ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4-8058

В.К.Лукьянов, А.И.Титов

ДВУХСТУПЕНЧАТЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИЯХ ПЕРЕДАЧ В ДИСПЕРСИОННОЙ ТЕОРИИ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Р4-8058

В.К.Лукьянов, А.И.Титов

ДВУХСТУПЕНЧАТЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИЯХ ПЕРЕДАЧ В ДИСПЕРСИОННОЙ ТЕОРИИ

Направлено в ЯФ

Лукьянов В.К., Титов А.И. P4-8058

Двухступенчатые эффекты в реакциях передач в дисперсионной теории

Рассмотрены двухступенчатые реакции передач в рамках дисперсионной теории прямых ядерных реакций. Предполагается, что двухступенчатые эффекты связаны с вкладом треугольных диаграмм, у которых одна из вершин описывает возбуждение ядра во входном или выходном канале. В качестве примера выполнен расчёт и дано сравнение с экспериментом для реакции $^{12}C(d,\ ^{3}He)^{11}B$. Проанализирована зависимость сечений от энергии дейтронов.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1974

Lukyanov V.K., Titov A.I. P4-8058

Two-Step Effects in Transfer Reactions in the Dispersion Theory

Two-step transfer reactions are considered in the framework of the dispersion theory of direct reactions. It is suggested that the two-step effects are connected with a contribution of triangle diagrams with vertexes corresponding to excitation of nuclei in entrance or exit channels. As an example the calculation of the reaction $^{12}C(d,^{3}He)^{11}B$ is made and the result is compared with experiments. The cross section dependence on the deuteron energy is analysed.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

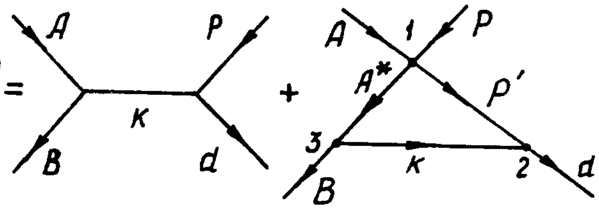
1. Для описания ядерных реакций однонуклонных передач часто необходимо наряду с амплитудой прямой передачи нуклона $T^{(1)}$ учитывать также амплитуды $T^{(N)}$ с виртуальным подвозбуждением низколежащих состояний начального и конечного ядер. Теоретический анализ таких реакций проводился в основном для средних и тяжелых ядер в рамках метода искаженных волн с учетом связи каналов /МИВСК/. Оказалось, что в случае деформированных ядер, где легко возбуждаются коллективные уровни, передача нуклона является многоступенчатой /1/, в случае же сферических ядер, где уровни возбуждаются сравнительно слабо, достаточно ограничиться двухступенчатым приближением /2/. Первые расчеты МИВСК для легких ядер показали, что эти реакции также идут как двухступенчатые /3/.

Здесь мы хотим продемонстрировать возможности дисперсионной теории прямых реакций /4/ для описания двухступенчатого срыва /подхвата/ нуклона. Рассмотрим реакцию A(p,d)B. Если такая реакция имеет одноступенчатый характер, то основной вклад в амплитуду вносит полюсная диаграмма. Однако, если вероятность подвозбуждения коллективных состояний ядер во входном или выходном канале достаточно велика, то, кроме чисто полюсных диаграмм, нужно учитывать и более сложные. В качестве первого шага в этом направлении представляет интерес исследование вклада наиболее простых, треугольных диаграмм, у которых одна из вершин описывает возбуждение во входном или выходном канале.

И в том, и в другом случае вычисление амплитуд реакций будем проводить на основе формализма периферийной модели прямых ядерных реакций. Эта модель хорошо себя зарекомендовала при изучении реакций одноступенчатых передач, - в данной работе мы используем ее методы.

В случае четного ядра-мишени A процесс виртуального подвозбуждения во входном канале более вероятен, чем в выходном, поэтому в амплитуде передачи будем учитывать только одну треугольную диаграмму двухступенчатого типа $T^{(2)}$ с вершиной неупругого рассеяния $A+p \to A^{*}+p'$

$T = T^{(1)} + T^{(2)} =$



2. В полюсном приближении амплитуда реакции имеет вид /5/ /дейтрон считаем в s-состоянии, спин начального ядра $I_A = 0$ /:

$$T^{(1)} = \frac{4\pi\, m_n}{p_d\, p_p} \sum_{\ell_n \mu_n \sigma_n} \frac{G^{d}_{0,1/2}}{\sqrt{4\pi}} G^{A}_{\ell_n j_n}(\vec q_A)\, \frac{Y_{\ell_n \mu_n}(\hat q_A)}{z-\xi} \qquad /1/$$

$$\langle s_n \sigma_n\ s_p \sigma_p \mid s_d \sigma_d \rangle \langle \ell_n \mu_n\ s_n \sigma_n \mid j_n \nu_n \rangle$$

