

А. БАЛДИН и В. МИХАЙЛОВ

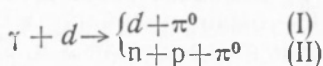
## О ДВУХ ТИПАХ ЗАРЯДОВОЙ СИММЕТРИИ

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 26 V 1953)

Гипотеза зарядовой ковариантности является требованием весьма высокой степени симметрии системы мезонного и нуклонного полей, а именно требованием инвариантности гамильтониана системы по отношению к группе вращений в зарядовом пространстве. В настоящее время, как известно, эта гипотеза не получила еще полного подтверждения. Однако можно считать установленным <sup>(1)</sup> менее высокий тип симметрии: инвариантность гамильтониана по отношению к вращению вокруг оси  $z$  в зарядовом пространстве (что соответствует закону сохранения полного заряда системы) и инвариантность его по отношению к вращению вокруг оси  $I$  на  $180^\circ$  (что означает инвариантность по отношению к замене нейтронов на протоны и соответствующей замене  $\pi^-$ -мезонов на  $\pi^+$ -мезоны и наоборот. Другими словами, установлена инвариантность по отношению к группе типа  $D_\infty$  в зарядовом пространстве.

Доказательство инвариантности по отношению к группе вращений должно существенным образом включать нейтральное мезонное поле. Гамильтониан взаимодействия мезонного и нуклонного полей, удовлетворяющий требованию инвариантности по отношению к группе вращений есть скаляр в изотопическом пространстве  $g(\tau, \varphi)$ . Довольно общий тип гамильтониана взаимодействия, удовлетворяющий требованию инвариантности по отношению к группе типа  $D_\infty$ , записывается в виде  $g(\tau_1\varphi_1 + \tau_2\varphi_2) + g_3\tau_3\varphi_3 + g_0\varphi_0$ , где  $\varphi_3$  — третья компонента вектора в изотопическом пространстве, а  $\varphi_0$  — скаляр. Если отвлечься от возможности описания  $\pi^0$ -мезонов одновременно двумя функциями  $\varphi_3$  и  $\varphi_0$ , то следует выяснить, описывается ли нейтральное мезонное поле функций  $\varphi_0$  или  $\varphi_3$ .

Эффектом, весьма чувствительным к свойствам симметрии волновой функции нейтрального мезонного поля в изотопическом пространстве, является фоторождение  $\pi^0$ -мезонов на дейтонах:



Этот эффект был рассмотрен в работе <sup>(2)</sup>, где было показано, что в случае, когда знаки констант взаимодействия  $\pi^0$ -мезонов с нейтроном  $g_n$  и протоном  $g_p$  противоположны  $g_n = -g_p$  (что соответствует описанию  $\pi^0$ -мезонов функцией  $\varphi_3$ ) сечения процессов (I) и (II) должны быть одного порядка; если же  $g_n = g_p$  ( $\pi^0$ -мезоны описываются функцией  $\varphi_0$ ), то сечение процесса (I) значительно меньше сечения процесса (II). Однако в <sup>(2)</sup> было сделано несколько предположений, снижающих общность результатов: приближение слабой связи, принятие конкрет-

ной мезонной теории, феноменологическое введение аномальных магнитных моментов, роль которых весьма существенна. Ниже мы покажем, что этот результат можно получить в общем виде, исходя лишь из групповых свойств волновых функций и гамильтониана в зарядовом пространстве и одного довольно естественного предположения, на котором мы остановимся несколько ниже.

