

С 3136

Д-155

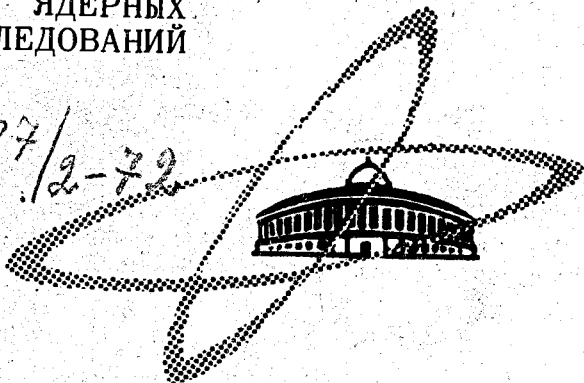
5/VI-722

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 6325

1887/2-72



О.Д.Далькаров, Нго Куанг Зуй

О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ДЕЙТРОНОВ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ  
С ЭНЕРГИЕЙ 670 МЭВ С ЯДРАМИ

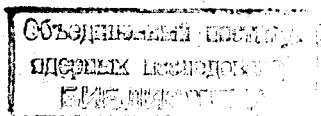
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1972

P2 - 6325

О.Д.Далькаров, Нго Куанг Зуй

О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ДЕЙТРОНОВ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ  
С ЭНЕРГИЕЙ 670 МЭВ С ЯДРАМИ



## § 1. Введение

Взаимодействие протонов с энергией в сотни Мэв с ядрами служит эффективным средством изучения механизма прямых ядерных реакций. Наиболее простыми процессами, относящимися к такого типа реакциям, являются процессы выбивания  $(p, 2p)$ ,  $(p, pd)$  и т.п. На языке диаграмм дисперсионной теории прямых ядерных реакций /1/ такие процессы достаточно хорошо описываются полюсными диаграммами. Это означает, что взаимодействие происходит с малой передачей импульсов остаточному ядру ( $q^2 \approx \chi^2$ , где  $\chi^2 = 2m_{Vi}\epsilon$ ,  $\epsilon = m_B + m_i - m_A$ ,  $m_{Vi} = m_B m_i / (m_B + m_i)$ ,  $m_A, m_B, m_i$  - массы начального ядра, конечного ядра и полюсной частицы). Для процессов, в которых осуществляется большая передача импульсов остаточному ядру ( $q^2 > \chi^2$ ), необходимо учитывать сложные диаграммы с перерассеянием частиц в начальном и конечном состояниях. Примером такого типа процессов служили реакции  $(\pi, \pi N)$  и  $\pi + d \rightarrow p + p$  в области резонанса  $\Delta_{33}(1236)$ , полные сечения которых хорошо воспроизводятся путем теоретического расчета с учетом взаимодействия резонанса  $\Delta_{33}$  в конечном состоянии /2,3/.

Недавно в Дубне были выполнены измерения спектров дейтронов, испускаемых при взаимодействии протонов с энергией 670 Мэв с рядом ядер под углами от  $6,5^\circ$  до  $16^\circ$  в широком интервале импульсов дейтронов от 700 Мэв/с до 1700 Мэв/с /4-6/. Анализируя полученные импульсные спектры дейтронов, помимо известного канала реакции  $(p, dN)$  авторы этих работ впервые обнаружили новый интенсивный канал реакции образо-

вания дейтронов с рождением  $\pi$ -мезонов  $A(p, d\pi)B$ . В работе /4/ приведен результат предварительного анализа механизма этой реакции, выполненного на основе модели независимых частиц для ядра углерода при угле  $6,5^\circ$ . Результаты расчета формы импульсного спектра неплохо согласуются с экспериментальными данными.

В работах /5,6/ проведен расчет для обоих процессов  $(p, d\pi)$  и  $(p, dN)$  на основе дисперсионной теории прямых ядерных реакций /1/. Результаты расчета для  $(p, d\pi)$  с использованием полюсной диаграммы хорошо согласуются с экспериментальными данными для легких ядер в случае угла  $\theta_d = 6,5^\circ$ ; для больших углов ( $9,5^\circ$ ;  $13,5^\circ$  и  $16^\circ$ ) и более тяжелых ядер наблюдается расхождение теории и эксперимента. Причина этого расхождения, по-видимому, обусловлена эффектом перерасеяния  $\pi$ -мезонов, образуемых вместе с дейтронами в реакции  $p + N \rightarrow d + \pi$ , на остаточном ядре.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу механизма процесса  $(p, d\pi)$  с учетом перерасеяния  $\pi$ -мезона на остаточном ядре.

В §§2 и 3 дан вывод формулы для дифференциального сечения процесса  $A(p, d\pi)B$ ; §4 посвящен обсуждению результатов расчета. Предварительные результаты этих расчетов были приведены в работе /6/ вместе с полученными экспериментальными данными. В нашей работе детально обсуждается теоретический анализ импульсных спектров дейтронов для ядра углерода при углах  $6,5^\circ$ ;  $9,5^\circ$ ;  $13,5^\circ$  и  $16^\circ$ , и углового распределения дейтронов (в лаб. системе) для ядер  $Li$ ,  $C$ ,  $Al$ ,  $Cu$ ,  $Rh$  и  $Pb$ .

