оптические параметры здесь взяты из /10/, коэффициенты γ рассчитаны по модели корового возбуждения ядра в /11/ и приведены в /4/. Видно, что включение двухступенчатых эффектов может привести, например, к качественным изменениям формы угловых распределений одноступенчатого срыва при больших углах. Интересно, что в этой области для описания хода экспериментальных сечений в рамках одноступенчатого механизма часто приходится вводить в расчетную схему МИВ такие детали как нелокальность потенциалов, конечный радиус (np)-взаимодействия и т.п. В этом смысле анализ реакций срыва в рамках двухступенчатого механизма может оказаться более естественным.

Наибольший интерес для методических сравнений представляют расчеты запрещенных передач, когда вклад в сечение дают чисто двухступенчатые амплитуды, без примеси одноступенчатых. К сожалению, здесь для методических сравнений приходится выбирать тоже приближенную модель двухступенчатых реакций - модель "срыва с возбуждением кора" /СВК/ /12, 13/. Процедура же точного учета связи каналов в реакциях на сферических ядрах пока не отработана: здесь обычно каналы связываются лишь в системе "рассеиваемая частица + четное ядро", а влияние на реакцию подвозбуждений нечетного ядра не учитывается. В модели СВК взаимодействие V^{ex} в выходном p-канале реакции, приводящее к подвозбуждению кора - четного остова нечетного конечного ядра B, вводится как добавочное слагаемое в оператор амплитуды реакции срыва. Это приводит к появлению амплитуд двухступенчатого срыва, идущего с подвозбуждением коровых состояний. Трудности такого подхода - в невозможности учесть аналогичным образом взаимодействие V^{in} во входном d-канале реакций; кроме того, на практике приходится огрублять и саму функцию V^{ex}, считая ее δ-образной на поверхности ядра.

Итак, на рис. 2 приведено такое сравнение. Сплошная кривая соответствует нашим расчетам по формулам /22/-/24/ с одновременным учетом подвозбуждений в d- и p-каналах реакции, штрих-пунктир - учет подвозбуждений

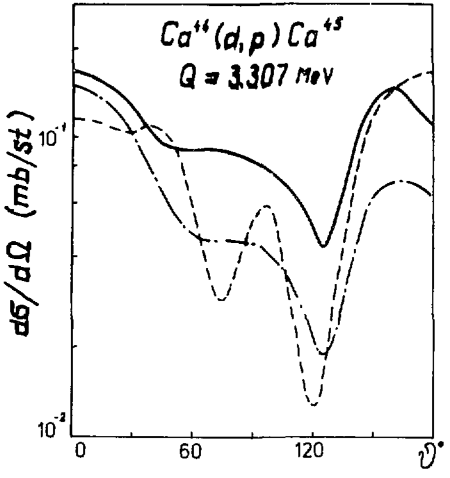

Рис. 2. Сечения запрещенных передач нуклона /чисто двухступенчатый срыв/ без учета l_s -сил в каналах реакции. Сплошная и штрих-пунктирные кривые - расчет по формулам /22/-/24/ с включением подвозбуждений, соответственно, в обоих d- и p -каналах и только в p -канале. Пунктир - модифицированная модель СВК /13/. Энергия E_d = 7 Мэв.

только в выходном p -канале - то, что обычно делается в модели СВК. Пунктирная кривая взята из работы /13/, где расчет производится в рамках модифицированной СВК-модели с приближенным учетом также подвозбуждений во входном d -канале реакции. Параметры расчетов, включая структурные /a_2= 0,1 и $\gamma^2_{2\,1/2\,\bar{2}}$= 0,4/, для всех трех кривых одинаковы /см. /13//. Спин-орбитальное взаимодействие не учитывалось. Видно, что в области малых углов все три сечения близки друг к другу. В области средних углов модифицированная модель СВК недооценивает вклад от подвозбуждений во входном канале реакции. При больших углах учет подвозбуждений в p- и d-каналах приводит в обоих подходах к практически совпадающим результатам.

3.2. J-зависимость сечения

В теории одноступенчатого срыва без учета ℓs-взаимодействий в каналах реакции угловые распределения определяются квантовыми числами переданного орбитального момента и для одинаковых ℓ, но разных полных моментов $j = \ell \pm 1/2$ /при срыве нуклона на близкие по энергиям уровни/ должны совпадать. Включение ℓs-сил приводит к некоторым различиям в угловых распределениях, но часто этого недостаточно для объяснения j-зависимости наблюдаемых сечений.

Учет двухступенчатых эффектов приводит к дополнительной j-зависимости сечений. Это происходит потому, что теперь передача полного момента L осуществляется как за счет основной компоненты $\ell = L$ волновой функции нечетного ядра /одноступенчатый срыв/, так и за счет других компонент типа фонон + частица, что в конечном итоге и приводит к различиям в форме угловых распределений для передач с разными $J = L \pm 1/2$.