Запишем уравнение Шредингера для системы мезонного и нуклонного полей:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H_0 \Psi. \quad (1)$$

Здесь  $H_0$  удовлетворяет требованию инвариантности, во всяком случае, по отношению к группе  $D_\infty$  и, возможно, по отношению к группе вращений. Для введения электромагнитного поля в  $H_0$  необходимо заменить все  $\frac{\partial}{\partial x_i}$ , действующие на нуклонные функции, на

$$\frac{\partial}{\partial x_i} + ie \frac{(1 + \tau_3)}{2} A_i, \quad (2)$$

а все  $\frac{\partial}{\partial X_i}$ , действующие на мезонные функции, на

$$\frac{\partial}{\partial X_i} + ie L_3 A_i. \quad (3)$$

Здесь  $L_3$  — оператор заряда мезонного поля, имеющий собственные значения  $+1$ , когда он действует на  $\pi^+$ -мезонное поле;  $-1$ , когда он действует на  $\pi^-$ -мезонное поле, и  $0$ , когда действует на  $\pi^0$ -мезонное поле; он обладает трансформационными свойствами третьей компоненты вектора в изотопическом пространстве. Разложим  $H$  в ряд по степеням  $eA_i$  и ограничимся первым порядком (нас будет интересовать только поглощение фотона). Т. е. взаимодействие с электромагнитным полем мы считаем слабым и рассматриваем его как малое возмущение, под действием которого происходят переходы в системе мезонного и нуклонного полей. Уравнение Шредингера примет вид:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (H_0 + H_e) \Psi. \quad (4)$$

Матричные элементы перехода будут

$$(\Psi_f, H_e \Psi_0), \quad (5)$$

где  $\Psi_f$  и  $\Psi_0$  — функции, удовлетворяющие уравнению (1).

Если воспользоваться свойством симметрии  $H_0$  по отношению только к повороту на  $180^\circ$  вокруг оси  $I$  в изотопическом пространстве, то, как видно из формул (2) и (3), для обоих типов симметрии  $H_e$  можно разбить на два члена

$$H_e = S + V_3. \quad (6)$$

Здесь первый член  $S$ , обусловленный только взаимодействием электромагнитного поля с зарядом нуклона, не изменяется при повороте на  $180^\circ$ , а второй  $V_3$  изменяет знак. Для случая зарядовой ковариантности  $H_e$  в виде (6) было получено из соображений частного характера в работе (3) (для этого случая  $S$  и  $V_3$  будут, соответственно, скаляром и третьей компонентой вектора). Как видно из нашего вывода, выражение (6) автоматически вытекает из общего положения квантовой механики.

Рассмотрим процесс (I); тогда  $\Psi_0$  описывает дейтон, а  $\Psi_f$  — дейтон и  $\pi^0$ -мезон. Волновая функция дейтона, антисимметричная в координатах протона и нейтрона, входит в матричный элемент дважды (в  $\Psi_0$  и  $\Psi_f$ ), поэтому знак совокупности функций  $\Psi_0$  и  $\Psi_f$  при повороте на  $180^\circ$  вокруг оси (I) будет определяться трансформационными свойствами мезонной функции. Если мезонная функция — скаляр ( $\varphi_0$ )

в изотопическом пространстве, то совокупность функций  $\Psi_0$  и  $\Psi_f$  не меняет знака при таком повороте. Если же  $\pi^0$ -мезоны описываются функцией  $\varphi_3$ , то совокупность функций  $\Psi_f$  и  $\Psi_0$  изменит знак.

Пусть  $\pi^0$ -мезоны описываются функцией  $\varphi_3$ . Тогда, если сделать поворот в изотопическом пространстве на  $180^\circ$  и воспользоваться тривиальным утверждением, что величина матричных элементов не меняется от замены переменных интегрирования, то для (5) можно написать:

$$(\Psi_f, S + V_3\Psi_0) = -(\Psi_f, S - V_3\Psi_0) = (\Psi_f, V_3\Psi_0). \quad (7)$$

Если  $\pi^0$ -мезоны описываются функцией  $\varphi_0$ , то

$$(\Psi_f, S + V_3\Psi_0) = (\Psi_f, S - V_3\Psi_0) = (\Psi_f, S\Psi_0). \quad (8)$$

Отсюда видно, что если пренебречь эффектами отдачи нуклонов,  $S = 0$ , то матричный элемент перехода для процесса  $\gamma + d \rightarrow d + \pi^0$  равен нулю в случае, когда  $\pi^0$ -мезоны описываются  $\varphi_0$ .