## § 2. Вершинные части

Как уже было сказано, мы рассматриваем реакцию следующего типа:



где  $A$  и  $B$  - начальное и конечное ядра. Полюсная и треугольная диаграммы, описывающие процесс (1) с учетом перерасеяния  $\pi$ -мезона на остаточном ядре, приведены на рисунках 1 и 2 соответственно,  $N'$ ,  $\pi'$  и  $B'$  - виртуальные частицы.

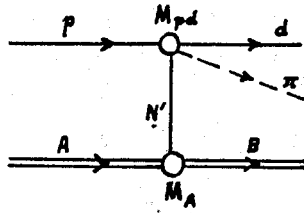


Рис. 1. Полюсная диаграмма реакции  $p + A \rightarrow d + \pi + B$ .

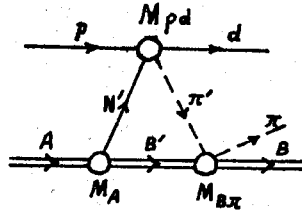


Рис. 2. Треугольная диаграмма реакции  $p + A \rightarrow d + \pi + B$ .

На этих рисунках величины  $M_A$ ,  $M_{pd}$  и  $M_{B\pi}$  обозначают вершинные части диаграмм, т.е.  $M_A$  отвечает виртуальному распаду

$$A \rightarrow B + N' \quad (\text{рис. 1}) \quad \text{или} \quad A \rightarrow B' + N' \quad (\text{рис. 2}) \quad (2)$$

$$M_{pd} - \text{процессу} \quad p + N' \rightarrow d + \pi \quad (\text{рис. 1}) \quad \text{или} \quad p + N' \rightarrow d + \pi' \quad (\text{рис. 2}) \quad (3)$$

$$M_{B\pi} - \text{процессу} \quad \pi' + B' \rightarrow \pi + B \quad (4)$$

Везде в настоящей работе величины  $P_i$ ,  $E_i$ ,  $T_i$ ,  $\vec{P}_i$  и  $m_i$  обозначают 4-импульс, энергию, кинетическую энергию, 3-импульс и массу  $i$ -ой частицы,  $P_i^2 = \vec{P}_i^2 - E_i^2 = -m_i^2$ . Используются следующие обозначения:  $S_{ab} = -(P_a + P_b)^2$  и  $t_{ab} = (P_a - P_b)^2$  (здесь и в дальнейшем  $\hbar = c = 1$ ).

а) Вершинная часть  $M_A$

Вершинная часть  $M_A$  имеет вид [7]:

$$\left. \begin{aligned}
 M_A &= A_A \cdot F_l(q) \\
 A_A &= \frac{1}{m_{BN'}} \cdot \left(\frac{\chi\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \gamma \\
 m_{BN'} &= m_B m_{N'} / (m_B + m_{N'}) \\
 \chi^2 &= 2m_{BN'} \epsilon; \quad \epsilon = m_B + m_{N'} - m_A
 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где  $F_l(q)$  - формфактор, отвечающий распадам (2),  $q$  - импульс остаточного ядра  $B$  в лабораторной системе,  $l$  - орбитальный момент относительного движения частиц  $B$  и  $N'$  в ядре  $A$ . Приведенная вершинная часть  $\gamma$  является неизвестной константой. Значение величины  $\gamma$  выбирается таким образом, чтобы теоретические кривые находились в наилучшем согласии с экспериментальными данными.

#### б) Вершинная часть $M_{pd}$

Поскольку реакция  $p + N \rightarrow d + \pi$  при энергии падающих протонов около 670 Мэв обнаруживает резонансное поведение при полной энергии в с.ц.м.  $m_{d^*} = 2162$  Мэв с шириной на полувисоте  $\Gamma_{d^*} = 130$  Мэв<sup>18/</sup>, амплитуду  $M_{pd}$  можно записать с помощью формулы Брейта-Вигнера.

$$M_{pd} = \frac{A_{pd} e^{i\phi_{pd}}}{E_{pN'} - m_{d^*} + \frac{i}{2} \Gamma_{d^*}} \quad (6)$$

где  $E_{pN'} = \sqrt{S_{pN'}}$ , а  $A_{pd} e^{i\phi_{pd}}$  - комплексная величина, описывающая угловую зависимость амплитуды  $M_{pd}$ ;  $A_{pd}$  и  $\phi_{pd}$  - действительные величины. Величина  $A_{pd}$  определяется из экспериментальных данных о дифференциальном сечении реакции  $p + p \rightarrow d + \pi^+$ , которое в соответствии с результатом работы<sup>18/</sup> (ссылки на другие экспериментальные работы см. там же) аппроксимировалось выражением.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \frac{\sigma_t}{4\pi(A + \frac{1}{3} - \frac{1}{5}B)} \cdot (A + \cos^2 \theta' - B \cos^4 \theta') \quad (7)$$

Полное сечение  $\sigma_t$ , параметры  $A$  и  $B$  показаны на рис. 3, где  $\theta'$  - угол в с.ц.м. реакции.

