

ЭФФЕКТ РЕЗОНАНСНОГО УСИЛЕНИЯ В СПЕКТРАХ КУМУЛЯТИВНЫХ НУКЛОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ $\pi^-d \rightarrow \pi^-pn$

*Л.Г.Дахно, А.В.Кравцов, М.М.Макаров,
В.И.Медведев, Г.З.Обрант, В.И.Поромов,
В.В.Саранцев, Г.Л.Соколов, С.Г.Шерман*

Измерены спектры кумулятивных нуклонов, образованных при взаимодействии π^- -мезонов с импульсами 371, 438 и 552 МэВ/с с дейтронами. Обнаружено различие в спектрах нейтронов и протонов, которое объясняется резонансным усилением в процессе двойного рассеяния пионов на нуклонах дейтрона.

В исследовании взаимодействий адронов промежуточных энергий с ядрами особый интерес представляет образование кумулятивных нук-

лонов — частиц в той области изменения переменных, которая является кинематически запрещенной при рассеянии на свободном нуклоне. Обычно спектры кумулятивных нуклонов имеют экспоненциальную по энергии зависимость, качественно объясняемую в ряде моделей. Наиболее простой задачей, допускающей проверку различных механизмов в довольно чистом виде, является изучение образования кумулятивных нуклонов из взаимодействий адронов с дейтронами так как в этом случае отсутствуют эффекты искажения формы спектров из-за прохождения нуклонов через ядро и достаточно хорошо известна волновая функция дейтрона.

Цель данной работы — исследование образования кумулятивных нуклонов при развале дейтрона π -мезонами промежуточных энергий.

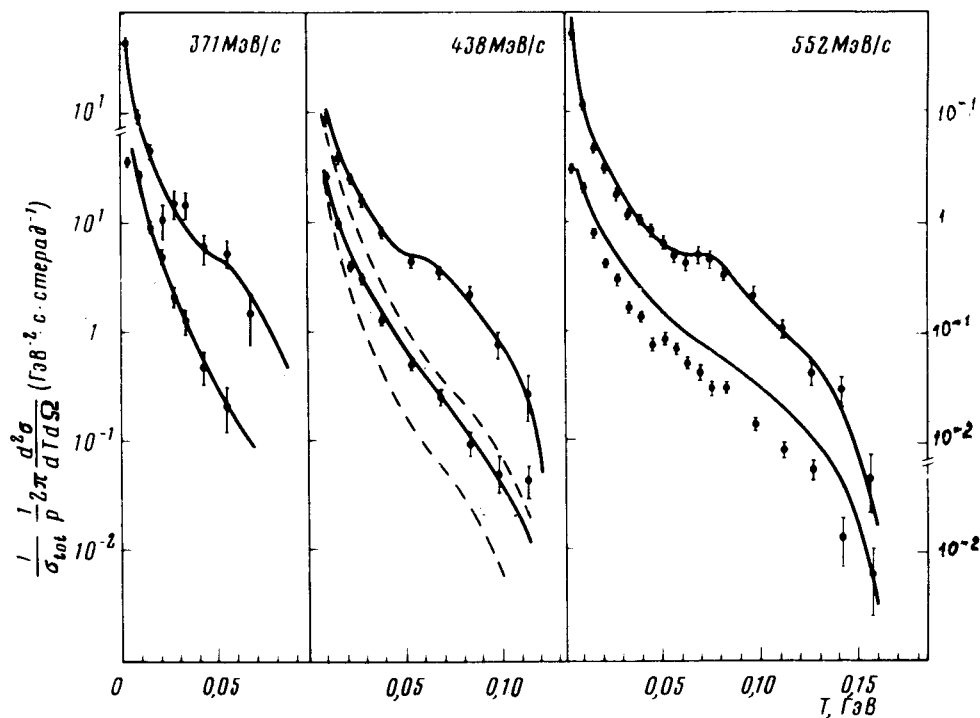


Рис. 1. Энергетические спектры нейтронов (кружки) и протонов (квадраты), вылетающих в заднюю полусферу. Кривые — теоретический расчет (см. текст)