Конечная волновая функция двух нуклонов для реакции (II) может как менять, так и не менять знака при рассматриваемом повороте, поэтому для реакции (II) запретов, вытекающих из требования симметрии в изотопическом пространстве, нет; за исключением условия, что в случае  $\varphi_0$  будет преобладать конечное триплетное, а в случае  $\varphi_3$  — синглетное изотопическое состояние.

В приведенных соображениях мы считали, что аномальный магнитный момент (а. м. м.) нуклона обусловлен  $\pi$ -мезонами. Если же считать, что а. м. м. обусловлен не  $\pi$ -мезонами, то его можно ввести феноменологически. Это не изменит рассуждений. При вычислении в приближении слабой связи вводились а. м. м. равные измеренным в статическом магнитном поле. С достаточной для нас точностью аномальные части магнитных моментов нейтрона и протона равны по величине и противоположны по знаку. Поэтому часть  $H_e$ , обусловленная взаимодействием с а. м. м., имела вид  $\mu' (\tau_3^{(1)} + \tau_3^{(2)})$ , т. е. обладала трансформационными свойствами  $V_3$ . Поэтому а. м. м. давали большой вклад в сечение в случае  $g_n = -g_p$  (или  $\psi_3$ ) и не давали вклада при  $g_n = g_p$  ( $\varphi_0$ ). Таким образом, из приведенных общих соображений сразу вытекают результаты, полученные по теории возмущений. Заметим, что если описываются  $\varphi_0$ , их упругое фоторождение на симметричных относительно нейтронов и протонов ядрах должно быть запрещено. Мы здесь говорили о запретах, их надо понимать в том смысле, что указанные процессы запрещены лишь с точностью до членов, учитывающих эффекты отдачи нуклонов. Мы предполагаем, что

$$S \sim \frac{\mu}{M} V_3. \quad (9)$$

и, следовательно, поперечные сечения запрещенных процессов в  $(\frac{\mu}{M})^2 \sim 40$  раз меньше поперечных сечений разрешенных процессов.

Естественное предположение (9) является основным предположением для полученных здесь результатов. В связи с этим мы провели расчеты поперечных сечений процессов (I) и (II) по псевдоскалярной теории с учетом радиационного затухания, пользуясь импульсным приближением. Теория радиационного затухания, повидимому дает лучшее приближение к истинному решению уравнения (1), чем обычная теория возмущений. В частности, как было показано нами в этой теории удается получить правильную величину, угловые и энергетические зависимости сечений фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на нуклонах даже без феноменологического введения а. м. м. Проведенные расчеты фото-

рождения на дейтерии в полном согласии с изложенными общими соображениями (7) — (9) показали, что сечения процессов (I) и (II) имеют одинаковый порядок величины, если  $\pi^0$ -мезонное поле описывается функцией  $\varphi_3$ , и сечение процесса (I) много меньше сечения процесса (II), если  $\pi^0$ -мезоны описываются функцией  $\varphi_0$ . При этом результаты расчетов мало меняются при феноменологическом введении а. м. м.

В заключение мы считаем своим приятным долгом выразить благодарность проф. М. А. Маркову за обсуждение настоящей работы.

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

Поступило  
21 IV 1953

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> H. L. Anderson, E. Fermi, D. E. Nagle, G. B. Yodh, Phys. Rev., **86**, 413 (1952); H. W. Wilson, W. H. Barkas, *ibid.*, **89**, 758 (1953). <sup>2</sup> В. В. Михайлов, А. М. Балдин, ДАН, **84**, 47 (1952). <sup>3</sup> K. M. Watson, Phys. Rev., **85**, 852 (1952).