

ИЗУЧЕНИЕ РОЖДЕНИЯ ИЗОБАРЫ (1236)
 В РЕАКЦИИ $\pi^- + d \rightarrow p + \Delta^-$ (Δ^- -назад)
 ОТ 1,03 ДО 1,68 Гэв/с

*Б.М.Абрамов, И.А.Духовской, В.В.Кишкурно, А.П.Крутенкова,
 В.В.Куликов, И.А.Радкевич, В.С.Федорец*

Измерено дифференциальное сечение рождения Δ -изобары (1236) назад в реакции $\pi^- + d \rightarrow p + \Delta^-$ при четырех значениях импульса налетающего π^- -мезона в интервале от 1,03 до 1,68 Гэв/с. Измеренные величины сечений удовлетворительно согласуются с расчетами, выполненными на основе треугольного механизма реакции.

Исследование реакций с большими передаваемыми импульсами при рассеянии адронов высокой энергии с ядрами позволяет выяснить не только механизм этих процессов, но и получить новую информацию о ядерных волновых функциях. В работе [1] для получения данных о величине примеси изобарных состояний в волновой функции дейтрона ($d \rightarrow \Delta\Delta$) предлагалось измерять сечение реакции



с вылетом быстрого протона вперед. С другой стороны в работе [2] реакция (1) описывается в рамках треугольного механизма. При таком описании в отличие от работы [1] не предполагается присутствие Δ -изобары в дейтроне.

Мы изучали реакцию (1) при следующих значениях первичных импульсов π^- -мезонов: 1,03; 1,25; 1,48 и 1,68 Гэв/с¹⁾. Эксперимент проводился на 3-х метровом магнитном искровом спектрометре ИТЭФ [4]. Система мастерного запуска при 1,68 Гэв/с не отличалась от описанной ранее [5, 6]. При меньших импульсах использовалась система с разделением p , d и π^+ -мезонов по времени пролета [6].

Для изучения реакции (1) использовался метод недостающих масс. Измерялся угол и импульс вылетающих вперед быстрых протонов (лабораторный угол близок к 0°) из реакции



Частным случаем этой реакции является реакция:



где n_s – нейтрон спектатор.

1) Предварительные результаты исследования при 1,68 Гэв/с сообщались нами ранее [3].

Квадрат недостающей к протону массы в реакции (2) (M_{xd}^2) связан с квадратом недостающей к протону массы в реакции (3) (M_{xN}^2) соотношением:

$$M_{xd}^2 = 2M_{xN}^2 + 2m_N^2 - U, \quad (4)$$

где m_N — масса нуклона, U — квадрат переданного импульса от π^- -мезона к протону. Так как при исследуемых энергиях и $M_{xN}^2 \approx 0$ $U \approx 0,2$ $(\text{Гэв}/c)^2$, то из соотношения (4) видно, что положение ожидаемого пика в спектре недостающих масс от Δ -изобары (1236) в реакции (2) приблизительно совпадает с положением пика от квазиупругого рассеяния назад в реакции (3). По этой причине основным источником фона при изучении реакции (1) является квазиупругое π^-p -рассеяние назад. На рис. 1 приведен спектр недостающих к протону масс (M_{xN}^2) при импульсе π^- -мезона $1,25 \text{ Гэв}/c$. В районе $M_{xN}^2 \approx 0$ хорошо виден пик от квазиупругого π^-p -рассеяния.

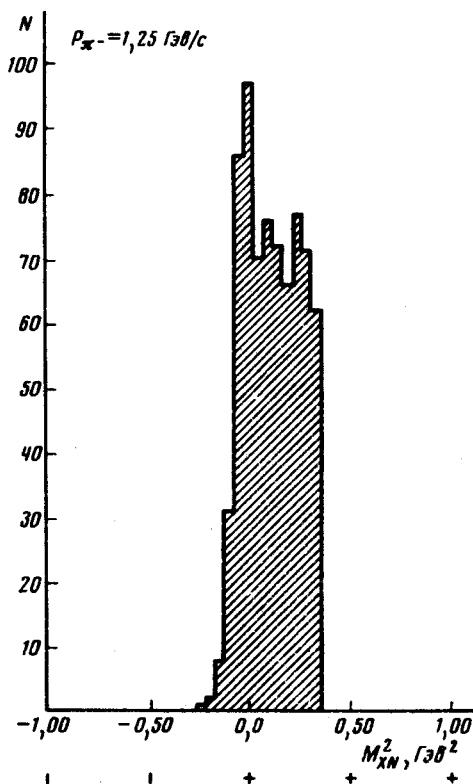
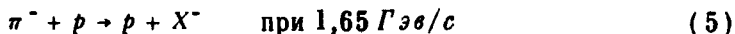


