

А. БАЛДИН

ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ π -МЕЗОННОГО ПОЛЯ

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 13 III 1954)

Многочисленные экспериментальные факты (приблизительная одинаковость свойств протона и нейтрона, совершенно исключительное совпадение свойств π^+ - и π^- -мезонов, рассеяние π^+ - и π^- -мезонов на дейтронах, энергии связи легких ядер, рождение мезонов при столкновении нуклонов и ядерных частиц, и др.) с большой определенностью показали, что в свойствах системы, состоящей из нуклонов и π -мезонов, имеется симметрия по отношению к одновременной замене всех протонов нейтронами, всех нейтронов протонами и $\left\{ \begin{smallmatrix} \pi^+ \\ \pi^- \end{smallmatrix} \right\}$ -мезонов $\left\{ \begin{smallmatrix} \pi^- \\ \pi^+ \end{smallmatrix} \right\}$ -мезонами, т. е. была показана справедливость так называемой зарядовой симметрии. Небольшие отклонения от этой симметрии объясняются тем, что это вырождение снимается эффектом слабого взаимодействия рассматриваемых полей с другими полями, не обладающими такой симметрией.

Однако ряд эффектов указывал на существование более общего типа симметрии: инвариантности гамильтониана таких систем по отношению к группе вращений в изотопическом пространстве, так называемой изотопической инвариантности. Отмеченный же выше тип симметрии требует инвариантности только по отношению к повороту на 180° в этом пространстве относительно оси в плоскости $(x-y)$. Для π -мезонного поля таким указанием являлось само существование π^0 -мезона со свойствами, близкими к свойствам π^+ - и π^- -мезонов. Кроме того, эксперименты по рождению π^0 -мезонов указывали, что они сильно взаимодействуют с нуклонами. Это означало симметрию π^0 -мезонного поля по отношению к «повороту на 180° ». В противном случае это сильное взаимодействие полностью сняло бы вырождение, и симметрии в свойствах протона и нейтрона не было бы. Сильным аргументом в пользу изотопической инвариантности был результат опытов ⁽¹⁰⁾ по сопоставлению угловых распределений π^+ - и π^0 -мезонов в реакциях $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ и $p + n \rightarrow \pi^0 + d$. Однако, чтобы доказать изотопическую инвариантность π -мезонного поля, необходимо было показать, что функция π^0 -мезонного поля является третьей компонентой вектора в изотопическом пространстве и изменяет знак при «повороте на 180° ». Эта перемена знака волновой функции влечет за собой важное физическое следствие: «мезонные заряды» нейтрона и протона по отношению к π^0 -мезонному полю должны быть равны по величине и противоположны по знаку.

Для проверки справедливости изотопической инвариантности предлагалось и предлагается довольно много эффектов, однако до последнего времени убедительных доказательств получено не было.

В работе ⁽¹⁾ было показано, что эффектом очень критичным к трансформационным свойствам π^0 -мезонного поля в изотопическом

пространстве являются реакции упругого фоторождения π^0 -мезонов на некоторых легких ядрах и, в частности, реакция $\gamma + d \rightarrow d + \pi^0$.

Это доказательство не использовало ни импульсного приближения, ни конкретных полевых теорий. Оно базировалось лишь на общем положении квантовой механики о введении электромагнитного поля в гамильтониан системы заряженных частиц и единственном предположении, оправдание которого является целью настоящей статьи.

Это особенно необходимо в связи с тем, что опыты по наблюдению реакции $\gamma + d \rightarrow d + \pi^0$, как сообщается в работе (2), уже проведены и дали положительный результат.

Оператор перехода для любого фотоядерного процесса, идущего с поглощением или испусканием фотона, записывается в виде (1) $S + V_3$. Первый из членов этой суммы, по своему определению, пропорционален току, создаваемому нуклонами, а второй — току, создаваемому как нуклонами, так и мезонами. S при «повороте на 180° » не изменяется, а V_3 изменяет знак (это справедливо для обоих типов симметрии).

Предположение работы (1) заключается в том, что S значительно меньше V_3 :

$$S \sim \frac{\mu}{M} V_3 = 0,15 V_3; \quad (1)$$

μ — масса мезона, M — масса нуклона. Это соотношение возникло при расчетах в конкретных полевых теориях в различных вариантах приближения слабой связи и полностью подтверждается этими расчетами. В приближениях сильной и промежуточной связи это утверждение тривиально, ибо эти приближения развиваются без учета отдачи нуклонов, т. е. S просто равно нулю. Однако, ввиду важности результата, желательно показать справедливость соотношения (1) из более общих соображений: из обсуждения других выполненных экспериментов.