где $z = \cos\theta = \dfrac{\vec p_p\, \vec p_d}{p_p\, p_d}$, положение особенности -

$$\xi = \frac{p_p^2 + (m_B/m_A)^2\, p_d^2 + \kappa_A^2 \cdot h^2}{2\,(m_B/m_A)\, p_p\, p_d};$$

$$\kappa_A^2 = 2\mu_{Bn}\, Q_A/\hbar^2, \quad Q_A = (m_B + m_n - m_A)\, c^2, \qquad /2/$$

а $G^{d}_{0,1/2}$ и $G^{A}_{\ell_n j_n}(\vec q_A)$, соответственно, вершинные функции элементарных процессов $n+p \to d$ и $A \to B+n$. /Остальные обозначения см. в /5/ /.

Перейдем в /1/ к угловой зависимости от "внешних" импульсов $\vec p_p$ и $\vec p_d$ с помощью соотношения /ось $z \| \vec p_d$/:

$$\frac{Y_{\ell_n \mu_n}(\hat q_A)}{z-\xi} = \sum_{\ell_i \ell_p \ell_d \ell} \hat\ell \left(\frac{\hat\ell_p\, \hat\ell_d}{\hat\ell_i}\right)^{1/2} Q_\ell(\xi)\, \phi(\ell_n; \ell_p \ell_d; Ez) \times \qquad /3/$$

$$\times\, Y_{\ell_i \mu_n}(\hat n_p) \langle \ell_p \mu_n \ell_d 0 \mid \ell_n \mu_n \rangle \langle \ell_p \mu_n \ell 0 \mid \ell_i \mu_n \rangle \langle \ell_p 0\ \ell 0 \mid \ell_i 0 \rangle$$

$$(\hat I = 2I + 1),$$

где $Q_\ell(\xi)$ - полиномы Лежандра 2-го рода, а $\phi(\ell_n \ell_p \ell_d; EZ)$ - известные функции преобразования сферических гармоник /5/. В этих переменных периферийная модель дает следующее выражение для амплитуды одноступенчатой передачи:

$$T^{(1)} = -\frac{\sqrt{4\pi}\, m_n}{p_p\, p_d} G^{d}_{0\frac{1}{2}} \sum_{\sigma_n \mu_n \ell_n} \langle s_n \sigma_n\ s_p \sigma_p \mid s_d \sigma_d \rangle \qquad /4/$$

$$\langle \ell_n \mu_n s_n \sigma_n \mid j_n \nu_n \rangle\, G^{A}_{\ell_n j_n}(i\kappa_A)\, f_{\ell_n \mu_n}(\hat n_p).$$

Здесь введено обозначение:

$$f_{\ell_n \mu_n}(\hat n_p) = \sum_{\ell_i} A^{\ell_n \mu_n}_{\ell_i}\, Y_{\ell_i \mu_n}(\hat n_p), \qquad /5/$$

где

$$A^{\ell_n \mu_n}_{\ell_i} = \Theta(L_0 - \ell_i) \sum_{\ell_p \ell_d \ell} \hat\ell \left(\frac{\hat\ell_p\, \hat\ell_d}{\hat\ell_i}\right)^{1/2} Q_\ell(\xi)\, \phi(\ell_n; \ell_p \ell_d, E\xi) \qquad /6/$$

$$\langle \ell_p \mu_n\ \ell_d 0 \mid \ell_n \mu_n \rangle \langle \ell_p \mu_n \ell 0 \mid \ell_i \mu_n \rangle \langle \ell_p 0\ \ell 0 \mid \ell_i 0 \rangle.$$

Из формул /4/-/6/ видно, что суть периферийной модели состоит в обрезании ряда при суммировании парциальных амплитуд по $\ell < L_0 \approx kR$ с одновременной заменой функции $G^{A}_{\ell_n j_n}(\vec{q}_A)\ \phi(\ell_n \ell_p \ell_d, Ez)$ на ее значение в полюсе:

$$\vec{q}_A \to i\kappa_A\ ,\quad z \to \xi\ ;\quad G^{A}_{\ell_n j_n}(\vec{q}_A)\ \phi(\ell_n, \ell_p \ell_d\ ; Ez) \to$$

$$\to G^{A}_{\ell_n j_n}(i\kappa_A)\ \phi(\ell_n \ell_p \ell_d ;\ E\xi)\ .$$

Заметим, что в данном случае момент конечного ядра совпадает с полным моментом нейтронов на оболочке $I_B = j_n$.