Рис.1. Распределение по M_{xN}^2 в реакции $\pi^- + d \rightarrow p + X^-$. В вычислениях полагается, что частица мишени — нуклон. На рис. приводится часть распределения, ограниченная $M_{xN}^2 = 0,4(\text{Гэв}/c)^2$. Импульс налетающего π^- -мезона $1,25 \text{ Гэв}/c$

Для подавления фона от квазиупругого π^-p -рассеяния был произведен отбор случаев с вылетом в переднюю полусферу (в лабораторной системе координат) π^- -мезона — продукта реакции. Как показано в [2], при таком отборе фон становится пренебрежимо мал ($\sim 1\%$) по сравнению с ожидаемым выходом реакции (1). Гистограмма, полученная с таким отбором из распределения на рис. 1, приведена на рис. 2. Для других импульсов получают аналогичные распределения. Избыток случа-

ев в области $M_{xN}^2 \approx 0$ за вычетом некоторой доли фона обусловлен, как мы полагаем, исследуемой реакцией (1).

Анализ материала реакции



показал, что при сделанном кинематическом отборе вклад упругого рассеяния назад, перерассеяние π^- -мезона – продукта реакции в веществе мишени – и случайных треков в исследуемую область спектра пренебрежимо мал.

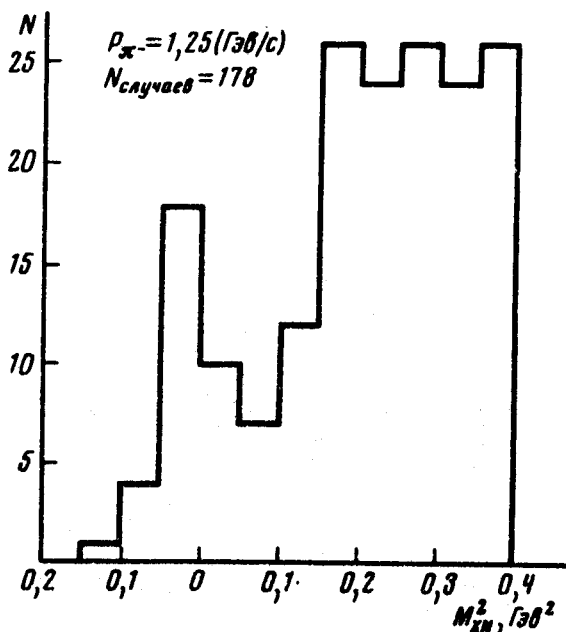


Рис.2. Распределение по M_{xN}^2 в реакции $\pi^- + d \rightarrow p + X^-$. Отбор событий с вылетом заряженного продукта реакции в переднюю полусферу и поиском вершины события. Импульс π^- -мезона 1,25 Гэв/с

Наблюдаемые после отбора спектры описывались с учетом эффективности и разрешения установки брейт-вигнеровским членом для Δ -изобары и некогерентным статистическим фоном с рождением двух π^- -мезонов. Результаты описания, а также итоговые сечения реакции (1) приведены в таблице. Процедура внесения поправок к сечениям не отличалась от описанной в [3].

$P, \text{Гэв/с}$	$M_{x,d}^2, \text{Гэв}^2$	Уровень до- стоверности	$d\sigma / dU$ мкбн / $(\text{Гэв/с})^2$	$U, (\text{Гэв/с})^2$
1,68	1,59	0,2	278 ± 105	0,16 – 0,2
1,48	1,57	0,3	705 ± 245	0,15 – 0,19
1,25	1,56	0,3	980 ± 320	0,18 – 0,22
1,03	1,56	0,6	1800 ± 720	0,22 – 0,26

На рис. 3 показана зависимость дифференциального сечения реакции (1) от импульса налетающего π^- -мезона.