Проверим справедливость этого соотношения на аномальных магнитных моментах протона и нейтрона. Операторы аномальных магнитных моментов, как известно (3), линейно зависят от операторов тока. Поэтому они тоже имеют вид $S + V_3$. Найдем собственные значения аномальных магнитных моментов и приравняем их найденным в эксперименте:

$$(\psi_p | S + V_3 | \psi_p) = 2,78 \gamma_0, \quad (2)$$

$$(\psi_n | S + V_3 | \psi_n) = -1,91 \gamma_0, \quad (3)$$

γ_0 — ядерный магнетон.

Сделаем в первом выражении «поворот на 180° »:

$$(\psi_p | S + V_3 | \psi_p) = (\psi_n | S - V_3 | \psi_n) = 2,78 \gamma_0. \quad (4)$$

Из (3) и (4) получим, что $\langle S \rangle = 0,18 \langle V_3 \rangle$. Совершенно аналогичное рассмотрение магнитных моментов H^3 и He^3 дает $\langle S \rangle = 0,17 \langle V_3 \rangle$.

Рассмотрим эффект, имеющий уже прямое отношение к интересующему нас процессу фоторождения π^0 -мезонов.

В работе (4) было экспериментально установлено, что отношение сечений $\frac{\sigma_d(\gamma\pi^0)}{\sigma_p(\gamma\pi^0)} \approx 2$ для всех углов вылета и энергии мезонов. Здесь

$\sigma_d(\gamma\pi^0)$ — суммарное (с разрушением и без разрушения дейтрона) сечение фоторождения π^0 -мезонов на дейтронах, $\sigma_p(\gamma\pi^0)$ — сечение фоторождения π^0 -мезонов на водороде. Отсюда следует, что сечения фоторождения π^0 -мезонов на нейтронах и протонах близки по величине и имеют одинаковые характеристики (энергетические и угловые зависимости). Это подтверждает правильность вывода о том, что за

фоторождение π^0 -мезонов ответственно взаимодействие электромагнитного поля с токами «мезонного облака нуклонов».

Найдем отношение поперечных сечений фоторождения π^0 -мезонов на нейтронах и протонах $\frac{\sigma_n(\gamma\pi^0)}{\sigma_p(\gamma\pi^0)}$. Квадраты матричных элементов этих процессов запишутся:

$$(\varphi_{\pi^0}\psi_p|S + V_3|\psi_p)^2 = (\varphi_{\pi^0}\psi_n|S - V_3|\psi_n)^2,$$

$$(\varphi_{\pi^0}\psi_{\pi^0}|S + V_3|\psi_n)^2,$$

и отношение сечений будет равно:

$$\frac{\sigma_n(\gamma\pi^0)}{\sigma_p(\gamma\pi^0)} = \frac{|\langle S \rangle + \langle V_3 \rangle|^2}{|\langle S \rangle - \langle V_3 \rangle|^2}.$$

Равенство этого отношения единице указывает, что $\langle S \rangle$ значительно меньше $\langle V_3 \rangle$ (если отвлечься от маловероятного равенства нулю интерференционного члена $2\text{Re}\langle S \rangle^* \langle V_3 \rangle$ для всех углов и энергий). К тому же выводу приводит совершенно аналогичное рассмотрение отношения сечений фоторождения π^+ - и π^- -мезонов на ядрах, симметричных относительно нейтронов и протонов. Это отношение равно:

$$\frac{\sigma(\gamma\pi^+)}{\sigma(\gamma\pi^-)} = \frac{|\langle S \rangle + \langle V_3 \rangle|^2}{|\langle S \rangle - \langle V_3 \rangle|^2}.$$

Многочисленные эксперименты (⁵⁻⁷) по фоторождению заряженных мезонов на дейтронах, гелии, углероде и других ядрах дают значение этой величины, близкое к единице для всех углов и энергий.