На рис. 3 сравниваются расчеты J-зависимостей сечений передачи нуклона на уровни $5/2^-$ и $7/2^-$ ядра ^{51}Cr. Параметры оптических потенциалов взяты из работы /14/, β_2 = 0,087 в соответствии с известным $B(E2)$, $\gamma^{a}_{\ell j e}$ компоненты функции нечетного ядра /таблица 1/ подбирались так, чтобы улучшить согласие с экспериментом формы угловых распределений. Можно заключить, что учет двухступенчатых эффектов заметно меняет J-зависимость сечений одноступенчатого срыва, появляющуюся только из-за ℓs-сил в каналах реакции. В данном случае включение этих эффектов улучшает согласие с имеющимися экспериментальными данными/14/.

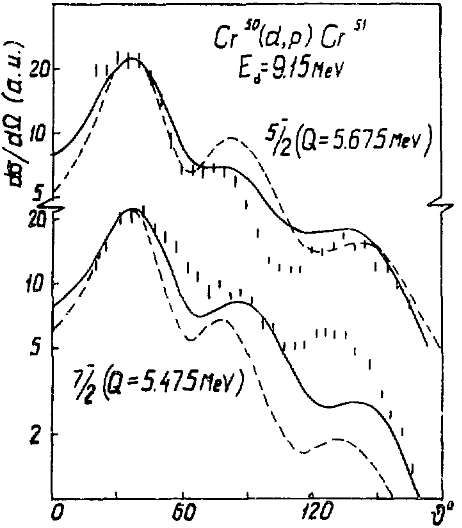

Рис. 3. ϑ -зависимость сечений срыва с учетом /сплошные/ и без учета /пунктир/ двухступенчатых эффектов. Включены ℓs силы в каналах реакции. На рисунке сечение $7/2^-$ двухступенчатого срыва домножено на 0,87.

3.3 Поляризация и асимметрия

Учет ℓs -взаимодействий в d-и p -каналах позволяет рассчитать поляризацию $P(\theta)$ протонов в случае неполяризованного пучка падающих дейтронов и асимметрию $A(\theta)$ протонов относительно плоскости реакции для поляризованного пучка дейтронов. Наша задача - оценить характер вклада в эти величины двухступенчатых эффектов. Расчет P и A проводился по известным формулам из /7/ с заменой одноступенчатых амплитуд на двухступенчатые.

На рис. 4 и 5 сравниваются кривые расчетов P и A для одноступенчатого /пунктир/ и двухступенчатого /сплошные/ срыва. Параметры те же, что и в п. 3.2. Оказывается, что для данного набора параметров двухступенчатые кривые поляризации и асимметрии с ростом угла в общем повторяют характерные изменения по фазе этих же величин для одноступенчатых передач. Существенные расхождения появляются лишь при больших углах для передачи на уровень $7/2^-$, где эти две кривые идут в противофазе.

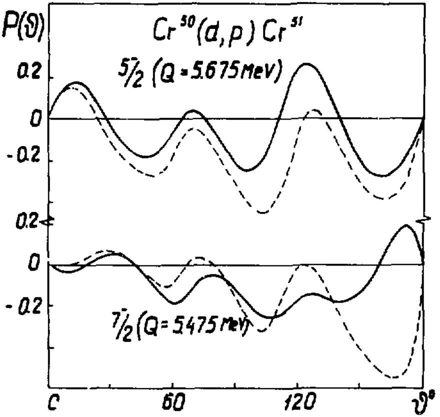

Рис. 4. Поляризация протонов с учетом /сплошные/ и без учета /пунктир/ двухступенчатых эффектов. Энергия E_d= 9,15 Мэв.

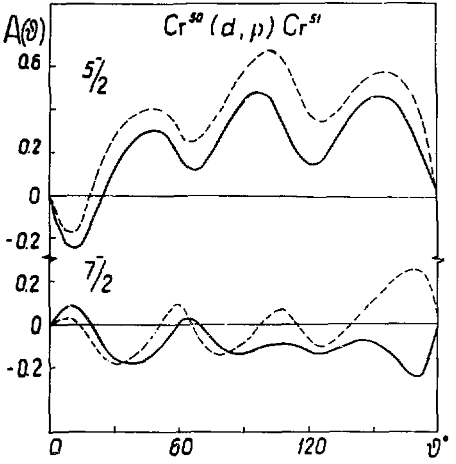

Рис. 5. Асимметрия протонов с учетом /сплошные/ и без учета /пунктир/ двухступенчатых эффектов. Энергия E_d= 9,15 Мэв.