Эксперимент был выполнен на 35-сантиметровой пузырьковой камере, наполненной дейтерием и экспонированной на π -мезонном пучке синхротрона ЛИЯФ АН СССР при трех значениях импульса налетающего π^- -мезона: 371, 438 и 552 МэВ/с. Величина импульсного разброса пучка составляла соответственно 35, 35 и 25 МэВ/с (FWHM). Всего было просмотрено $2,5 \cdot 10^4$, $1,2 \cdot 10^5$ и $1,4 \cdot 10^5$ стереофотографий при каждой энергии и после измерения и индентификации полная статистика по реакции $\pi^-d \rightarrow \pi^-pn$ составила соответственно 2000, 7200 и 13000 событий. Необходимо отметить существенное экспериментальное ограничение: события с длиной трека протона меньше 1,5 мм в камере не регистрировались. Методика работы подробно изложена в [1].

На рис. 1 представлены энергетические спектры кумулятивных протонов и нейтронов, вылетающих в заднюю полусферу относительно направления пучка. Видно, что при всех трех значениях импульсов налетающих π -мезонов спектры кумулятивных нейтронов и протонов отличаются по форме. В распределениях протонов при энергии выше 30 МэВ наблюдается обычный экспоненциальный спад инвариантного сечения. В нейтронных распределениях имеется широкий наплыв в области энергий 60 + 80 МэВ.

Чисто качественно это различие в спектрах протонов можно объяснить следующим образом [2]. После рассеяния на одном из нуклонов дейтрона π^- -мезон теряет свою энергию и изменяет направление движения так, что рассеяние на втором нуклоне может привести к вылету нуклона в заднюю полусферу. Амплитуда рассеяния при втором столкновении может стать очень большой по мере приближения к $\Delta(3,3)$ резонансу, а так как в этой области сечение упругого π^-n -взаимодействия больше сечения π^-p -рассеяния почти на порядок, то такой эффект резонансного усиления должен сильнее проявиться в спектре нейтронов. Действительно, амплитуда двукратного рассеяния, в результате которого нейтрон может вылетать в заднюю полусферу, пропорциональна произведению элементарных амплитуд упругого πN -рассеяния $f_{\pi^-p} f_{\pi^-n}$. В то же время для протонов амплитуда с учетом процесса перезарядки π^- -мезона в промежуточном состоянии пропорциональна [3] $(f_{\pi^-n} f_{\pi^-p} - f_{\pi^-p} f_{\pi^0n})$, где f^{ex} — амплитуда реакции $\pi^-p \rightleftharpoons \pi^0n$. Используя хорошо известное соотношение для амплитуд при резонансной энергии и правило треугольника для πN -амплитуд в первом рассеянии, получаем, что амплитуда выхода кумулятивных протонов равна $1/3 f_{\pi^-p} f_{\pi^-n}$.

Для того, чтобы экспериментально проверить предложенную гипотезу, из статистики были исключены события, принадлежащие области кинетических энергий протона $80 < T_p < 220$ МэВ, что приблизительно соответствовало изобарной полосе промежуточного π^-n -состояния. На рис. 2 приведены при импульсе 438 МэВ/с спектры нейтронов, вылетающих в заднюю полусферу до и после исключения изобарной полосы, а также для сравнения показан ход спектра кумулятивных протонов. Ясно, что исключение событий в изобарной полосе приводит к исчезновению наплыва в спектре кумулятивных нейтронов.

Для окончательного выяснения природы обнаруженного эффекта был проведен расчет [3], в котором рассматривалось однократное и двукратное рассеяние пиона в дейтроне с учетом Ферми — движение нуклонов, а также взаимодействие нуклонов в конечном состоянии. Поскольку для попадания в резонансную область π -мезон должен при первом столкновении сильно изменить направление движения, то здесь не применима теория дифракционного рассеяния и речь идет о существенно негlaubеровских эффектах в теории многократного рассеяния [4]. Амплитуды πN -рассеяния были взяты из фазового анализа ЦЕРН 'а [5], при учете взаимодействия в конечном состоянии амплитуда $p\pi$ -рассеяния вычислялась в приближении эффективного радиуса. В качестве волновой функции дейтрона использовалась функция Хюльтена. Результаты теоретического расчета показаны на рис. 1 и рис. 2 сплошными кривыми. Пунктирными кривыми на рис. 1 показан вариант расчета, в котором

