

Член-корреспондент АН СССР М. Г. МЕЩЕРЯКОВ, Б. С. НЕГАНОВ,
Н. П. БОГАЧЕВ и В. М. СИДОРОВ

РЕАКЦИЯ $p + p \rightarrow d + \pi^+$ ПРИ 460 Мэв*

При энергиях, близких к пороговым, характер процесса образования π -мезонов в соударениях нуклонов с нуклонами существенно определяется наличием взаимодействия между нуклонами в конечном состоянии. Благодаря этому образование положительных π -мезонов в $(p-p)$ -соударениях осуществляется двумя путями:

$$p + p \rightarrow d + \pi^+; \quad (1)$$

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+. \quad (2)$$

Согласно (2) при энергии 342 Мэв выход π -мезонов от $(p-p)$ -соударений в основном обусловлен реакцией (1).

Цель настоящей работы состояла в исследовании реакции (1) при энергии $460 \pm 0,9$ Мэв. Опыты были выполнены на синхроциклотроне Института ядерных проблем АН СССР. Идентификация реакции (1)

производилась посредством регистрации двумя сопряженными телескопами совпадений между π -мезоном и дейтроном. Метод сопряженных телескопов и способ определения интенсивности пучка протонов описаны в нашем предыдущем сообщении (3). Выход мезонов от реакции (1) измерялся под семью углами в интервале от 17 до 55° к направлению узко коллимированного пучка протонов ($30-90^\circ$ в системе центра масс); соответственно, дейтроны регистрировались под углами от 6 до $9,3^\circ$ с противоположной стороны пучка (см. рис. 1). Мезоны наблюдались внутри телесного угла $1,37 \cdot 10^{-3}$ стеррад. Дейтронный телескоп, охватывающий значительно больший телесный угол, устанавливался относительно пучка протонов так, чтобы через него проходили все дейтроны, испущенные в одних и тех же актах с регистрируемыми π -мезонами. Для достижения максимальной эффективности регистрации π -мезонов и дейтронов электронная аппаратура была отлажена под всеми углами наблюдения так, чтобы получить плато по напряжению на счетчиках.

Эффект от реакции (1) определялся по разности скоростей счета совпадений, найденных с эквивалентными по числу ядер углерода па-

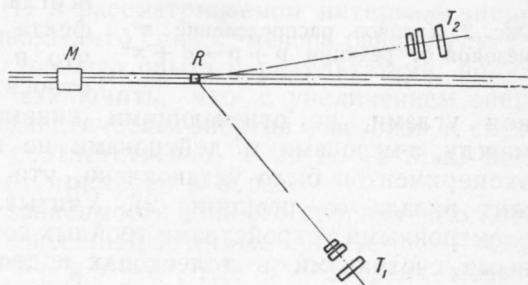


Рис. 1. Схема опыта: T_1 — мезонный телескоп, T_2 — дейтронный телескоп, R — мишень, M — монитор

Эффект от реакции (1) определялся по разности скоростей счета совпадений, найденных с эквивалентными по числу ядер углерода па-

* Описываемые в этом сообщении опыты были выполнены в 1952 г. (1).

рафиновой и графитовой мишенями. Измерения, в которых производилась задержка импульса в одном из усилительных каналов, соединяющих телескопы с электронным устройством, отбиравшим двойные совпадения, показали, что эффект от углеродной мишени обусловлен случайными совпадениями. Измерения были осложнены большой загрузкой дейтронного телескопа протонами, испытывавшими дифракционное рассеяние на ядрах углерода. Для того чтобы обойти эту трудность, естественно было воспользоваться тем обстоятельством, что в условиях этих опытов в антрацене потери энергии дейтронов от

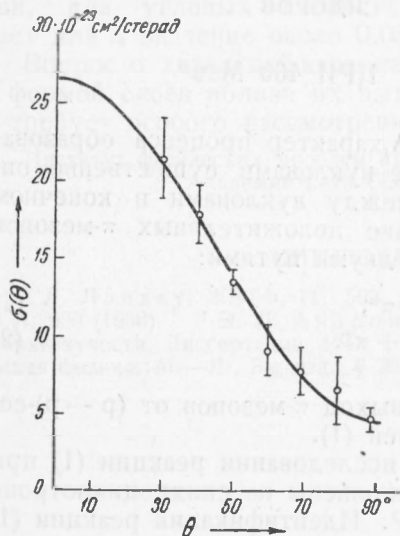


Рис. 2. Угловое распределение π^+ -мезонов от реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$

под углами, не отвечающими кинематике реакции (1), совпадения между π -мезонами и дейтронами не наблюдаются. В этой же серии экспериментов было установлено, что наблюдаемый эффект не содержит вклада от реакции (2). Учитывая эффективность регистрации электронными устройствами тройных совпадений между сцинтилляционными счетчиками в телескопах и двойных совпадений между телескопами, поглощение и рассеяние π -мезонов и дейтронов в мишени и в сцинтилляционных кристаллах, а также распад π -мезонов налету, можно показать, что в настоящих опытах эффективность регистрации элементарных актов реакции (1) составляла $0,73 \pm 0,04$.