3. Перейдем к рассмотрению треугольной диаграммы. Согласно /4/ она имеет вид:

$$T^{(2)} = -\frac{i m_{A^*} m_p m_n}{2\pi^4 \hbar^3} \times$$

$$\times \int \frac{[M^{(1)} M^{(2)} M^{(3)}]^{M_A \sigma_p}_{M_B \sigma_d}\ d\vec{p}_{p'}\, dE_{p'}}{(p^2_{p'} - 2m_p E_{p'} - i\gamma)(p^2_{A^*} - 2m_{A^*} E_{A^*} - i\gamma)(p^2_n - 2m_n E_n - i\gamma)} \qquad /7/$$

Здесь $p_{p'}$, p_{A^*}, p_n - импульсы промежуточных частиц, m_p , m_{A^*}, m_n - их массы; квадратные скобки означают векторное сложение моментов, соответствующих вершинным функциям виртуальных процессов $M^{(1)}$, $M^{(2)}$, $M^{(3)}$. Пользуясь законами сохранения в вершинах, представим знаменатель /7/ в виде

$$(p^2_{p'} - 2m_p E_{p'} - i\gamma)\ (p^2_{p'} - 2m_{A^*}(-E_{p'} + E_1 - \Delta) - i\gamma)((\vec{p}_{p'} - \vec{p}_d)^2 -$$
$$- 2m_n (E_{p'} - E_d - Q_d) - i\gamma)\ , \qquad /8/$$

где $E_I = E_A + E_p$ - начальная энергия, а $\Delta = (m_{A^*} - m_A)\,c^2$- энергия возбуждения ядра в промежуточном состоянии. Поскольку $M^{(n)}$ не зависят от энергий, а только от импульсов в каждой из вершин, проведем интегрирование по $dE_{p'}$,пользуясь тем, что полюс второго сомножителя /8/ лежит в верхней полуплоскости, а первого и третьего - в нижней. Замыкая контур сверху, сводим этот интеграл к вычету в точке

$$E_{p'} = E_1 - \frac{p^2_{p'}}{2m_{A^*}} - \Delta\ .$$

Преобразуя затем оставшиеся сомножители с помощью законов сохранения, можно получить

$$T = \frac{m_n \mu_{pA}}{4\pi^3 \hbar^3} \int \frac{[M^{(1)} M^{(2)} M^{(3)}]^{M_A \sigma_p}_{M_B \sigma_d}\ d\vec{p}_{p'}}{p_{p'} p_d (z_0 - z)(p^2_{p'} - 2\mu_{pA^*}(E - \Delta) - i\gamma)} \qquad /9/$$

где

$$z_0 = \frac{p^2_{p'} + \left(\frac{\mu_{nB}}{m_n}\right)^2 p^2_d + \tilde{\kappa}^2_A \cdot \hbar^2}{2\left(\frac{\mu_{nB}}{m_n}\right) p_{p'} p_d}$$

$$\tilde{\kappa}^2_A = 2\mu_{Bn}\left(\frac{\mu_{Bd}}{m_d} Q_A - \frac{\mu_{Bd} - m_d}{m_d}(E_1 + Q_d) + \Delta\right) / \hbar^2$$

$$Q_A = (m_B + m_n - m_A)\ c^2\ ;\quad Q_d = (m_n + m_p - m_d)\ c^2\ ,$$

а μ_{pA} и т.п. - соответствующие приведенные массы. Интегрирование в /9/ можно провести, лишь выявив зависимость вершинных функций от импульса $\vec{p}_{p'}$. Для этого представим их в общем виде, положив, как и прежде, внутренний орбитальный момент в вершине 2 равным нулю и для ядра A в основном состоянии $I_A = 0$.

$$M^{(1)} = \sum_{\ell_1 \ell_2 \mu_1 \mu_2} S^{\ell_1 \ell_2 \mu_1 \mu_2}_{L\Lambda}\ Y_{\ell_1 \mu_1}(\hat{n}_p)\ Y^*_{\ell_2 \mu_2}(\hat{n}_{p'}) \qquad /10/$$

$$M^{(2)} = \langle s_n \sigma_n \; s_p \sigma_p \mid s_d \sigma_d \rangle \, G_0^d \frac{1}{2} \qquad /11/$$

$$M^{(3)} = \sqrt{4\pi} \sum_{\ell_n \mu_n j_n \nu_n \sigma_n} G^{A*}_{\ell_n j_n} \langle j_n \nu_n L\Lambda | I_B M_B \rangle \times \qquad /12/$$

$$\times \langle \ell_n \mu_n \; s_n \sigma_n \mid j_n \nu_n \rangle \times Y_{\ell_n \mu_n}(\hat{q}_B) \, .$$