3.4. Поиск высших компонент. C-факторы

Используя формулы двухступенчатого срыва, можно попытаться извлечь из соответствующих экспериментальных сечений высшие компоненты /фонон + частица/ волновой функции нечетного ядра B. Такая задача близка по своей постановке к обычной процедуре извлечения S-факторов в рамках метода искаженных волн, которая, несмотря на трудности учета вклада других механизмов реакции, позволяет грубо оценить значения одночастичных компонент, их относительные изменения от ядра к ядру, и тем самым сделать выводы о мере одночастичности ядерных состояний, проявлении сверхтекучих свойств ядер и т.д. /см.,например, /15//.

В этом плане следующим шагом является анализ экспериментальных сечений в рамках двухступенчатого подхода. Поскольку амплитуда состоит теперь из нескольких амплитуд - одноступенчатой и двухступенчатых и каждая входит со своей слектроскопической компонентой γ_n, то процедура поиска набора $\{\gamma_n\}$ сводится к минимизации сечений и требует быстро работающей программы их расчета. В предлагаемом подходе амплитуда реакции вычисляется так же просто, как и в обычном методе искаженных волн, поэтому такой анализ сечений оказывается вполне доступным.

Введем определение C-фактора как меры коллективизации данного состояния

$$C = \sum_{n \neq 0} \gamma_n^2, \qquad /29/$$

где $n \neq 0$ отмечает все компоненты функции с примесью фонона. Напомним, что по определению мерой одночастичности состояния является S-фактор

$$S = \gamma_0^2, \qquad /30/$$

где γ_0 - одночастичная компонента функции. Раньше при поиске S-факторов в рамках одноступенчатого механизма можно было учесть ограничение этой величины лишь сверху

$$S \leq 1. \qquad /31/$$

Это оставляло ее в значительной мере неопределенной и зависящей от выбора оптических параметров задачи. Теперь при анализе в рамках двухступенчатого механизма срыва требуется выполнение более жесткого условия

$$S + C = 1, \qquad /32/$$

которое следует из нормировки волновой функции /7/ $\sum_n \gamma_n^2 = 1$.

Если в анализ реакции, кроме одноступенчатых, включены только двухступенчатые амплитуды, то из функции /7/ будут отбираться, кроме одночастичных, лишь коллективные компоненты типа фонон + частица, а более высокие не войдут. В результате определяемый таким образом C -фактор может оказаться меньше$(1-S)$.В принципе условие /32/ дает больше оснований для получения надежной спектроскопической информации об S-и, кроме того, C -факторах, чем процедура обычного МИВ.

На рис. 6 дан пример такого "прямого" анализа экспериментального сечения реакции $^{52}Cr(dp)\,^{53}Cr$ на базе формул /22/-/24/ без учета ℓ_s -сил в каналах. Оптические параметры взяты из /16/. Полученный набор

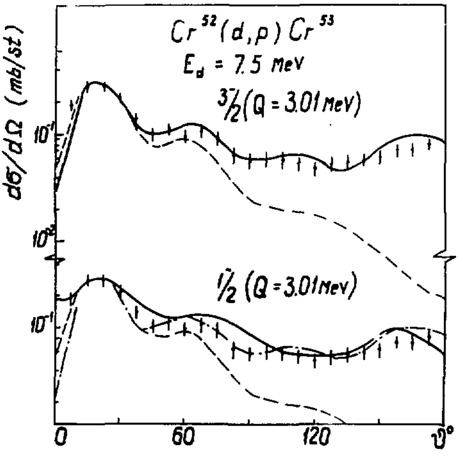

Рис. 6. Подгонка сечения двухступенчатого срыва под эксперимент по формулам /22/-/24/ без учета ℓ_s сил в каналах реакции. Сплошная и штрих-пунктирная кривые соответствуют разным подгоночным параметрам из табл. 2. Пунктир - сечения одноступенчатого срыва.

γ-компонент приведен в таблице 2. Параметр $a_2 = 0{,}07$ в соответствии с известным $B(E2)$. Интересно отметить, что C-фактор для примесных компонент фонон + частица оказывается довольно большим, например, для $3/2^-$ сечения имеем $C = 0{,}83$ и $S \doteq 0{,}005$. Это, по-видимому, оправдывает неудачные попытки описать данную реакцию в рамках простого одноступенчатого механизма. Правило сумм /32/ не выполняется примерно на 20% - в данном подходе это следует отнести за счет пренебрежения в анализе высшими ступенями срыва.

§4. Некоторые заключения

1. Предлагаемый подход весьма нагляден для понимания физики двухступенчатых процессов в реакциях передач нуклона. Он позволяет довольно просто учесть эффекты виртуального подвозбуждения низколежащих коллективных состояний в d- и p-каналах реакции.