Результаты измерений углового распределения π -мезонов от реакции (1) представлены на рис. 2, где по оси абсцисс отложен угол θ испускания π -мезона в системе центра масс, а по оси ординат — дифференциальное сечение. Кривая, рис. 2 соответствует выражению:

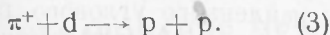
$$\frac{d\sigma}{d\omega} = (2,13 \pm 0,20) [(0,24 \pm 0,03) + \cos^2\theta] \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{стерад},$$

численные коэффициенты которого определены по способу наименьших квадратов. Полагая, что таким же выражением описывается угловое распределение π -мезонов и в области малых углов, и интегрируя $\frac{d\sigma}{d\omega}$ по телесному углу, получим полное сечение реакции (1):

$$\sigma = (15,4 \pm 1,6) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2.$$

Отношение дифференциальных сечений под углами 0 и 90° оказывается при этом равным $\sigma(0^\circ)/\sigma(90^\circ) = 5,1 \pm 0,8$.

Настоящие опыты значительно расширяют интервал энергий, в котором наблюдалась реакция (1), и тем самым позволяют сделать определенные заключения о зависимости сечения реакции (1) от энергии. С этой целью на рис. 3 в функции кинетической энергии π -мезона в системе центра масс приведены имеющиеся данные о полном сечении реакции (1). Для энергии 22 Мэв на рис. 3 показан усредненный результат работ (2, 4). Для энергий 25, 40 и 53 Мэв полное сечение было получено при помощи принципа детального равновесия из опытов [5] по наблюдению обратной реакции



Следует отметить, что сечения реакций рождения π -мезонов в $(p-p)$ -соударениях при энергиях 340 и 460 Мэв и поглощения их в дейтерии при промежуточных энергиях удалось согласовать между собой так, как это показано на рис. 3, только на основе предположения, что спин π^+ -мезона равен нулю;

предположение же о равенстве спина π^+ -мезона единице и об отсутствии эффекта поляризации π^+ -мезонов в реакциях (1) и (3) приводит к резко немономонному изменению сечения реакции (1) в рассматриваемом интервале энергий. Это подкрепляет прежние выводы, что спин π^+ -мезона равен нулю (6, 7). Сопоставление результата настоящего опыта с результатами, полученными в Беркли, позволяет заключить, что с увеличением энергии протонов с 340 до 460 Мэв (кинетическая энергия π -мезонов в системе центра масс увеличивается, соответственно, с 22 до 72 Мэв) полное сечение реакции (1) возрастает примерно в 8 раз.

Для выяснения характера зависимости полного сечения реакции (1) от энергии мезона на рис. 3 нанесены расчетные кривые возбуждения реакции (1) для случаев $\sigma \sim T^{1/2}$ и $\sigma \sim T^2$, где T — энергия мезона в системе центра масс. Эти кривые были нормированы по значению полного сечения реакции (1) при 340 Мэв. Из рис. 3 видно, что полное сечение реакции (1) возрастает с энергией быстрее, чем $T^{1/2}$, но не так быстро, как T^2 . В связи с этим следует указать, что результат настоящего эксперимента не подтверждает содержащегося в (8) утверждения о квадратичной зависимости сечения реакции (1) от энергии мезона.

Продолжающийся быстрый рост сечения реакции (1) в области высоких энергий, вплоть до 460 Мэв, требует специального объяснения. Наиболее обещающим представляется рассмотрение этого экспериментального факта на основе предположения о резонансном характере зависимости сечения реакции (1) от энергии. Для своего подтверждения это предположение нуждается в дальнейшем изучении реакции (1) при еще больших энергиях.

В том случае, когда в $(p-p)$ -соударениях псевдоскалярные π^+ -мезоны рождаются только в s -и p -состояниях, переходы к $^3S_1$ -состоянию конечной $(p-p)$ -системы оказываются разрешенными из $^1S_0$ -, $^3P_1$ -, $^1D_2$ -состояний начальной $(p-p)$ -системы, причем переходы $^1S_0 \rightarrow ^3S_1$ и $^3P_1 \rightarrow ^3S_1$ приводят к изотропному распределению мезонов, а переход $^1D_2 \rightarrow ^3S_1$ — к распределению вида $1/3 + \cos^2\theta$. Так как вблизи порога