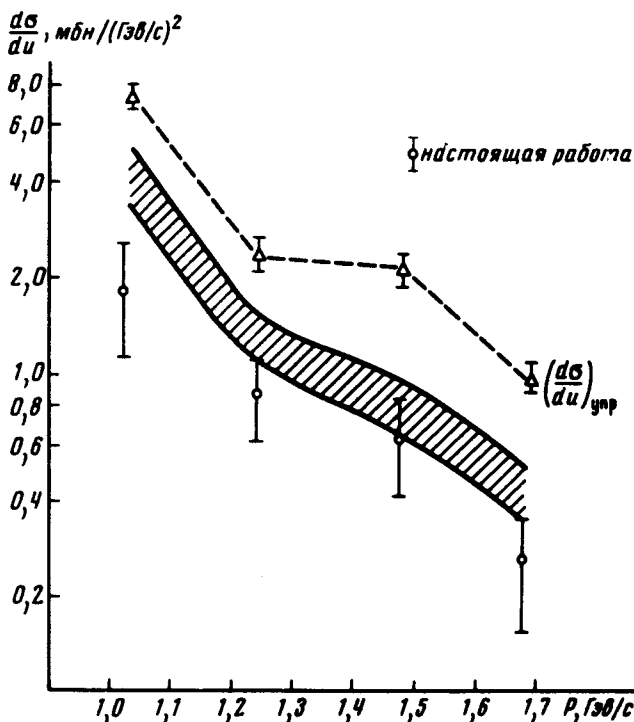


Рис.3. Зависимость дифференциального сечения рождения изобары (1236) от импульса π^- -мезона. Заштрихованная область – расчет на основе треугольного механизма реакции, Δ – экспериментальные значения сечения π^-p упругого рассеяния назад из работ [7,8,9,10] с учетом углового захвата спектрометра. Значения $(d\sigma/du)_{\text{упр}}$ и расчетные точки соединены для наглядности кривой от руки

Сопоставление измеренного при $1,03 \text{ Гэв/с}$ сечения с предсказаниями полюсной модели [1] дает для примеси изобарных состояний в волновой функции дейтрона величину около 2%. Однако следует иметь в виду, что эксперимент (рис. 3) не подтверждает предсказанного в [1] энергетического хода реакции и, по-видимому, полюсную модель нельзя непосредственно использовать для определения вершины $d \rightarrow (\Delta\Delta)$.

Заштрихованная область на рис. 3 показывает ожидаемые значения дифференциального сечения реакции (1), рассчитанные на основе трехволнового механизма [2] с точностью до неопределенности в выборе конкретного вида волновой функции дейтрона. Наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных величин с теоретическими расчетами. Хотя экспериментальные точки лежат систематически ниже расчетных, энергетическая зависимость сечения подобна.

Авторы выражают благодарность В.В.Владимирскому, И.С. Шапиро, В.А.Карманову за полезные обсуждения.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
27 декабря 1974 г.

Литература

- [1] R.N.Nath, H.I.Weber, P.K.Kabir. PRL, 26, 1404, 1971.
 - [2] В.А.Карманов, Л.А.Кондратюк. Письма в ЖЭТФ, 20, 510, 1974.
 - [3] В.М.Абрамов et al. Preprint ИТЭР-38, 1974.
 - [4] И.А.Духовской и др. ПТЭ, № 3, 235, 1974.
 - [5] Ю.А.Бородин и др. Препринт ИТЭФ, № 53, 1973.
 - [6] Ю.А.Бородин и др. Препринт ИТЭФ, № 77, 1973.
 - [7] В.В.Владимирский и др. Доклад на XVI Междунар. конф. по физике высоких энергий. Батавия США, 1972.
 - [8] D.G.Crabb et al. PRL, 27, 216, 1971.
 - [9] R.E.Rothschild et al. Phys. Rev., D5, 499, 1972.
 - [10] P.S.Aplin et al. N.P. B32, 253, 1971.
-