

## О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПО ИМПУЛЬСУ СПЕКТАТОРА В РЕАКЦИЯХ $D(x, xp)n$

*В.Ф. Ксензов*

В рамках механизма квазиупругого выбивания с последующим  $np$ -перерассеянием выяснены причины качественных различий вида распределений по импульсу нейтронов в реакциях типа  $D(x, xp)n$ .

К настоящему времени накоплен достаточно большой материал по реакциям выбивания протонов из простейшей ядерной мишени — дейтрона:  $(e, ep)$  [1, 2],  $(p, 2p)$  [3],  $(K^+, K^0 p)$  [4, 5],  $(\pi^-, \pi^- p)$  [6]. Характерной особенностью данных является качественное различие вида распределений по импульсу  $P_s$  спектатора в разных реакциях при  $P_s > 80$  Мэв/с:

в некоторых случаях (реакции  $(e, ep)$ ,  $(p, 2p)$ ) распределение монотонно и круто спадает в сторону больших значений  $P_s$  [1 - 3], в других случаях (реакции  $(K^+, K^0 p)$ ,  $(\pi^-\pi^-p)$ ) достигает минимума в области вблизи  $110 \text{ Мэв/с}$ , а затем медленно возрастает [4 - 6]. Интересно отметить, что в реакциях  $(e, ep)$  и  $(\pi^-, \pi^-p)$  распределения по  $P_s$  имеют различный вид при практически одинаковом импульсе  $q$ , переданном от начальной быстрой частицы к конечной.

Понимание причин, вызывающих описанное явление, необходимо, во-первых, для проверки справедливости современных представлений о природе прямых ядерных реакций [7, 8]. Во-вторых, в случае дейтрона это тем более актуально, так как дейтронные данные являются основным источником информации о взаимодействии элементарных частиц с нейтроном, и любое сомнение в правильности нашего понимания хода процесса на дейтроне бросает тень на достоверность нейтронной информации.

Цель настоящей статьи — показать, что представлений о квазиупругом характере процесса вместе с последующим  $np$ -перерасеянием [9] оказывается достаточным для объяснения видов распределений по  $P_s$  во всех случаях. Основной причиной различий в виде спектров является отличие в постановке эксперимента. В ряде случаев эксперимент ставится так, что кинематически подавляется взаимодействие в конечном состоянии и распределение по  $P_s$  определяется лишь полюсной диаграммой. В других случаях такого подавления нет, и при больших  $P_s$  становится существенен вклад треугольной диаграммы, что приводит к некоторому возрастанию спектра [9]. Действительно, так как вклад треугольной диаграммы с взаимодействием в конечном состоянии по отношению к полюсной определяется выражением [9]

$$\frac{f_{NN}(E^*)}{4\pi R \xi [\phi_d(P_s) / \phi_d(0)]}, \quad \xi = \begin{cases} 1, & \text{при } qR < 1 \\ qR, & \text{при } qR > 1 \end{cases}$$

где  $R$  — радиус дейтрона,  $f_{NN}(E^*)$  —  $NN$  — амплитуда, нормированная обычным образом  $d\sigma/d\Omega = |f_{NN}|^2$ ,  $E^*$  — энергия нуклонов в их СЦИ,  $\phi_d(P_s)$  — волновая функция дейтрона в импульсном представлении, то видно, что при  $E^*$ , близких к нулю и  $P_s > 1/R$  отношение может даже превышать единицу (при  $P_s < 1/R$  отношение всегда не более 0,1 по порядку величины). А раз так, то сечение реакции в области кинематических переменных, при которых  $E^* \approx 0$ , должно иметь место усиление. Далее из рассмотрения кинематики реакций  $(e, ep)$  и  $(\pi^-, \pi^-p)$  с близкими  $q$  ( $\approx 400 \text{ Мэв/с}$ ) ясно, что вклад в сечение диаграммы с взаимодействием в конечном состоянии различен, так как в реакциях  $(e, ep)$  импульс протона фиксировался близким  $q$  и, в данной области изменения  $P_s$ , в силу большого относительного импульса этих двух нуклонов их  $E^*$  была приблизительно  $50 \text{ Мэв}$ , а в  $(\pi^-, \pi^-p)$  относительный импульс нуклонов может быть близок к нулю в области  $P_s = 100 + 150 \text{ Мэв/с}$  то, следовательно,  $E^* \approx 0$ . Это различие в  $E^*$  и приводит к разным вкладам в сечение диаграммы с взаимодействием в конечном состоянии, так как  $f_{NN}(50)/f_{NN}(0) = 1/7$ .