В качестве примеров, подтверждающих справедливость соотношения (1), можно привести еще ряд соотношений между различными экспериментально измеренными величинами. Мы остановимся лишь еще на одном эффекте, который представляет интерес вне зависимости от подтверждения соотношения (1). Рассмотрим случаи фоторасщепления ядер, когда исходное ядро и продукты расщепления имеют волновые функции, обладающие одинаковой зарядовой четностью (т. е. начальная и конечная функции должны либо обе менять знак, либо не менять знака при «повороте на 180° »). В качестве примера можно привести реакцию $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow d + d$. Запишем матричный элемент перехода для этих реакций и сделаем «поворот на 180° »:

$$(\psi_f|S + V_3|\psi_i) = (\psi_f|S - V_3|\psi_i) = (\psi_f|S|\psi_i).$$

Таким образом, реакции такого типа идут через взаимодействие электромагнитного поля только с токами нуклонов. Этот вывод особенно интересен в связи с тем, что, как известно (⁸), реакции фоторасщепления ядер обнаруживают сильное увеличение сечений, когда энергия γ -квантов приближается к порогу фоторождения мезонов. Этот эффект, естественно, связывают с существенной ролью мезонных токов. Если такая интерпретация эффекта справедлива, то для рассматриваемых реакций он наблюдаться не должен, поскольку симметрия начального и конечного состояний исключает взаимодействие электромагнитного поля с мезонными токами.

Экспериментальный материал по этим реакциям очень беден, ибо, как следует из нашего рассмотрения, они имеют малые сечения ($\langle S \rangle^2$ значительно меньше $\langle V_3 \rangle^2$). Этот вывод согласуется с теми данными, которые имеются в литературе (⁹). Интересно отметить, что появление в реакциях фоторасщепления обсуждаемого типа зарядово-нечетной частицы, например π^0 -мезона, снимает запрет, и реакция идет за счет

V_3 . Наконец, остановимся на наглядной физической интерпретации соотношения (1), которое, очевидно, является весьма общим для процессов взаимодействия электромагнитного поля с нуклонным и мезонным полями. Если представить себе «мезонное облако нуклона» как результат того, что нуклон испускает и поглощает мезоны и импульс при этом сохраняется, то скорости нуклона и мезона обратно пропорциональны их массам, токи же пропорциональны скоростям. Отсюда следует, что соотношение (1) утверждает довольно простой и наглядный факт, что более тяжелые частицы в системе менее подвижны и слабее взаимодействуют с электромагнитным полем.

Таким образом, объединяя результаты работы (1) с недавно появившимися экспериментальными данными (2), повидимому, можно считать доказанным, что волновая функция π^0 -мезонного поля меняет знак при «повороте на 180° », т. е. «мезонные заряды» нейтрона и протона равны по величине и противоположны по знаку*. Иначе говоря, справедлива гипотеза зарядовой инвариантности для π -мезонного поля.

В заключение выражаю глубокую благодарность М. А. Маркову за обсуждение затронутых в статье вопросов, а также В. И. Векслеру за плодотворную дискуссию.

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

Поступило
5 I 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. М. Балдин, В. В. Михайлов, ДАН, **91**, 497 (1953). ² J. W. De Wire, A. Silverman, B. Wolfe, Phys. Rev., **92**, 520 (1953). ³ K. M. Watson, *ibid.*, **85**, 852 (1952). ⁴ G. Cocconi, A. Silverman, *ibid.*, **88**, 1230 (1952). ⁵ R. S. White, M. J. Jakobson, A. G. Schulz, *ibid.*, **85**, 770 (1952). ⁶ M. J. Jakobson, A. G. Schulz, R. S. White, *ibid.*, **88**, 836 (1952). ⁷ R. M. Littauer, D. Walker, *ibid.*, **86**, 838 (1952). ⁸ S. Kikuchi, *ibid.*, **81**, 1060 (1951). ⁹ E. R. Gaertner, M. L. Jeater, *ibid.*, **83**, 146 (1953). ¹⁰ P. H. Hildebrand, *ibid.*, **89**, 1090 (1953). ¹¹ B. Wolfe, J. W. De Wire, A. Silverman, Bull. Am. Phys. Soc., **29**, № 1, 19 (1954); H. L. Davis, D. R. Corson, *ibid.*, **29**, № 1, 19 (1954); G. De Saussure, L. S. Osborne, *ibid.*, **29**, № 1, 19 (1954).

* После того как статья была сдана в печать, появился ряд сообщений (¹¹) о более детальных, чем в (2), опытах по упругому фоторождению π^0 -мезонов не только на дейтерии, но и на гелии, к которому изложенные соображения, очевидно, также применимы. Эти опыты подтверждают справедливость нашего вывода.