в) Вершинная часть  $M_{B\pi}$

Амплитуда  $M_{B\pi}$  отвечает рассеянию  $\pi$  - мезонов, рождающихся в реакции  $p + N' \rightarrow d + \pi'$  на остаточном ядре  $B'$ . На рис. 4 показана зависимость кинетической энергии  $\pi$  - мезона от угла вылета дейтронов в реакции  $p + p \rightarrow d + \pi^+$  при начальной энергии 670 Мэв. На рис. 4 приведено также сечение  $\pi^{\pm} C^{12}$  - рассеяния в зависимости от кинетической энергии налетающего  $\pi$  - мезона. Видно, что кинетическая энергия  $\pi$  - мезона в реакции  $p + p \rightarrow d + \pi^+$  лежит в области от 40 до 340 Мэв, где сечение  $\pi^{\pm} C^{12}$  - рассеяния имеет резонансный ход. Кинетическая энергия  $\pi$  - мезона, соответствующая резонансу, составляет  $T_0 \approx 140$  Мэв. Обозначим через  $m_{B^*}$  и  $\Gamma_{B^*}$  - резонансное значение энергии в с.ц.м. системы  $\pi$  - мезон-ядро и ширину на полувысоте резонанса.

Амплитуду  $M_{B\pi}$  можно записать в виде:

$$M_{B\pi} = M'_{B\pi} e^{i\phi_{B\pi}} \quad (8)$$

$$M'_{B\pi} = \frac{A_{B\pi}}{S_{B\pi} - m_{B^*}^2 + \frac{i}{2} \Gamma_{B^*}}$$

где  $A_{B\pi} e^{i\phi_{B\pi}}$  - комплексная величина, описывающая угловую зависимость  $M_{B\pi}$ . Пренебрегая деталями угловой зависимости амплитуды, величины  $A_{B\pi}$ ,  $m_{B^*}$  и  $\Gamma_{B^*}$  могут быть определены из экспериментальных данных о полном сечении  $\sigma_t$  процесса рассеяния  $\pi$  - мезона на ядре  $B$ . Для рассеяния  $\pi$  - мезона на исследуемых ядрах полное сечение  $\sigma_t$  можно получить из данных по  $\pi^{\pm} C^{12}$  - рассеянию /9/ при помощи эмпирической формулы  $\sigma_t(\pi A) \approx A^{2/3} / 10$ , где  $A$  - массовое число ядра.

### § 3. Дифференциальное сечение

Амплитуда, отвечающая процессу (1), записывается как сумма двух амплитуд

$$M = M_p + M_\Delta, \quad (9)$$

где  $M_p$  и  $M_\Delta$  - амплитуды, отвечающие полюсной и треугольной диаграммам соответственно.

В соответствии с правилами вычисления нерелятивистских фейнмановских диаграмм /1/ амплитуда  $M_p$ , отвечающая полюсной диаграмме,

имеет вид

$$M_p = M'_p e^{i\phi_{pd}}$$

$$M'_p = - \frac{2im_{N'} A_A A_{pd} F_l(q)}{(t_{AB} + t_{ABO} - i\eta)(E_{pN'} - m_{d^*} + \frac{i}{2} \Gamma_{d^*})} \quad (10)$$

$$t_{ABO} = (m_A - m_B)^2 + 2m_{N'} \epsilon$$

Для треугольной диаграммы (рис. 2) ядро  $B'$  и нуклон  $N'$  являются нерелятивистскими, в то время как  $\pi'$  - мезон в условиях опыта /4-6/ оказывается релятивистской частицей. В связи с этим амплитуда  $M_\Delta$ ,

отвечающая треугольной диаграмме, имеет вид

$$M_\Delta = -i \frac{m_{N'} m_{B'} m_{\pi'}}{2\pi^4} \int \frac{M_A M_{pd} M_{B\pi}}{D_1 D_2 D_3} d\vec{q} dT_{B'} \quad (11)$$