Здесь $L\Lambda$ - квантовые числа момента и проекции ядра A в состояниях промежуточного возбуждения. Подставляя /10/-/12/ в /9/, после ряда преобразований получим:

$$T^{(2)} = \frac{\sqrt{4\pi}\; m_n G_0^d \tfrac{1}{2}}{p_p \, p_d} \sum_{\substack{\ell_n \mu_n j_n \nu_n \\ \ell_1 \ell_2 \mu_1 \mu_2 L\Lambda}} \langle s_n \sigma_n \; s_p \sigma_p | s_d \sigma_d \rangle \qquad /13/$$

$$\langle j_n \nu_n L\Lambda | I_B M_B \rangle \langle \ell_n \mu_n s_n \sigma_n | j_n \nu_n \rangle F^{\ell_1 \ell_2 \mu_1 \mu_2}_{L\Lambda \ell_n j_n} \; Y^*_{\ell_2 \mu_2}(\hat{n}_p) \, ,$$

где обозначено:

$$F^{\ell_1 \ell_2 \mu_1 \mu_2}_{L\Lambda \ell_n j_n} = \int \left[\frac{Y_{\ell_n \mu_n}(\hat{q}_A)}{\tilde{\tilde{z}}_0 - z} \right] G^{A*}_{\ell_n j_n}(\vec{q}_A) \; Y_{\ell_1 \mu_1}(\hat{n}_{p'}) \, d\hat{n}_{p'} \, ,$$

$$\times \frac{\mu_{pA} \, p_p}{4\pi^3 \hbar^3} \int \frac{S^{\ell_1 \ell_2 \mu_1 \mu_2}_{L\Lambda} \, p_{p'} \, dp_{p'}}{p_{p'}^2 - 2\mu_{pA}(E_1 - \Delta) - i\gamma} \; \frac{\tilde{\tilde{z}}_0 - z}{z_0 - z} \; ; \qquad /14/$$

здесь

$$\tilde{\tilde{z}}_0 = z_0 \left(p_{p'}^2 = 2\mu_{pA} (E_1 - \Delta) \right) . \qquad /15/$$

Вычисление /14/ осуществляется с использованием приближений периферийной модели, а именно: в выражении в квадратных скобках с помощью соотношения /3/ делается переход к переменным $\vec{p}_d$, $\vec{p}_{p'}$, вводится обрезание при суммировании по ℓ_i, а функция

$$G^{A*}_{\ell_n j_n}(\vec{q}_A) \; \phi(\ell_n \ell_p \ell_d ; E z)$$

заменяется на ее значение в точке полюса $z = \tilde{\tilde{z}}_0$; $\vec{q}_A = i \tilde{k}_A$. В интеграле /14/ удобно перейти к переменной $p^2_{p'}$. Предполагая теперь парциальные амплитуды $S_{L\Lambda}$ слабо зависящими от энергии, будем считать, что основной вклад в /14/ дает полюс в точке

$$p^2_{p'} = \tilde{\tilde{p}}^2_{p'} \equiv 2\mu_{pA}(E_1 - \Delta) \, . \qquad /16/$$

Тогда получаем

$$\Gamma^{\ell_1 \ell_2 \mu_1 \mu_2}_{L\Lambda} \equiv \frac{\mu_{pA} \, p_p}{4\pi^3 \hbar^3} \int \frac{S^{\ell_1 \ell_2 \mu_1 \mu_2}_{L\Lambda} \, p_{p'} \, dp_{p'}}{p_{p'}^2 - 2\mu_{pA}(E_1 - \Delta) - i\gamma} \; \frac{\tilde{\tilde{z}}_0 - z}{z_0 - z} =$$

$$= 2\pi i \, \frac{\mu_{pA} \, p_p}{4\pi^3 \hbar^3} \, \frac{1}{2} \, S^{\ell_1 \ell_2 \mu_1 \mu_2}_{L\Lambda} (p_p, \tilde{\tilde{p}}_{p'}) \, . \qquad /17/$$