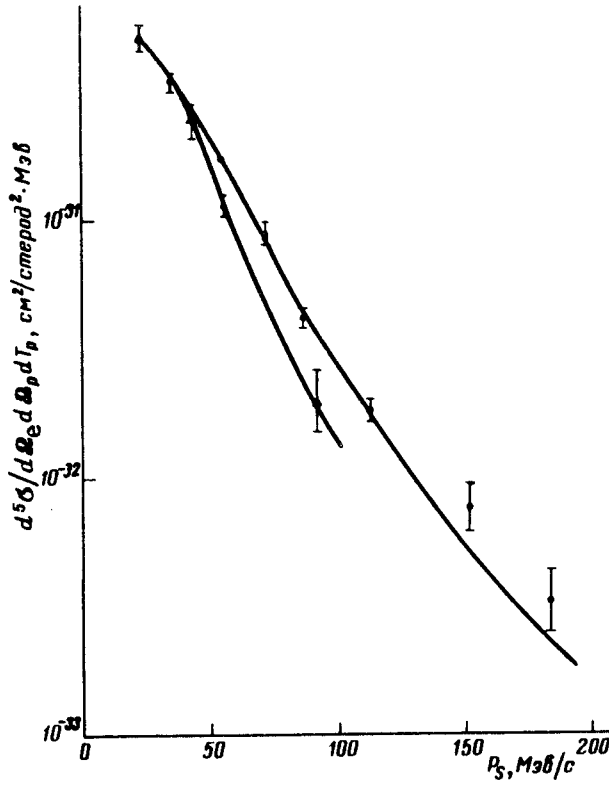


Рис. 1. Распределение по импульсу спектра в реакции  $d(e, ep)n$ ;  $\square$  — данные работы [2],  $\triangle$  — данные работы [1]. Сплошные линии — результаты теоретического расчета

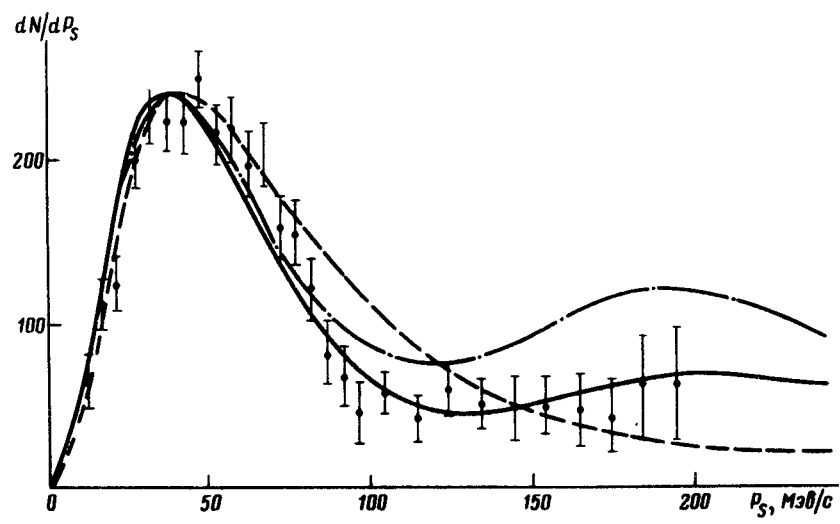


Рис. 2. Распределение по импульсу спектра в реакции  $d(\pi^-, \pi^- p)n$ ; пунктирная кривая — расчет в полюсном приближении; штрих-пунктирная — полюсной + треугольный механизм без учета схода  $NN$ -амплитуды с энергетической поверхности; сплошная кривая — тоже, но с учетом схода  $NN$ -амплитуды с энергетической поверхности. Экспериментальные данные из работы [6]

Следовательно, вид распределения в  $(e, ep)$  определяется главным образом полюсным механизмом, и для хюльтеновской волновой функции распределение спадает как  $1/P_s^4$ , а в  $(\pi^-, \pi^-p)$  при  $P_s > 100$  Мэв будет играть существенную роль треугольный механизм, который и определяет поведение сечения в этой области  $P_s$ .

Результаты численных расчетов для реакций  $(e, ep)$  и  $(\pi^-, \pi^-p)$ , выполненных с учетом полюсной диаграммы и диаграммы с взаимодействием в конечном состоянии, представлены на рис. 1 и 2. Они хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это свидетельствует о том, что механизм процесса понят правильно.

В заключение отметим, что эффект перерасеяния в конечном состоянии подавляется почти в два раза при  $E^* \approx 0$  за счет схода  $NN$ -амплитуды с энергетической поверхности [9].

Автор благодарен В.М.Колыбасову за постановку задачи и И.С. Шапиро за обсуждение результатов работы.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
21 июня 1975 г.

## Литература

- [1] P.Bounin. Ann. Phys. (Paris), 10, 405, 1965.
- [2] Ю.П.Антуфьев, В.Л.Агранович, В.С.Кузьменков, П.В.Сорокин. Письма в ЖЭТФ, 19, 657, 1974.
- [3] B.S.Aladashvili, B.Badelek, V. V. Glagolev et al. Nucl. Phys., B86, 461, 1975.
- [4] D.Merril, R.Barloutaud, Duong Nhu Hao et al. Nucl. Phys., B18, 403, 1970.
- [5] G.Giacomelli, L.Lugaresi-Serra, F.Mercatali. Nucl. Phys., B37, 577, 1972.
- [6] Ю.Д.Баюков; Л.С.Воробьев, В.М.Колыбасов и др. ЯФ, 20, 59, 1974.
- [7] И.С.Шапиро. УФН, 92, 549, 1967.
- [8] В.М.Колыбасов, Г.А.Лексин, И.С.Шапиро. УФН, 113, 239, 1974.
- [9] V.M.Kolybasov. V.G.Ksenzov. Phys. Lett., 53B, 319, 1974.