$$D_1 = q^2 - 2m_{B'} T_{B'} - i\eta$$

$$D_2 = q^2 - 2m_{N'} T_{N'} - i\eta$$

$$D_3 = p_{\pi'}^2 - E_{\pi'}^2 + m_{\pi'}^2 - i\eta$$

$$\vec{p}_{\pi'} = \vec{p}_p - \vec{p}_d - \vec{q}$$



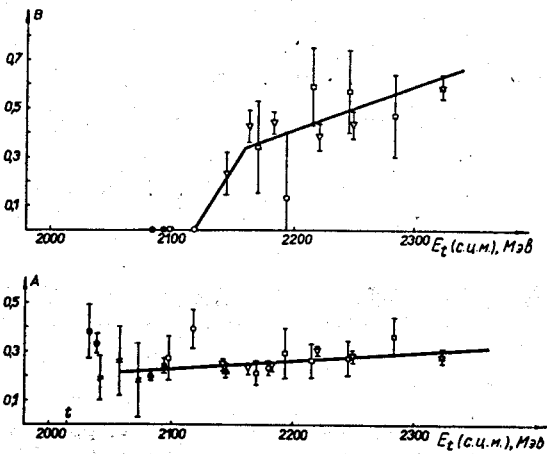
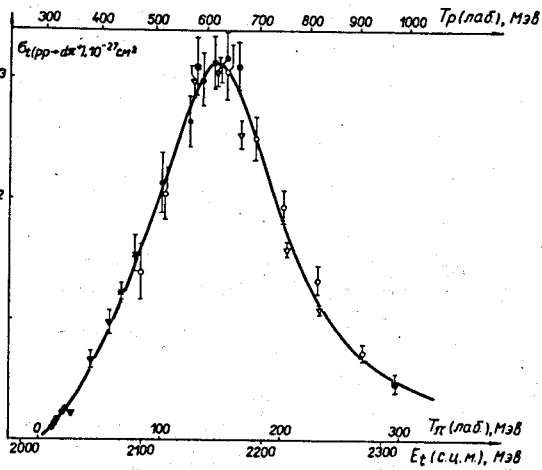


Рис. 3. Полное сечение  $\sigma_t$  и параметры  $A$  и  $B$  реакции  $p + p \rightarrow d + \pi^+$ .

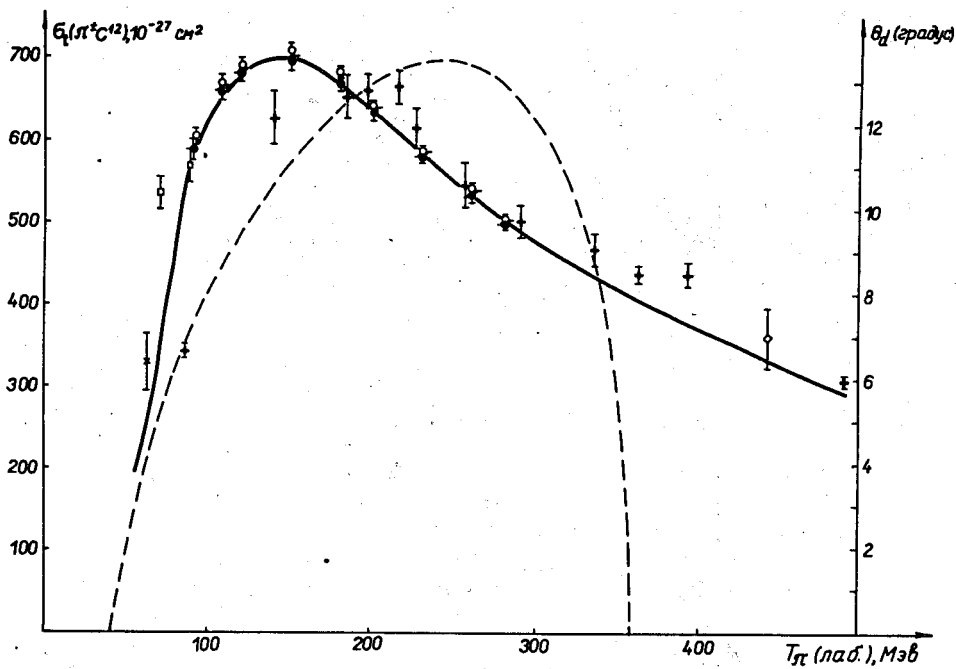


Рис. 4. Полное сечение процесса  $\pi^{\pm}C^{12}$  - рассеяния и зависимость кинетической энергии  $\pi$  - мезона в реакции  $p + p \rightarrow d + \pi^+$  от угла вылета дейтрона  $\theta_d$  (пунктирная кривая).

Заметим, что  $M_{B\pi}$  является функцией от  $S_{B\pi}$  (т.е. не зависит от  $\vec{q}$  и  $T_{B'}$ ), и  $A_{pd}$  слабо зависит от ухода с массовой поверхности (расчет полюсной диаграммы с учетом ухода  $A_{pd}$  с массовой поверхности приводит к поправке порядка 10%). Пренебрегая зависимостью  $A_{pd}$  от  $\vec{q}$  и  $T_{B'}$ , видим, что подинтегральное выражение (11) имеет 5 полюсов на комплексной плоскости кинетической энергии  $T_{B'}$ , из которых два полюса:  $T_{B'}^{(1)} = \frac{q^2}{2m_{B'}} - i\eta_1$  и  $T_{B'}^{(3-)} = E + \sqrt{p_{\pi'}^2 + m_{\pi'}^2} - i\eta_3$ ;  $E = E_p - E_d + m_A - m_B$ , отвечающие обращению в нуль величин  $D_1$  и  $D_3$ , расположены на нижней полуплоскости. Интеграл (11) вычисляем, замыкая контур на нижней полуплоскости  $T_{B'}$ .

