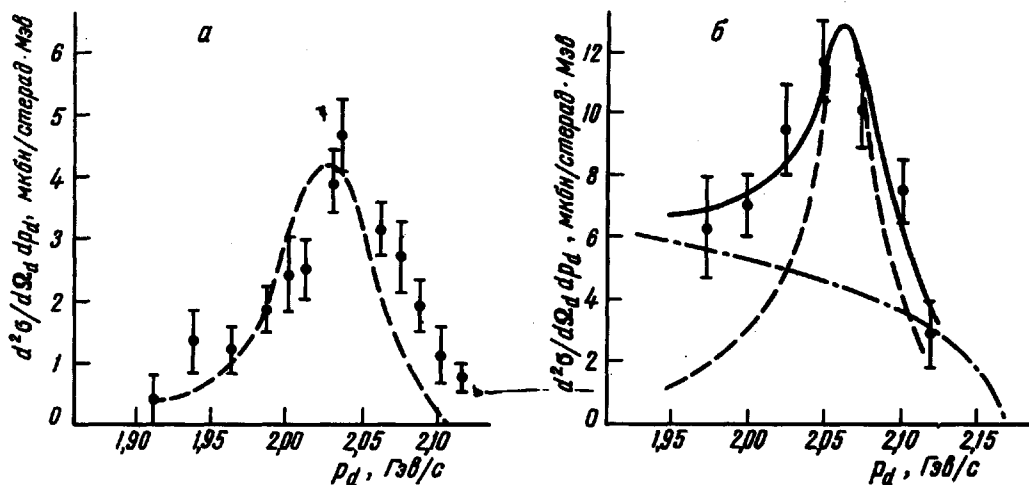


ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ ТИПА (p, pd)

В.М.Колыбасов, Н.Я.Сморodinская

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу новых данных группы Палевского [1] по импульсным спектрам дейтронов, испущенных под фиксированным углом к начальному пучку, в реакциях $He^4(p, pd)H^2$ и $O^{16}(p, pd)N^{14}$ при энергии протонов $1 Гэв$. Впервые эксперимент такого типа был выполнен в ОИЯИ при энергии $675 Мэв$ [2]. Он показал, что реакции типа (p, pd) носят квазиупругий характер. Рассмотрение, проведенное в [3], позволило установить качественное согласие данных работы [2] с полюсным механизмом. Там же указывалось, что при учете конечных размеров ядра теоретические импульсные спектры получаются уже экспериментальных.



Импульсный спектр дейтронов, испущенных в реакциях: *a* – $He^4(p, pd)H^2$, под углом $10,1^\circ$, *б* – $O^{16}(p, pd)N^{14}$ под углом $4,38^\circ$

Аналогичная ситуация имеет место при энергии $1 Гэв$ – полюсной механизм предсказывает импульсный спектр дейтронов из реакции $O^{16}(p, pd)N^{14}$, вылетающих под углом $4,38^\circ$ к направлению падающих протонов, который оказывается вдвое уже экспериментального (см. ниже). Учет возбужденных состояний остаточного ядра N^{14} при данной кинематике практически не меняет форму кривой и не приводит к улучшению согласия теории с экспериментом.

Однако кроме полюсной диаграммы в амплитуду процесса (p, pd) дают вклад и более сложные диаграммы, медленно меняющиеся как функции переданного импульса. Их вклад можно приближенно заме-

нить константой. Таким образом, мы приходим к представлению амплитуды реакции (p, pd) в виде суммы полюсного члена и константы C , величина которой определяется из условия лучшего согласия теории с экспериментальными данными. Константа выбиралась чисто мнимой, т.е. исключался интерференционный член. Для квадрата матричного элемента реакции, усредненного по спиновым состояниям начальных и конечных частиц, имеем

$$|M|^2 = |M_{\text{пол}}|^2 + |C|^2, \quad (1)$$

где $|M_{\text{пол}}|^2$ соответствует полюсной диаграмме. Для дифференциального сечения получается выражение

$$\frac{d^2\sigma}{dp_d d\Omega_d} = \frac{m_p p_d^2}{2\pi p_p \sqrt{p_d^2} + m_d^2 \sqrt{p_p^2 + p_d^2} - 2p_p p_d \cos\theta_{pd}} \left\{ \frac{27\theta^2}{R} \left(\frac{d\sigma_0}{d\Omega} \right)_{q_{min}}^{q_{max}} \frac{|f(q)|^2}{(q^2 + \kappa^2)^2} q dq + \frac{m_p^2 |C|^2}{(2\pi)^3} [q_{max}^2 - q_{min}^2] \right\}. \quad (2)$$