После этого проводится интегрирование по угловым переменным $d\hat{n}_{p'}$ и в результате ряда алгебраических преобразований для амплитуды $T^{(2)}$ получается выражение, близкое по форме к одноступенчатой амплитуде:

$$T^{(2)} = -\frac{\sqrt{4\pi}\; m_n}{p_p \, p_d} G_0^d \tfrac{1}{2} \sum_{\ell_n \mu_n \sigma_n} \langle s_n \sigma_n \; s_p \sigma_p \mid s_d \sigma_d \rangle \langle \ell_n \mu_n \; s_n \sigma_n | I_B M_B \rangle \qquad /18/$$

$$\sum_{\ell_n' L\Lambda} \bar{G}^{A*}_{I_B j_n \ell_n \ell_n' L\Lambda \mu_n} \; \bar{f}^{L}_{\ell_n' \mu_n \Lambda}(\hat{n}_p) \quad ,$$

где

$$\bar{G}^{A*}_{I_B j_n \ell_n \ell_n' L\Lambda \mu_n} = (-1)^{I_B + j_n} (\hat{j}_n \hat{\ell}_n)^{\frac{1}{2}} W(s_n \ell_n' I_B L; j_n \ell_n) \qquad /19/$$

$$\langle L\Lambda \ell_n' \, \mu_n - \Lambda \mid \ell_n \mu_n \rangle \, G^{A*}_{\ell_n' j_n} \; ; \qquad /20/$$

$$\bar{f}^{L}_{\ell_n' \mu_n \Lambda}(\hat{q}) = \sum_{\ell_1 \ell_2 \mu_2 \ell_1} A^{\ell_n', \mu_n - \Lambda} \; \Gamma^{\ell_1 \ell_2 \mu_n - \Lambda \mu_2}_{L\Lambda} \, Y^*_{\ell_2 \mu_2}(\hat{n}) \, .$$

4. Рассматриваемая здесь треугольная диаграмма будет давать наибольший вклад в полную амплитуду реакции в том случае, когда вершина 1 соответствует возбуждению низколежащих коллективных уровней ядра A. Найдем такую вершинную функцию простейшим способом - на основе борновского приближения с потенциалом взаимодействия поверхностного типа, для волновых функций $| L\Lambda >$ основной вращательной полосы аксиального ядра:

$$M^{(1)} = < L\Lambda | \int e^{-i\vec{k}_{p'}\vec{r}} V_{int}(\vec{r},\vec{\xi})\, e^{i\vec{k}_p\vec{r}} d\vec{r} | 0\,0 > \qquad /21/$$

$$V_{int}(\vec{r},\vec{\xi}) = V_0 R_0 \delta(r-R) \sum_m Y_{2m}(\hat{r})\, D^2_{m0}(\hat{\xi}) \qquad /22/$$

$(V_0 = \beta U_0$, β - параметр деформации

где $\hat{\xi}$ - эйлеровские углы поворота ядра. Раскладывая плоские волны в ряд сферических гармоник, нетрудно вычислить эту амплитуду и сравнением с /10/ установить, что

$$S^{\ell_1\ell_2\mu_1\mu_2}_{L\Lambda} = 4\pi^2 V_0 R_0^3\, i^{\ell_2-\ell_1}\, \delta_{L,2} \left(\frac{\hat{\ell}_1}{4\pi\hat{L}\,\hat{\ell}_2}\right)^{1/2} \qquad /23/$$

$$< \ell_1\mu_1\, L\Lambda | \ell_2\mu_2 > < \ell\, 0\, L\, 0 | \ell_2 0 > j_{\ell_1}(k_p R_0)\, j_{\ell_2}(k_{p'} R_0)\,.$$

Отметим, что это выражение весьма грубое, так как основано на плосковолновом приближении и резком, δ - образном включении взаимодействия. Особенно это сказывается при больших kR, когда в /23/ проявляют себя быстрые осцилляции вида $\cos(k_p + k_p')R_0$, которые, вообще говоря, сглаживаются в реалистических подходах при учете искажений и переходе к "размазанным" у поверхности ядра взаимодействиям. Поэтому при $kR \gg 1$ более обоснованным будет использование выражения /23/ с отброшенной быстрой компонентой:

$$S^{\ell_1\ell_2\mu_1\mu_2} = 2\pi^2 V_0 R_0^3\, i^{\ell_2-\ell_1} [\hat{\ell}_1/(4\pi\hat{\ell}_2\hat{L})]^{1/2} \qquad /24/$$

$$< \ell_1\mu_1 L\Lambda | \ell_2\mu_2 > < \ell_1 0 L 0 | \ell_2 0 > \mathrm{Cos}\left(\Delta k R_0 - \frac{\pi(\ell_2-\ell_1)}{2}\right),$$

где $\Delta k = k_{p'} - k_p$. Параметры V_0 и R_0, вообще говоря, фиксируются сравнением с соответствующими экспериментами по неупругому рассеянию. Однако из-за грубости исходного выражения /21/ здесь можно говорить лишь о качественном сравнении.