Численные оценки показывают, что вычет, отвечающий полюсу  $T_{B'}^{(3-)}$ , примерно на два порядка меньше вычета, отвечающего полюсу  $T_{B'}^{(1)}$ . В результате формула (11) может быть записана с учетом только одного полюса  $T_{B'}^{(1)}$ . После некоторых преобразований выражение (11), если считать формфактор  $F_l(q)$  константой, принимает вид

$$M_{\Delta} = M'_{\Delta} e^{i(\phi_{pd} + \phi_{B\pi})}$$

$$M'_{\Delta} = i \frac{2m_N m_B m_{\pi} m_d^*}{\pi^3} A_A A_{pd} M'_{B\pi} I$$

$$I = \pi^2 \int_0^1 \frac{B_0 dx}{(4B_1 B_3 - B_2^2)} \left\{ \frac{2B_1 x + B_2}{(B_1 x^2 + B_2 x + B_3)^{1/2}} - \frac{B_2}{(B_3)^{1/2}} \right\}, \quad (12)$$

где  $B_0$ ,  $B_1$ ,  $B_2$  и  $B_3$  - функции от  $p_d$ ,  $\cos \theta_d$  и  $x$ .

Выполняя интегрирование выражения дифференциального сечения  $d\sigma$  /7/ по импульсам частиц  $B$  и  $\pi$ , получаем интересующее нас дифференциальное сечение  $\frac{d^2\sigma}{dp_d d\Omega_d}$ . После некоторых преобразований

(см., например, /11/) имеем двукратный интеграл вида

$$\frac{d^2\sigma}{dp_d d\Omega_d} = c \int_{-1}^1 d \cos \theta^* \int_0^{2\pi} d\phi^* |M|^2 \quad (13)$$

$$c = \frac{m_A m_B m_p m_d m_\pi}{(2\pi)^3 J} \frac{p_d^2 p_B^*}{E_d E_{B\pi}}$$

где звездочка означает, что соответствующая величина берется в с.ц.м. частиц  $B$  и  $\pi$ ;  $\theta^*$  и  $\phi^*$  - полярный и азимутальный углы импульса  $\vec{p}_B^*$ , за полярную ось принят вектор  $\vec{p}_A^*$ ;  $E_{B\pi} = \sqrt{S_{B\pi}}$ ;  $J = m_A p_d$ .

Учитывая формулы (9), (10) и (12),  $|M|^2$  выражается через  $M_p$  и  $M_\Delta$  в виде:

$$|M|^2 = \left| M_p' + M_\Delta' e^{i\phi_{B\pi}} \right|^2 \quad (14)$$

Из формулы (14) следует, что вычисление дифференциального сечения (13) не зависит от фазы  $\phi_{p_d}$  в амплитуде  $M_{p_d}$ .

Таким образом, мы имеем окончательное выражение для дифференциального сечения реакции (1):

$$\frac{d^2\sigma}{dp_d d\Omega_d} = c (\sigma_p + \sigma_\Delta + \sigma_{int}), \quad (15)$$

где

$$\sigma_p = \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} |M_p|^2 d \cos \theta^* d \phi^* \quad (16)$$

$$\sigma_{\Delta} = \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} |M_{\Delta}|^2 d \cos \theta^* d \phi^* \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{int} = & 2 \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} \{ (Re M'_{\Delta} Re M'_p + Im M'_{\Delta} Im M'_p) \cos \phi_{B\pi} \\ & + (Re M'_{\Delta} Im M'_p - Re M'_p Im M'_{\Delta}) \sin \phi_{B\pi} \} d \cos \theta^* d \phi^* \end{aligned} \quad (18)$$

Величины  $\sigma_p$ ,  $\sigma_{\Delta}$  и  $\sigma_{int}$  отвечают, соответственно, вкладам в дифференциальное сечение полюсной диаграммы, треугольной диаграммы и интерференции амплитуд этих двух диаграмм.

#### § 4. Обсуждение результатов расчета

Результаты расчета с помощью полюсной диаграммы (рис. 1), если считать формфактор константой, представлены на рис. 5. Для угла  $\theta_d = 6,5^{\circ}$  расчетная кривая для процесса (1) (рис. 5а) нормировалась по экспериментальному спектру при импульсе дейтрона 1375 Мэв/с. Из рис. 5а видно, что теоретическая кривая неплохо описывает экспериментальные данные. Максимум при импульсе дейтрона  $\approx 1600$  Мэв/с соответствует квазиупругой реакции  $A(p, dN)B$ . Сплошной кривой показаны расчеты с помощью полюсной диаграммы, в которой промежуточной частью являлся дейтрон.