2. Основную роль двухступенчатые процессы играют в относительно слабо наблюдаемых сечениях, которые могут рассматриваться как запрещенные для чисто одноступенчатых передач.

3. По своему вкладу в такие интерференционные явления как поляризация, асимметрия и J-зависимость сечений двухступенчатые эффекты играют не меньшую роль, чем обычно вводящиеся для описания этих величин спин-орбитальные силы в d- и p-каналах реакции. Поэтому анализ их без учета двухступенчатых эффектов может привести к необоснованным выводам о структуре участвующих в реакции ядер.

4. Подход можно использовать для удобной параметризация соответствующих экспериментальных сечений, извлечения более надежной /чем в обычном МИВ/ информации об одночастичных S-факторах.

5. Нам кажется, что дальнейшая разработка и совершенствование процедуры извлечения из экспериментальных данных C-факторов, как меры коллективизации ядерных состояний, является одной из важных задач современных исследований ядерных реакций срыва. Анализ изменения абсолютных и относительных значений

этих величин от ядра к ядру может дать ценную информацию о закономерностях появления и свойствах коллективизации тех ядер и ядерных состояний, которые трудно изучать обычными методами ядерной спектроскопии.

Литература

1. *Х.Вибике, В.К.Лукьянов, Г.Шульц. ЭЧАЯ, 3, 993 /1972/.*
2. *В.К.Лукьянов. Лекции на Международной школе по структуре ядра в Алуште. Д-6465, ОИЯИ /1972/.*
3. *В.К.Лукьянов. Изв. АН СССР, сер. физ, том 36, 870 /1972/.*
4. *K.A.Gridnev, V.K.Lukyanov, V.M.Semenov. Preprint E4-6348, Dubna, 1972.*
5. *Е.В.Инопин, А.В.Шебеко. ЯФ 6, 279 /1967/.*
6. *Е.В.Инопин, Ю.П.Мельник. ЯФ 9, 982 /1969/.*
7. *G.Satchler. Nucl.Phys., 55, 1 (1964).*
8. *К.А.Гриднев, Л.В.Краснов, И.Н.Кухтина и др. Препринт ОИЯИ, 2458, Дубна, 1965.*
9. *V.K.Lukyanov, I.Z.Petkov. Phys.Lett., 28B, 368 (1969).*
10. *R.Bock, H.H.Duhm, S.Martin et al. Nucl.Phys., 72, 273 (1965).*
11. *К.Е.Ерохина, В.И.Исаков, И.Х.Лемберг. Изв. АН СССР, сер. физ. 34, 2146 /1970/.*
12. *B.Kozlowsky, A. de-Shalit. Nucl.Phys., 77, 215 (1966).*
13. *I. McCarthy, D.Pal. Phys.Rev., C1, 2000 (1970).*
14. *J.L.Alty, L.L.Green, G.D.Jones et al. Nucl.Phys., A100, 191 (1967).*
15. *В.Г.Соловьев. "Структура сложных ядер". Наука, 1971, гл. 6, §4.*
16. *M.N.Rao, J.Rapaport, A.Sperduto et al. Nucl.Phys., A121, 1 (1968).*

Рукопись поступила в издательский отдел 18 июня 1973 года.

Таблица I (к рис.3,4,5)

Компоненты $\gamma_{Ij\ell}$ волновой функции (7) ядра ^{51}Cr

Состояние ядра J_B^{π} ; L ($E_{Мэв}$)	$\gamma_{0j\ell}$ (для МИВ) $j=J_B$ $\ell=L$	$\gamma_{0j\ell}$ $j=J_B$ $\ell=L$	$\gamma_{2\,9/2\,5}$	$\gamma_{2\,7/2\,3}$	$\gamma_{2\,3/2\,I}$	$\gamma_{2\,1/2\,I}$
$5/2^-$; 3 (I,35)	0,69	0,6	-	-0,I	0,4	-0,7
$7/2^-$; 3 (I,55)	0,36	0,3	0,2	0,9	-	-

Таблица П (к рис.6)

Компоненты $\gamma_{Ij\ell}$ волновой функции (7) ядра ^{53}Cr

Состояние ядра J_B^{π} ; L ($E_{Мэв}$)	$\gamma_{0j\ell}$ (для МИВ) $j=J_B$ $\ell=L$	$\gamma_{0j\ell}$ $j=J_B$ $\ell=L$	$\gamma_{2\,5/2\,3}$	$\gamma_{2\,1/2\,I}$	$\gamma_{2\,3/2\,I}$
$3/2^-$; I (2.7I5)	0,09	0,073	-0,73	0,55	-
$I/2^-$; I (2.7I5) сплошная кривая	0,I27	0,I	0,62	-	-0,3I
$I/2^-$; I (2.7I5) штрих-пунктир	0,I27	0,I	-0,465	-	0,465