Доклады Академии наук СССР
1955. Том 102, № 4

ФИЗИКА

М. И. АДАМОВИЧ, Г. В. КУЗЬМИЧЕВА, В. Г. ЛАРИОНОВА
и С. П. ХАРЛАМОВ

ФОТООБРАЗОВАНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ π-МЕЗОНОВ НА ДЕЙТЕРИИ

(Представлено академиком И. Е. Таммом 1 II 1955)

Целью настоящей работы является изучение взаимодействия, приводящего к образованию отрицательных π-мезонов на дейтерии.

Для изучения реакции $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^-$ нами была выбрана методика фотоэмульсий, наполненных тяжелой водой и облучаемых непосредственно в пучке фотонов. Таким образом, в наших опытах фотоэмульсия одновременно служит и мишенью и детектором. Преимущество используемой методики заключается в следующем. Во-первых, для каждого случая реакции $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^-$ можно по энергиям и углам вылета частиц определить энергию фотона, знание которой очень важно для сравнения фотообразования π-мезонов на дейтерии с данными для свободных протонов. Во-вторых, можно изучать образование π-мезонов под малыми углами вылета к направлению γ-квантов, а также при малых относительных кинетических энергиях двух протонов, т. е. можно получить данные в тех областях, где наиболее сильно сказывается зависимость сечения от спина.

В работе использовались фотоэмульсии НИКФИ толщиной 400 μ, типа Р, чувствительные к следам релятивистских частиц. Перед облучением эмульсии пропитывались тяжелой водой при комнатной температуре. Каждая фотопластинка до и после наполнения взвешивалась на аналитических весах. По весу тяжелой воды определялось количество дейтерия, введенного в эмульсию. В среднем 1 см³ наполненной эмульсии содержал $3 \cdot 10^{22}$ ядер дейтерия.

После наполнения пластинки помещались в кассеты, достаточно герметичные для того, чтобы предотвратить испарение тяжелой воды во время облучения. Облучение проводилось в коллимированном пучке γ-квантов от синхротрона с максимальной энергией 250 Мэв. Электроны, сопровождающие пучок фотонов, удалялись магнитным полем напряженностью 7000 эрст. Для предохранения от рассеянного излучения пластинки были окружены углеродными блоками. Поток фотонов, прошедших через эмульсию, определялся при помощи ионизационной камеры, установленной непосредственно за фотопластинкой. Фотоэмульсии проявлялись немедленно после облучения. Равномерность проявления эмульсии по глубине была вполне удовлетворительной.

После просмотра на пластинках отбирались трехлучевые звезды, которые в дальнейшем подвергались анализу для выделения из них звезд, относящихся к реакции $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^-$.

При анализе трехлучевых звезд к исследуемой реакции применялись законы сохранения энергии и импульса. В каждой трехлучевой звезде определялись энергии всех трех частиц. Для останавливаю-

щихся в эмульсии частиц энергии определялись по пробегам в эмульсии. Зависимость энергии частицы от ее пробега в наполненной эмульсии была вычислена для разных наполнений, встречающихся в эксперименте. По энергиям определялись импульсы частиц, которые в результате векторного сложения давали импульс звезды. Если сумма энергий частиц звезды и энергии массы покоя мезона совпадала с импульсом звезды, а направление последнего совпадало с направлением фотонов, которое определялось по следам вторичных электронов, то звезда относилась к исследуемому типу реакции. В этом случае импульс звезды являлся импульсом фотона, вызвавшим данную звезду. Для следов, выходящих из эмульсии, идентификация частицы и одновременный анализ звезды производились при помощи определения плотности зерен в следе выходящей частицы и применения законов сохранения энергии и импульса. Для частиц, выходящих из эмульсии, максимальная ошибка в измерении энергии по плотности зерен была равна 10—15%.