Расчетные кривые для полюсной диаграммы реакции (1) в случае углов  $\theta_d = 9,5^{\circ}$ ;  $13,5^{\circ}$  и  $16^{\circ}$  (рис. 5б, 5в, 5г) нормировались по расчетным кривым для угла  $\theta_d = 6,5^{\circ}$  в предположении, что для данного ядра приведенная вершинная часть  $\gamma$  одинакова при различных углах вылета дейтрона. Теоретические кривые на рис. 5б, в, г находятся в хорошем

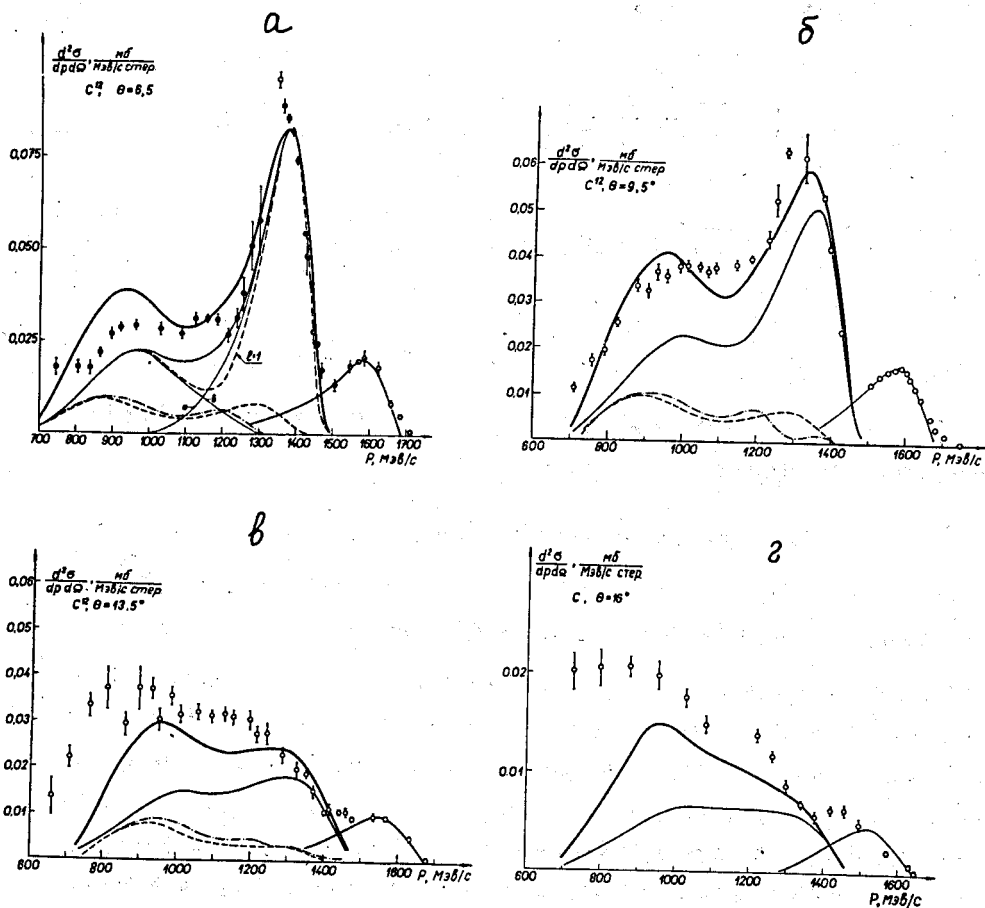


Рис. 5. Импульсные спектры дейтронов, образуемых при бомбардировке углерода протонами с энергией 670 Мэв под углами  $6,5^\circ$ ;  $9,5^\circ$ ;  $13,5^\circ$  и  $16^\circ$  к направлению первичного пучка. Экспериментальные данные взяты из работы /6/. Кривые - результаты расчета по дисперсионной теории прямых ядерных реакций; ————— - полюсная диаграмма; а и б - части импульсного спектра, отвечающие вылету дейтронов "вперед" и "назад" в с.п.м; реакции  $p + N \rightarrow d + \pi$ . ——— полюсная + треугольная диаграммы; - - - - - треугольная диаграмма; - · - · - · - интерференция полюсной и треугольной диаграммы; кривая с индексом " $l = 1$ " - расчет полюсной диаграммы с учетом батлеровского формфактора ( $l = 1$ ).

согласии с данными опыта только в узкой области импульсов дейтронов около 1400 Мэв/с, а в низкоимпульсной области расчетные кривые систематически проходят ниже экспериментальных точек, и различие растет с увеличением угла вылета дейтронов. Причиной этого обстоятельства, по-видимому, является вклад более сложных диаграмм, в которых следует учесть перерассеяние вылетающих частиц на остаточном ядре. При этом в первую очередь необходимо учитывать процессы перерассеяния, которые быстро меняются при изменении угла вылета дейтрона, например, рассеяние  $\pi$  - мезона на ядре. Из рис. 4 видно, что при увеличении угла вылета дейтрона в реакции  $p + p \rightarrow d + \pi^+$  кинетическая энергия  $\pi$  - мезона стремится к значению, которому отвечает максимум в ходе сечения  $\pi^{\pm} C^{12}$  - рассеяния ( $T_{\pi} \approx 140$  Мэв при  $\theta_d = 10^{\circ}$ ). В связи с этим следует ожидать, что диаграмма с перерассеянием  $\pi$  - мезона на остаточном ядре вносит наибольший вклад в сечение реакции ( $p, d\pi$ ) при больших углах.

Заметим, что сечение процесса  $\pi^{\pm} C^{12}$  - рассеяния в области энергии  $\pi$  - мезона около 140 Мэв достаточно хорошо описывается формулой Брейта-Вигнера, и мы определяли параметры амплитуды рассеяния, пренебрегая ее угловой зависимостью. В связи с этим более вероятным является предположение о том, что значение фазы  $\phi_{B\pi} \approx 0$ .