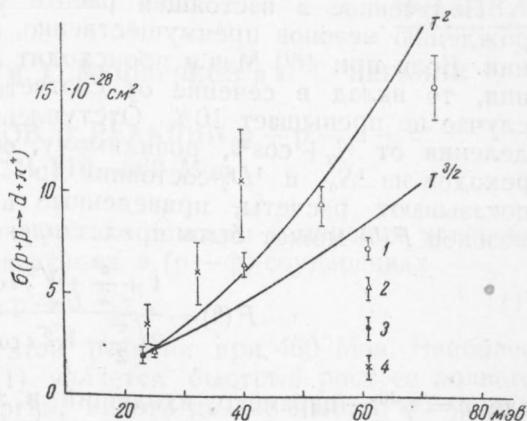


Рис. 3. Зависимость полного сечения реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$ от энергии π^+ -мезонов. 1 — данная работа; 2 — (6); 3 — усредненный результат (2, 4); 4 — (8)

рождения мезонов амплитуды переходов $^1S_0 \rightarrow ^3S_1$ и $^1D_2 \rightarrow ^3S_1$, соответствующих испусканию мезонов в p -состоянии, должны быть пропорциональны импульсу мезона, а амплитуда перехода $^3P_1 \rightarrow ^3S_1$, связанного с испусканием мезонов в s -состоянии, при этом постоянна, то следует ожидать, что испускание мезонов в s -состоянии даст заметный вклад в сечение реакции (1) только при достаточно малых энергиях мезонов.

Полученное в настоящей работе угловое распределение отвечает рождению мезонов преимущественно, если не полностью, в p -состоянии. Если при 460 Мэв и происходит образование мезонов в d -состоянии, то вклад в сечение от соответствующих переходов во всяком случае не превышает 10%. Отступление найденного углового распределения от $1/3 + \cos^2\theta$, по видимому, обусловлено интерференцией переходов из $^1S_0$ - и $^1D_2$ -состояний ($p-p$)-системы. В этом случае, как показывают расчеты, приведенные в (9, 10), угловое распределение мезонов $F(\theta)$ может быть представлено следующим образом:

$$F(\theta) \sim \frac{1 + \frac{\varepsilon^2}{2} + V\sqrt{2}\varepsilon \cos \sigma}{3\left(\frac{\varepsilon^2}{2} - V\sqrt{2}\varepsilon \cos \sigma\right)} + \cos^2\theta,$$

где $\eta = e^{i\sigma}$ — параметр, входящий в линейную комбинацию шаровых векторных функций, соответствующих переходам $^1S_0 \rightarrow ^3S_1$ и $^1D_2 \rightarrow ^3S_1$ в волновой функции конечного состояния. Относительный вклад указанных переходов в парциальное сечение рождения мезонов в p -состоянии определяется значением параметра ε^2 . В общем случае однозначное установление соотношения между интенсивностями переходов $^1S_0 \rightarrow ^3S_1$ и $^1D_2 \rightarrow ^3S_1$ по виду углового распределения мезонов не может быть сделано без привлечения дополнительных экспериментальных данных, например, сведений о поляризации дейтронов в реакции (1). Для найденного в настоящем опыте углового распределения дозволенным, но не единственным является такой выбор ε и σ , при котором ε^2 заключено между 280 и 7, когда фаза σ изменяется от 0 до 72° (или от 180 до 108°). Если предположить правильность такого выбора значений ε и σ , то можно прийти к выводу о том, что при энергии 460 Мэв образование мезонов в реакции (1) обусловлено в основном переходом $^1D_2 \rightarrow ^3S_1$, отвечающим нецентральному взаимодействию в ($p-p$)-системе. Но это означает, что мезоны рождаются в реакции (1) и, соответственно, поглощаются в реакции (3) преимущественно в состоянии, когда их орбитальные моменты параллельны спинам дейтронов. Таким образом, результаты настоящих опытов совместимы с предположением, что мезон-нуклонное взаимодействие велико для состояний с угловым моментом $3/2$. Это находится в согласии с результатами известных опытов по рассеянию π -мезонов на нуклонах.

Выражаем благодарность Л. И. Лапидусу за участие в обсуждении результатов этой работы.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

Поступило
9 XII 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, Н. П. Богачев, В. М. Сидоров, Отчет Инст. ядерных проблем АН СССР, 1952; Б. С. Неганов, там же, 1954.
² V. Peterson, E. Illoff, D. Sherman, Phys. Rev., 84, 372 (1951). ³ М. Г. Мещеряков, Н. П. Богачев, Б. С. Неганов, Е. В. Пискарев, ДАН, 99, № 6, 955 (1954). ⁴ M. Whitehead, C. Richman, Phys. Rev., 83, 855 (1951). ⁵ R. Durbin, H. Loar, J. Steinberger, ibid., 84, 581 (1951). ⁶ R. Durbin, H. Loar, J. Steinberger, ibid., 83, 646 (1951). ⁷ D. Clark, A. Roberts, R. Wilson, ibid., 85, 523 (1952). ⁸ S. Passman, M. Block, W. Havens, ibid., 88, 1247 (1952). ⁹ K. Watson, C. Richman, ibid., 83, 1256 (1951). ¹⁰ В. Б. Берестецкий, ДАН, 94, 421 (1954).