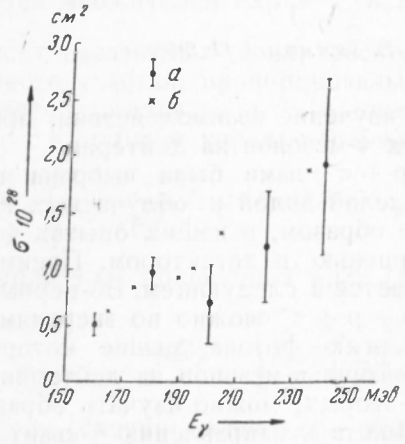


Рис. 1. Зависимость полного сечения от энергии фотонов. *а* — для $\gamma + d \to p + p + \pi^-$; *б* — для $\gamma + p \to n + \pi^+$

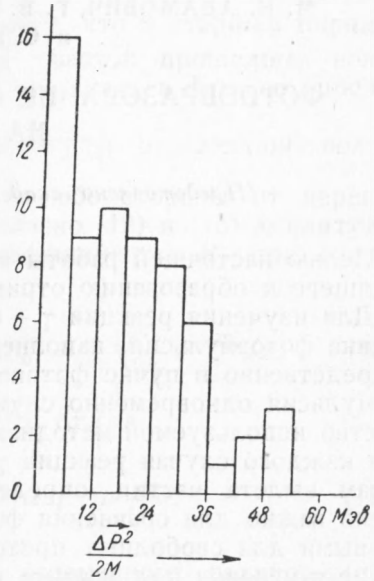


Рис. 2. Распределение относительной кинетической энергии протонов в реакции $\gamma + d \to p + p + \pi^-$

На площади 360 см² просмотренной эмульсии было обнаружено 115 звезд, относящихся к изучаемой реакции.

Для контроля был поставлен опыт с фотоэмульсиями, наполненными обычной водой. На площади в 30 см² аналогичным анализом не было зарегистрировано ни одной звезды, которую можно было бы отнести к исследуемой реакции. Это свидетельствует о том, что изучаемые звезды действительно относятся к реакции $\gamma + d \to p + p + \pi^-$, а не к «квазидейтону», находящемуся внутри какого-нибудь ядра.

Для каждой реакции $\gamma + d \to p + p + \pi^-$ определялась энергия фотона, что дало возможность построить приведенную на рис. 1 зависимость полного сечения фотообразования отрицательных π-мезонов от энергии фотонов. Указаны только статистические ошибки. Крестиками отмечены данные ([1], [2]), относящиеся к образованию положительных π-мезонов на протонах. Кривая возбуждения для дейтерия ведет себя подобно кривой для водорода, причем абсолютные величины сечений на дейтерии и водороде совпадают в пределах статистических ошибок.

В каждой отдельной реакции была измерена разность импульсов двух протонов $\Delta\mathbf{P} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$. На рис. 2 представлено распределение

относительной кинетической энергии протонов $\Delta P^2/2M$ в реакции $\gamma + d \to p + p + \pi^-$ для энергии фотонов в интервале 150—190 Мэв. В более чем 40% случаев наблюдается малая (до 12 Мэв) относительная кинетическая энергия двух протонов и в $\sim 15\%$ случаев — энергия порядка 1 Мэв и меньше.

Так как известна энергия фотона, вызвавшего реакцию, то можно определить импульс и угол вылета мезона в системе центра масс фотона и дейтона. На рис. 3 представлена зависимость сечения фотообразования отрицательных π-мезонов от их импульса в системе центра масс для энергии фотонов в интервале 150—190 Мэв. Как видно из рис. 3, вблизи порога сечение пропорционально импульсу мезона.

Найденное в наших опытах угловое распределение π-мезонов в системе центра масс при помощи метода наименьших квадратов можно представить в виде

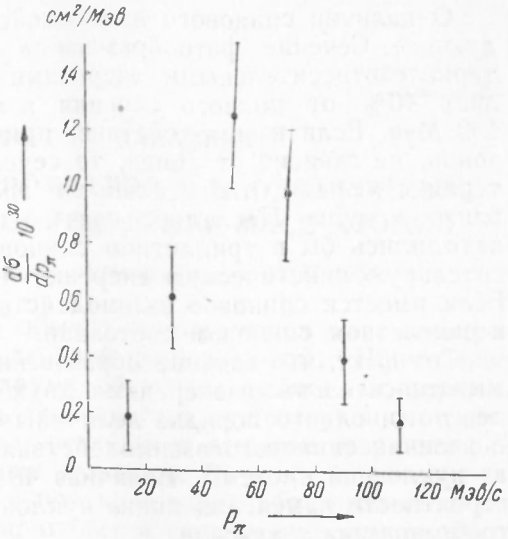


Рис. 3. Зависимость сечения реакции $\gamma + d \to p + p + \pi^-$ от импульса π-мезона в системе центра масс

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega_\pi} = [(7{,}0 \pm 1{,}6) - (1{,}4 \pm 0{,}3)\cos\theta - (1{,}7 \pm 1{,}0)\sin^2\theta] \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерад}.$$

Такой вид углового распределения можно получить из предположения об интерференции электрического и магнитного дипольных поглощений γ-квантов нуклоном ([3]).