5. Теперь амплитуда двухступенчатой передачи в принципе полностью определена и дальнейшие расчеты сводятся к численному суммированию в /6/ и /18/. Однако можно получить явный вид этих выражений, если использовать асимптотические формулы для коэффициентов Клебша-Гордона и соответствующие методы суммирования.

В работе /5/ было показано, что в этих приближениях амплитуда полюсной диаграммы принимает вид:

$$T^{(1)} = -\frac{4\pi m_n}{P_d\, P_p} G^d_{0\frac{1}{2}} \sum_{\ell_n\mu_n\sigma_n} < s_n\sigma_n\, s_p\,\sigma_p | s_d\sigma_d > < \ell_n\mu_n\, s_n\sigma_n | I_B M_B >$$

$$\times\; G^A_{I_B\ell_n}\, B(\ell_n\,\mu_n\,\kappa_A)\; C(L_0\mu_n\,\xi\,,\theta)\,, \qquad /25/$$

где функции B и C, вычисляемые методом асимптотического суммирования, равны

$$B(\ell_n\,\mu_n\,\kappa_A) = (-1)^{\ell_n+\mu_n} \sum_{\mu_n'} (i b)^{\mu_n'}\, D^{\ell_n}_{\mu_n\mu_n'}\left(\frac{\pi}{2}\right) Y_{\ell_n\mu_n'}\left(\frac{\pi}{2},0\right) \qquad /26/$$

$$C(L_0\,\mu_n\,\xi\,\theta) = \tau^{\frac{1}{2}-L_0} [\,\pi(\tau^2-1)\,\mathrm{Sin}\,\theta\,(\xi-\cos\theta)\,]^{-1/2} \times$$

$$\cos[\,\eta + \mathrm{arctg}(\mathrm{Sin}\,\theta/(\tau-\cos\theta)) + (2\mu_n-1)\,\pi/4\,]\,.$$

$$(\theta > 1/L_0) \qquad /27/$$

Здесь

$$b=\kappa_A/[(m_B/m_A)k_d-k_p]\ ;\quad r=\xi+\sqrt{\xi^2-1}\ ;\quad \eta=(L_0+\frac{1}{2})\,\theta. \qquad /28/$$

Аналогичным образом удается упростить и амплитуду треугольной диаграммы /18/. Для этого делается замена $\lambda=\ell_2-\ell_1$ и на основе условия $\lambda, L \ll \ell_2, \ell_1$ в выражения /20/ и /24/ вводятся следующие подстановки:

$$<\ell_1\mu_n-\Lambda\ L\Lambda\,|\,\ell_2\mu_n> \;=\; D^{L}_{\Lambda\lambda}\left(\frac{\pi}{2}\right),$$

$$<\ell_1 0\ L 0\,|\,\ell_2 0> \;=\; (4\pi\,\hat{\ell}_2/(\hat{\ell}_1\hat{L}))^{1/2}\ Y_{L\lambda}\left(\frac{\pi}{2},0\right),$$

$$Q_{\ell_2}(\tilde{\tilde{z}}_0)=Q_{\ell_1}(\tilde{\tilde{z}}_0)\,\tilde{\tilde{r}}^{\,-\lambda}\ ;\qquad \tilde{\tilde{r}}=\tilde{\tilde{z}}_0+\sqrt{\tilde{\tilde{z}}_0-1}$$

$$\Theta(L_0-\ell_1)=\Theta(L_0-\ell_2)+\lambda\frac{d\theta}{dL_0}. \qquad /29/$$

Переходя затем с помощью поворота оси z в естественную систему отсчета углов $Y_{\ell_2\mu_n}(\hat{n}_d)=(-1)^{\mu_n}\,Y_{\ell_2\mu_n}(\hat{n}_p)$, приходим к следующему результату:

$$T^{(2)}=-\frac{4\pi\, m_n}{p_d\ p_p}\,G^{d}_{0\frac{1}{2}}\,x_0\sum <s_n\sigma_n\ s_p\sigma_p\,|\,s_d\sigma_d><\ell_n\mu_n s_n\sigma_n\,|\,I_B M_B>$$

$$(-1)^{\Lambda}\cos(\Delta k_p R_0)\,\bar{G}^{A*}_{I_B j_n \ell_n \ell'_n L\Lambda\mu_n}\ B(\ell'_n\mu_n-\Lambda,\tilde{\tilde{\kappa}}_A)\ \times$$

$$\times\left[\ \tilde{B}(L\Lambda\tilde{\tilde{\kappa}}_A)\,C(L_0\,\mu_n\,z_0\theta)+\tilde{\tilde{B}}\,\frac{d}{dL_0}C(L_0\mu_n\,z_0\theta)\ \right]; \qquad /30/$$