Здесь p_p, m_p и p_d, m_d — импульсы и массы налетающего протона и вылетающего дейтрона, q — модуль импульса остаточного ядра в лабораторной системе, $\kappa^2 = 2m_B m_d \epsilon / (m_B + m_d)$, индексы A и B везде относятся к начальному и конечному ядру, ϵ — энергия связи дейтрона в ядре A , $d\sigma_0/d\Omega$ — дифференциальное сечение упругого pd -рассеяния [4], θ^2 — приведенная дейтронная ширина ядра A , R — радиус канала $A \rightarrow B + d$,

$$f(q) = \cos qR + \frac{\kappa}{q} \sin qR, \quad (3)$$

θ_{pd} — угол между направлением падающих протонов и образующихся дейтронов, q_{min} и q_{max} — минимальное и максимальное значения, которые может принимать импульс остаточного ядра при заданных θ_{pd} и p_d (выражения для них приведены в [3]).

Отметим, что q_{max} гораздо больше κ — характерного импульса дейтронов в ядре A . Поэтому даже в том случае, когда при малых переданных импульсах доминирует полюсной механизм (т.е. в формуле (1) первый член много больше второго), второй член в формуле (2) может дать значительный вклад.

На рисунке показаны результаты расчета импульсных спектров дейтронов из реакций $\text{He}^4(p, pd)\text{H}^2$ при $\theta_{pd} = 10,1^\circ$ (рис. а) и $\text{O}^{16}(p, pd)\text{N}^{14}$ при $\theta_{pd} = 4,38^\circ$ (рис. б). Пунктирные кривые — расчет согласно полюс-

ной диаграмме (т.е. при $C = 0$). Рис. *a* показывает, что пунктирная кривая хорошо согласуется с экспериментальными данными работы [1]. Глубокий минимум в экспериментальных данных в левой части спектра свидетельствует о том, что вклад остальных диаграмм в этом случае мал. Штрих-пунктирная линия на рис. *b* передает вклад второго члена формулы (2), а сплошная линия – результат расчета с учетом обоих членов формулы (2). Из условия наилучшего согласия сплошной кривой с результатами опыта величина константы C получается такой, что при малых переданных импульсах она составляет по модулю $\sim 1/15$ часть всей амплитуды.

При определении значений приведенных дейтронных ширин следует иметь в виду, что мы не знаем, какая доля быстрых дейтронов, образовавшихся в реакции $\text{He}^4(p, pd)$, сопровождается вылетом медленного дейтрона, а какая – вылетом нейтрона и протона. Поэтому для He^4 можно оценить лишь некоторую суммарную дейтронную ширину. Она получается равной $9,0 \pm 2,0$. В случае реакции $\text{O}^{16}(p, pd)\text{N}^{14}$ неизвестно, в какой части случаев ядро N^{14} образуется в основном, а в какой – в возбужденных состояниях. Однако мы знаем, что в $\sim 40\%$ случаев реакции $\text{C}^{12}(p, pd)\text{B}^{10}$ остаточное ядро остается в состояниях с энергией возбуждения $\leq 5 \text{ Мэв}$ [1]. Если принять, что такая же ситуация имеет место для реакции $\text{O}^{16}(p, pd)\text{N}^{14}$, то для кислорода $\Sigma \theta_i^2 = 4,7 \pm 1,0$, причем суммирование ведется по состояниям ядра N^{14} с энергией возбуждения $\leq 5 \text{ Мэв}$. Ввиду отсутствия необходимых экспериментальных данных в настоящее время нельзя сравнить эти значения приведенных ширин с аналогичными величинами, полученными из других экспериментов.

Авторы благодарны И.С.Шапиро за внимание к работе и обсуждение результатов.

Поступило в редакцию
21 июля 1968 г.

Литература

- [1] R. J. Sutter, J. L. Friedes, H. Palevsky et al. Phys. Rev. Lett., 19, 1189, 1967.
- [2] Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.П.Зрелов и др. ЖЭТФ, 33, 1185, 1957.
- [3] I. S. Shapiro, V.M. Kolybasov. Nucl. Phys., 49, 515, 1963.
- [4] G. W. Bennett, J. L. Friedes, H. Palevsky et al. Phys. Rev. Lett., 19, 387, 1967.