Таблица 1

E_γ, Мэв	a^2	b^2	
105—190	8,1±2,3	—1,1±0,7	π^- на дейтерии
185	7,7	—0,4	π^+ на водороде
200	7,4±4,2	1,2±1,9	„ „ „
235	7,0±2,1	3,0±1,1	„ „ „
265	1,7±2,4	6,9±1,3	„ „ „

В табл. 1 представлены квадраты амплитуд электрического дипольного (a^2) и магнитного дипольного (b^2) поглощений фотонов нуклонами. В таблице сопоставлены наши данные, относящиеся к поглощению фотонов нейтроном в дейтерии для интервала энергии фотонов 150—190 Мэв, и аналогичные данные ([2, 4]) для свободных протонов при различных энергиях фотонов. Из табл. 1 следует, что вблизи порога фотообразования π-мезонов на водороде и дейтерии главный вклад в сечение дает электрическое дипольное поглощение фотонов нуклонами.

Наши данные показывают, что для дейтерия, так же как и для водорода ([2, 5]), сечение фотообразования заряженных π-мезонов вблизи порога линейно зависит от импульса мезона, а угловое распределение мезонов изотропно. Это означает, что в интервале энергии фотонов 150—190 Мэв нейтрон в дейтерии в отношении поглощения γ-кванта и фотообразования мезона, повидимому, ведет себя так же, как свободный протон. Иными словами, в пределах статистической точности связь нейтрона в дейтерии не сказывается.

Теория возмущений для фотообразования заряженных π-мезонов на нуклоне вблизи порога дает линейную зависимость сечения от им-

пульса и изотропное угловое распределение мезонов. Из электрического дипольного поглощения и из того, что нейтрон в дейтерии ведет себя как свободный, следует, что в терминах импульсного приближения в матричный элемент входит только член, зависящий от спина нуклонов*.

О наличии спинового взаимодействия свидетельствует также следующее. Сечение фотообразования отрицательных π-мезонов на дейтерии с относительными энергиями двух протонов до 12 Мэв составляет 40% от полного сечения в интервале энергии фотонов 150—190 Мэв. Если взаимодействие, приводящее к фотообразованию π-мезонов, не зависит от спина, то сечение образования мезонов на дейтерии с малыми относительными энергиями двух протонов было бы близко к нулю. Последнее связано с тем, что в этом случае протоны находились бы в триплетном спиновом состоянии, имея малую относительную кинетическую энергию, что запрещено принципом Паули. Если имеется спиновое взаимодействие, то протоны могут находиться в синглетном спиновом состоянии.

Тот факт, что сечение образования π-мезонов на дейтерии с малыми относительными энергиями двух протонов отлично от нуля и, более того, одного порядка величины с сечением на водороде, говорит о наличии спинового взаимодействия, приводящего к изменению спина нуклонной системы. Величина 40% является нижним пределом для вероятности изменения спина нуклонной системы вблизи порога фотообразования π-мезонов.

В настоящее время работа продолжается.

В заключение выражаем благодарность за помощь и постоянное внимание руководителю работы чл.-корр. АН СССР В. И. Векслеру.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академия наук СССР

Поступило
26 I 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] R. S. White, M. J. Jacobson, A. G. Schulz, Phys. Rev., 88, 836 (1952). [2] G. Bernardini, E. Goldwasser, Phys. Rev., 94, 729 (1954). [3] B. T. Feld, Phys. Rev., 89, 330 (1953). [4] T. L. Jenkins, D. Luckey, T. R. Palfrey, R. R. Wilson, Phys. Rev., 95, 179 (1954). [5] G. S. Janes, W. L. Kraushaar, Phys. Rev., 93, 900 (1954).

* А. М. Балдин — частное сообщение.