где

$$x_0=i\,\frac{\mu_{pA}\,p_{p'}\,V_0\,R_0^3}{\hbar^3\,\hat{L}\,(k_p R_0)(k_{p'}R_0)}\ ;\qquad k_{p'}=\tilde{\tilde{p}}_{p'}/\hbar$$

$$\tilde{B}(L\Lambda\tilde{\tilde{\kappa}}_A)=-\sum_{\lambda}\tilde{\tilde{r}}^{\lambda}\,D^{L}_{\Lambda\lambda}\left(\frac{\pi}{2}\right)Y_{L\Lambda}\left(\frac{\pi}{2},0\right) \qquad /31/$$

$$\tilde{\tilde{B}}(L\Lambda\tilde{\tilde{\kappa}}_A)=\sum_{\lambda}\lambda\,\tilde{\tilde{r}}^{-\lambda}\,D^{L}_{\Lambda\lambda}\left(\frac{\pi}{2}\right)Y_{L\Lambda}\left(\frac{\pi}{2},0\right).$$

6. В качестве конкретного примера рассмотрим, какой вклад вносит в сечение реакции подхвата $^{12}C(d\,^3He)^{11}B$ треугольная диаграмма с неупругим подвозбуждением низколежащих состояний в ядре углерода. Отметим, что нашей целью не является извлечение точных значений констант данной реакции /например, значений приведенных вершинных функций/, - мы хотим исследовать лишь характер поведения сечения при различных предположениях о механизме такой реакции.

Ранее /6/ уже исследовалось влияние подвозбуждения 2 уровня на механизм данной реакции и было получено качественное согласие с экспериментом при двух значениях энергии дейтронов E_d = 28 и 50 *МэВ*. Это рассмотрение проводилось в рамках метода искаженных волн. Однако нам представляется, что использование оптических потенциалов в методе искаженных волн для легких ядер нельзя считать достаточно обоснованным - поэтому рассмотрение соответствующих реакций на основе диаграммного подхода является не только альтернативным, но и более обоснованным.

Предполагается следующий механизм. При подхвате нейтрона, в результате которого ядро ^{11}B образуется в основном $3/2^-$ -состоянии, амплитуда процесса является одноступенчатой и описывается полюсной диаграммой. Напротив, если в результате подхвата ядро ^{11}B оказывается в возбужденном состоянии $7/2^-$, то амплитуда является двухступенчатой и процесс идет с виртуальным подвозбуждением 2^+ -состояния в ядре углерода. Тогда наряду с полюсной диаграммой надо учитывать соответствующую треугольную диаграмму. Дифференциальные сечения рассчитывались с помощью соотношений /25/, /30/. Результаты расчетов и их сравнение с экспериментальными данными /6/ приведены на рисунке. Подобраны следующие параметры:

а/ для передачи в основное состояние:

$$G^{A}_{1,3/2} = 2{,}0\ \phi^{1/2} \qquad Q_{\text{реакции}} = 10{,}436\ \text{МэВ}$$

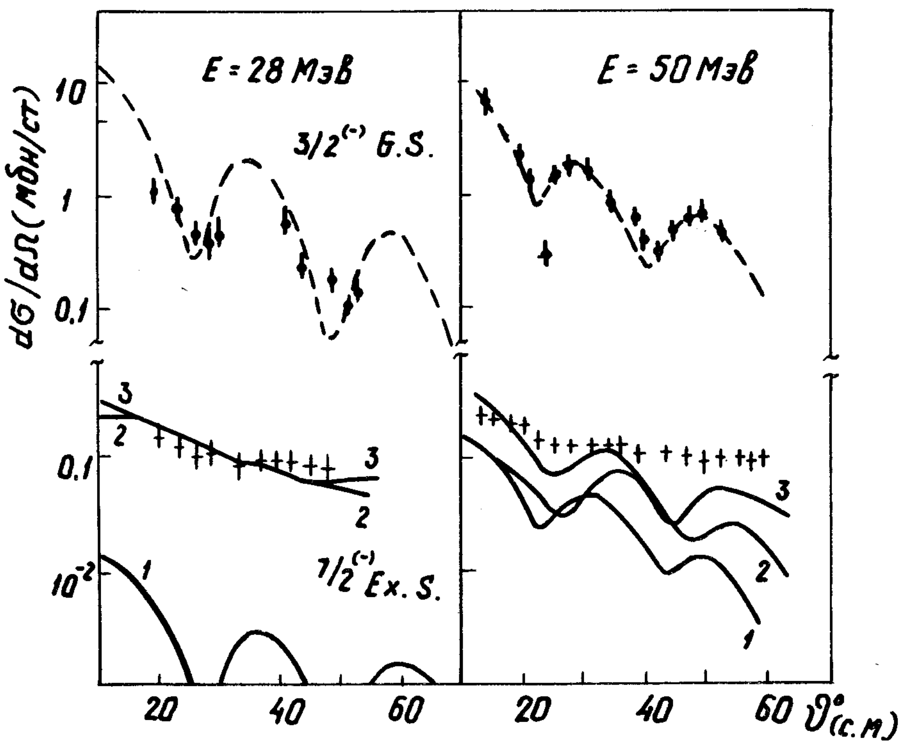
б/ для передачи в возбужденное состояние:

$G^{A^*}_{3,7/2} = 0{,}76\ \phi^{1/2}$ - вершина в полюсной диаграмме,

$G^{A^*}_{1,7/2} = 1{,}85\ \phi^{1/2}$ - вершина в треугольной диаграмме.

$V_0 = -8{,}4$ *МэВ*; $R_0 = 1{,}3\ \phi\ A_T^{1/3}$, $Q_{\text{реакции}} = 17{,}22$ *МэВ*. Вершина $G^{^3He}_{0,1/2}$ в обоих случаях бралась равной $1{,}055\ \phi^{1/2}$ Энергиям падающих дейтронов 28 и 50 *МэВ* соответствуют значения L_0, равные 7 и 8.

Из рисунка видно, что с увеличением энергии налетающих частиц вклад полюсной диаграммы в амплитуду передачи на уровень $7/2^-$ сильно возрастает. В то же время абсолютные величины экспериментальных сечений передачи на этот уровень изменяются слабо. Таким образом, попытка интерпретировать эффект в рамках только одноступенчатого механизма привела бы к необходимости изменять значения вершинных функций $G^{A^*}_{3,7/2}$ при изменении энергии падающих дейтронов. С другой стороны, форма угловых распределений, которую дает полюсной механизм, сильно отличается от довольно плавного хода экспериментальных кривых, причем это отличие возрастает с уменьшением энергий дейтронов. Из рисунка видно, что учет уже треугольной диаграммы с вершиной, описывающей неупругое возбуждение во входном канале, позволяет получить качественное согласие с экспериментом. Для более детальных, количественных выводов нужно, по-видимому, использовать более совершенный вариант периферийной модели /7/ с учетом обрезания при суммировании по ℓ_i в /4/, а также выбирать более реалистическое выражение для амплитуды неупру-



Сравнение теоретических расчетов дифференциальных сечений реакции $^{12}C(d\ ^3He)^{11}B$ с экспериментом. Пунктирные кривые - передача в основное состояние ядра ^{11}B на основе одноступенчатого механизма. Сплошные кривые - передача в возбужденное $7/2^-$ -состояние на основе двухступенчатого механизма. Кривые: 1 - учет вклада только полюсной диаграммы, 2 - вклад только треугольной диаграммы, 3 - суммарный вклад двух диаграмм.

гого рассеяния. В целом же развитый метод можно использовать для анализа основных качественных эффектов в реакциях двухступенчатых передач.

В заключение авторы благодарят И.Борбея, Э.И.Долинского, А.М.Мухамеджанова и В.В.Туровцева за полезные обсуждения и помощь при проведении ряда контрольных расчетов.

Литература

1. *Х.Вибике, В.К.Лукьянов, Г.Шульц. ЭЧАЯ, 3, 995, 1972.*
2. *В.К.Лукьянов, В.М.Семенов, Я.Цейпек. Препринт ОИЯИ, Р4-7263, Дубна, 1973; ЯФ, 19, 583 /1974/.*
3. *В.К.Лукьянов. Лекции на Международной школе по структуре ядра в Алуште. Д-6465, ОИЯИ, 1972.*
4. *И.С.Шапиро. УФН, 92, 549, 1967.*
5. *И.Борбей, Э.И.Долинский, В.В.Туровцев. ЯФ, 8, 492, 1968.*
6. *Y.Dupont, M.Chabre. Phys.Lett., 26B, 362, 1968.*
7. *E.I.Dolinsky, P.O.Dzhamalov, A.M.Mukhamedzhanov. Nucl.Phys., A202, 97, 1973.*

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июля 1974 года.