диаграммы с перерассеянием π -мезона не учитывались. Видно, что, во-первых, теория многократного рассеяния описывает эффект резонансного усиления как качественно, так и количественно. Следует подчеркнуть, что в приведенном расчете нет подгоночных параметров. Во-вторых, из сравнения сплошных и пунктирных кривых ясно, что вклад от перерассеяний π -мезона значителен как в протонном, так и в нейтронном распределении, и отличие этих спектров также связано с перерассеянием π -мезона. Это характерно для тех энергий π -мезона, для которых амплитуда πN -взаимодействия велика относительно расстояний между нуклонами.

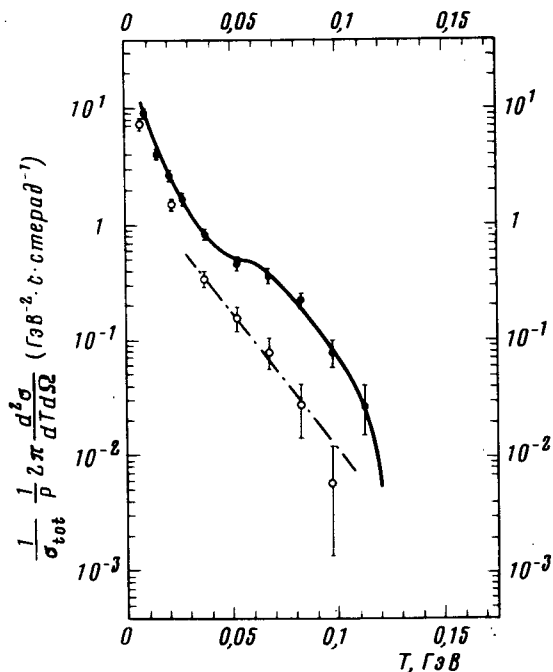


Рис. 2. Энергетические спектры нейтронов, вылетающих в заднюю полусферу при импульсе пучка 438 МэВ/с. Черные кружки — вся статистика. Открытые кружки — исключены события с энергией протона в интервале $80 < T_p < 220$ МэВ. Сплошная кривая — теоретический расчет. Пунктирная кривая показывает вид спектра кумулятивных протонов

На основании проведенного исследования можно считать доказанным, что имеет место эффект резонансного усиления в образовании кумулятивных нуклонов при развале дейтрона π -мезонами промежуточных энергий. Наблюдаемая особенность в спектре нейтронов в зависимости от начальной энергии и выбранной кинематики несколько меняет свое положение, оставаясь в области энергий $60 + 100$ МэВ. Эффекты такого типа могут проявляться и при взаимодействии частиц высоких энергий с ядрами, причем резонансное усиление в той же области кумулятивных нуклонов будет обусловлено в основном за счет неупруго рожденных π -мезонов. Возможно, именно такова природа нерегулярностей, наблюдаемых в спектрах кумулятивных нуклонов, образованных на ядре ^{12}C при взаимодействии адронов с импульсами $3 + 7$ ГэВ/с [6].

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 июля 1981 г.

Литература

- [1] *Кравцов А.В* и др. Препринт ЛИЯФ-426, Ленинград, 1978.
- [2] *Дахно Л.Г.* и др. Препринт ЛИЯФ-516, Ленинград, 1979.
- [3] *Обрант Г.З.* Препринт ЛИЯФ (в печати).
- [4] *Chew. G.F.* Phys. Rev., 1950, 86, 196; *Chew G.F., Goldberger M.L.* Phys. Rev., 1952, 87, 778.
- [5] *Donnachie A., Kirsopp R.G., Lovelace C.* Phys. Lett., 1968, 268, 161.
- [6] *Темников П.П., Шахбазян Б.А.* ОИЯИ, Р1-12139, Дубна, 1979; *Баюков Ю.Д. и др.* Препринт ИТЭФ №159, 1980.
-