Теоретические кривые с учетом перерассеяния  $\pi$  - мезона на остаточном ядре приведены на рис. 5 в случае  $\phi_{B\pi} = 0$ . Из рис. 5б ( $\theta_d = 9,5^{\circ}$ ) видно, что треугольная диаграмма и интерференция полюсной и треугольной диаграмм вносят вклад в основном в область импульсов менее 1300 Мэв/с. Учет треугольной диаграммы и интерференции полюсной и треугольной диаграмм дает не только повышение теоретической кривой в области импульсов менее 1300 Мэв/с, но и уширение пика теоретической кривой, отвечающего вылету "вперед" дейтронов в с.п.м. (при импульсе  $p_d \approx 1300$  Мэв/с). В результате суммарная кривая описывает экспериментальные данные лучше, чем кривая, отвечающая только полюсной диаграмме. Такое согласие с экспериментом наблю-

дается также для угла  $\theta_d = 13,5^\circ$ . В этих случаях вклад, обусловленный эффектом перерассеяния, составляет заметную величину (от 10% до 50% в низкоимпульсной области), тогда как для угла  $6,5^\circ$  (рис. 5а) эффект перерассеяния не играет существенной роли. В случае  $\theta_d = 16^\circ$  теоретическая кривая с учетом эффекта перерассеяния проходит ниже экспериментальных точек в низкоимпульсной области ( $\leq 1100$  Мэв/с).

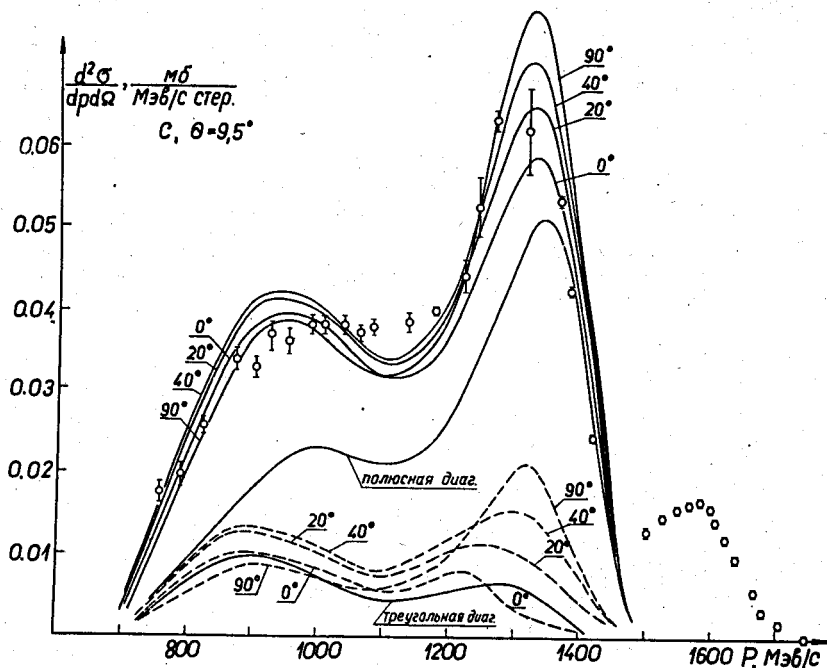


Рис. 6. Результаты расчета в случае  $\theta_d = 9,5^\circ$  для углерода при заданных значениях фазы  $\phi_{V\pi}$  ( $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$  и  $90^\circ$ ). Пунктирные кривые - интерференция полюсной и треугольной диаграмм. Сплошные кривые - полюсная + треугольная диаграммы.

На рис. 6 приведены результаты расчета с учетом перерассеяния  $\pi$  - мезона на остаточном ядре для углерода при угле  $9,5^\circ$  с различными значениями фазы  $\phi_{V\pi}$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . При вариации фазы  $\phi_{V\pi}$  интерференционный член не дает существенного изменения результатов. Кривые, отвечающие интерференции полюсной и треугольной диаграмм, фактически



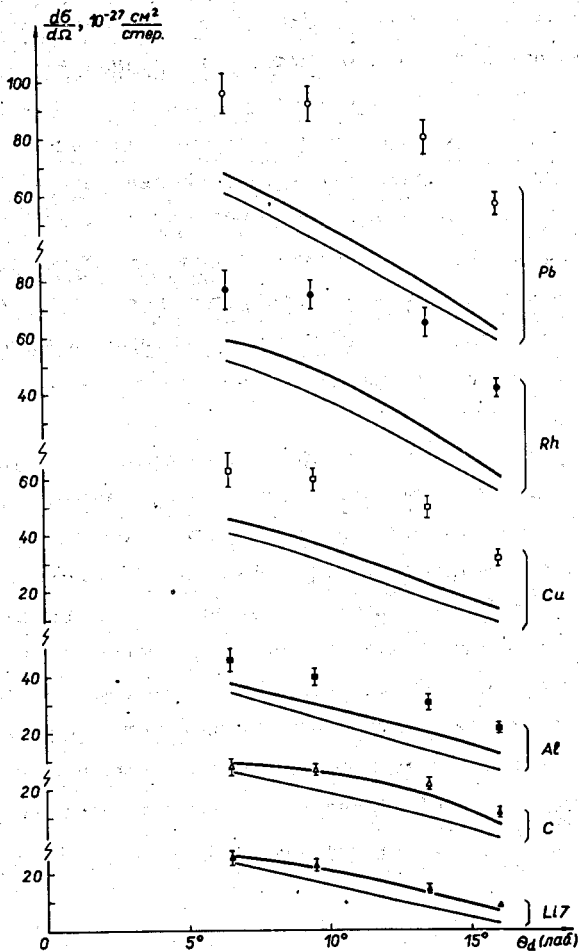


Рис. 7. Угловые распределения дейтронов в реакции  $A(p, d\pi)B$  для ядер  $Li$ ,  $C$ ,  $Al$ ,  $Cu$ ,  $Rh$  и  $Pb$ , выполненные с помощью полюсной диаграммы (тонкие кривые) и суммы полюсной и треугольной диаграмм (толстые кривые). Экспериментальные данные взяты из работы <sup>16/</sup>.

не меняются в области импульсов менее 1200 Мэв/с, а в области импульсов около  $p_d = 1300$  Мэв/с они растут примерно в 2-3 раза при увеличении угла  $\phi_{B\pi}$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . В результате суммарные кривые не меняются в низкоимпульсной области, а их различие в области импульсов около  $p_d = 1300$  Мэв/с не превышает 25%. При этом наилучшее согласие теории с экспериментом соответствует значению  $\phi_{B\pi} = 20^\circ \pm 20^\circ$ .

Резюмируя, мы видим, что полюсная диаграмма хорошо описывает дейтронные спектры для углерода в реакции  $(p, d\pi)$  только при угле вылета дейтронов  $6,5^\circ$ , а в случае больших углов ( $9,5^\circ$ ;  $13,5^\circ$  и  $16^\circ$ ) необходимо учитывать эффект перерасеяния  $\pi$  - мезона на остаточном ядре. На рис. 7 приведены экспериментальные и теоретические угловые распределения дейтронов от реакции  $(p, d\pi)$  для ядер  $Li$ ,  $C$ ,  $Al$ ,  $Si$ ,  $Rh$  и  $Pb$ .

Из рис. 7 видно, что учет эффекта перерасеяния улучшает согласие результатов расчета с экспериментальными данными для легких ядер ( $Li$  и  $C$ ), а для тяжелых ядер теоретические кривые даже с учетом перерасеяния систематически проходят ниже экспериментальных точек (в расчетах  $\phi_{B\pi} = 0$ ). Расхождение теории с экспериментом растет с увеличением массового числа ядра-мишени. Последнее, по-видимому, обусловлено вкладом многочастичных процессов, в том числе каскадных процессов, сечение которых растет при увеличении массового числа ядра.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В.М. Колыбасова, Л.И. Липидуса и И.С. Шапиро за полезные обсуждения, а также сотрудников группы В.И. Петрухина за многократные и плодотворные дискуссии.

#### Литература

1. И.С. Шапиро. Теория прямых ядерных реакций. Госатомиздат, 1963, УФН, 92, 549 (1967).
2. O.D. Dalkarov. Phys.Lett., 26B, 610 (1968).
3. О.Д. Далькаров. ЯФ, 6, 77 (1967).
4. Л.С. Ажгирей, З.В. Крумштейн, Нго Куанг Зуй, В.И. Петрухин, Д.М. Хазинс, З. Цисек. ЯФ, 13, 6 (1971).

5. L.S. Azhghirey, Z.V.Krumstein, Yu.P.Merekov, Z.Moroz, Ngo Quang Zui, V.I.Petrukhin, A.I.Ronzhin, D.M.Khazins Z.Cisek. Proc. of III Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, New York, Sept. 1969, p. 278.
6. Л.С. Ажгирей, О.Д. Далькаров, З.В. Крумштейн, Ю.П. Мерекон, З.Мороз, Нго Куанг Зуи, В.И. Петрухин, А.И. Ронжин, Г.А. Шелков, З. Цисек. Препринт ОИЯИ, Р1-8308, 1972.
7. В.М. Колыбасов. ЯФ, 2, 144 (1965).
8. C.Richard-Serre, W.Hirt, D.F.Measday, E.G.Michaelis, M.J.M.Saltmarsh, P.Skarek. Nucl. Phys., B20, 413 (1970).
9. F.Binon, P.Duteil, J.P.Garron, J.Gorres, L.Hugon, J.P.Peigneux, C.Schmit, M. Spighel, J.P. Stroot. Nucl. Phys., 17B, 168 (1970).
10. V.S. Barashenkov, K.K.Gudima, V.D.Toneev. Fortschr. Phys., 17, 683 (1969).
11. E. Ferrari, F.Selleri. Suppl. Nuovo Cimento, 24, 453 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 марта 1972 года.