

Член-корреспондент АН СССР Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ

К ТЕОРИИ π -МЕЗОНОВ

Вскоре после того как были открыты π -мезоны и установлены их четность и спин, Ферми и Янг предположили ⁽²⁾, что π -мезон представляет собой тесно связанную пару — нуклон и антинуклон в 1S -состоянии, наподобие пара-позитрония. Распад нейтрального π^0 на 2 кванта подкрепляет эту аналогию.

Отличие мезона от пара-позитрония заключается в том, что в случае мезона энергия связи нуклона и антинуклона должна достигать огромной величины $(2M - m)c^2 \cong 12mc^2$ * для того, чтобы привести к наблюдаемой массе мезона. Поэтому теория мезона, основанная на идее Ферми — Янга, требует последовательной релятивистской трактовки, которую авторы не смогли провести.

В очень грубом расчете авторы рассматривали только одну пару и задавали взаимодействие нуклона с антинуклоном в виде потенциальной ямы конечной протяженности радиусом $\hbar/Mc$; глубину ямы они определяли так, чтобы получить в связанном состоянии наблюдаемую массу мезона.

Задание взаимодействия нуклона с антинуклоном определяет и взаимодействие с нуклоном связанной пары, т. е. мезона. Авторы получили правильное — по порядку величины — значение константы связи мезона с нуклоном g .

Таким образом, хотя и в очень грубом приближении, Ферми и Янг теоретически установили связь между безразмерными m/M и $g^2/\hbar c$, что является большим принципиальным достижением.

Мезоны π^+ , π^- , π^0 можно рассматривать как ядра со спином 0, нечетные, с одинаковым изотопическим спином $T=1$, с равным нулю ядерным зарядом.

В настоящей заметке представления о мезоне как о ядре применяются к вопросу о разности масс $\pi^\pm$ и π^0 и в следующей заметке — к вопросу о наблюдаемом распаде $\pi^\pm = \mu^\pm + \nu$ и возможных процессах $\pi^\pm = e^\pm + \nu$ и $\pi^\pm = \pi^0 + e^\pm + \nu$. Разность масс $\pi^\pm$ и π^0 при этом трактуется как разность энергий зеркальных ядер, зависящая от кулоновского взаимодействия.

Конкретно**, $\pi^+ = P + \bar{N}$, $\pi^- = N + \bar{P}$, $\pi^0 = (N + \bar{N})$ и $(P + \bar{P})$. Нейтральный π^0 половину времени проводит в виде нейтронной пары, а половину времени в виде протонной пары.

Кулоновское притяжение положительного P и отрицательного $\bar{P}$ и является причиной уменьшения массы π^0 по сравнению с $\pi^\pm$. Пространственная волновая функция, найденная Ферми и Янгом, позволяет элементарно провести расчет.

* M — масса нуклона; m — масса π -мезона; m_e — масса электрона.

** P — протон, N — нейтрон, $\bar{P}$ — антипротон, $\bar{N}$ — антинейтрон.

Плотность вероятности $\rho(r)$ находим как сумму квадратов 16 компонент спинора, описывающего состояние двух фермионов (см. статью (1)); r — расстояние между нуклоном и антинуклоном.

При этом

$$m_{\pi^{\pm}} - m_{\pi^0} = \frac{1}{2} \bar{r}^{-1} \frac{e^2}{c^2} = \frac{1}{2} M \frac{e^2}{\hbar c} \left(\bar{r}^{-1} \frac{\hbar}{Mc} \right) = \frac{1}{2} 1836 m_e \frac{1}{137} 0,95 = 6,5 m_e,$$

так как по волновой функции Ферми — Янга

$$\bar{r}^{-1} = \int \rho r dr / \int \rho r^2 dr = 0,95 Mc / \hbar.$$

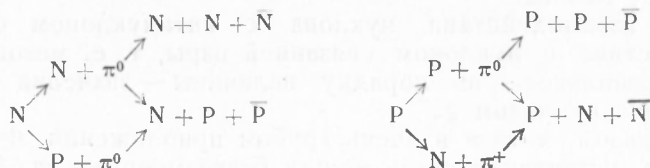
Множитель 0,5 происходит оттого, что π^0 лишь половину времени проводит в виде $P + \bar{P}$. Экспериментально (3) $m_{\pi^{\pm}} - m_{\pi^0} = 10,6 m_e^*$. Согласие можно считать разумным.

Казалось бы возможна более простая формулировка: у заряженной частицы ($\pi^{\pm}$), кроме изотопически инвариантной массы, общей с π^0 , имеется еще дополнительная электромагнитная масса порядка $\frac{3}{5} e^2 / cr$, что при $\bar{r} = \hbar / Mc$ дает

$$m_{\pi^{\pm}} - m_{\pi^0} = \frac{3}{5} \frac{e^2}{\hbar c} M = 8 m_e.$$

Однако такая точка зрения приведет к выводу, что протон должен быть тяжелее нейтрона, в противоречии с фактами.

Между тем, в теории Ферми — Янга такой вывод необязателен. Полагая, что у нуклонов есть изотопически инвариантная масса, рассмотрим виртуальные состояния с одним мезоном и в них запишем мезоны по Ферми — Янгу



Изменение энергии, зависящее от сильных ядерных взаимодействий при образовании виртуальных состояний, изотопически инвариантно и одинаково у нейтрона и протона. Подсчитывая кулоновскую энергию, найдем у нейтрона в виртуальном состоянии одну притягивающуюся пару ($P + \bar{P}$), а у протона — две притягивающиеся ($P + \bar{P}$) и одну отталкивающуюся пару ($P + P$); такие же соотношения получатся и при рассмотрении большего числа виртуальных мезонов, т. е. большего числа виртуальных пар. При расчете амплитуды различных состояний следует иметь в виду, что амплитуды a_N и a_P волновой функции $\varphi_{\pi^0} = a_N \psi_{N, \bar{N}} + a_P \psi_{P, \bar{P}}$ равны по модулю и имеют противоположный знак, так как волновая функция π^0 меняет знак при перестановке нейтронов и протонов благодаря матрице τ_3 в законе взаимодействия с нуклонами.

Несмотря на то, что теория Ферми — Янга слишком груба для того, чтобы пытаться найти разность масс протона и нейтрона, можно утверждать, по крайней мере, что в развитой выше концепции объ-

* По более точным данным (4) $m_{\pi^{\pm}} - m_{\pi^0} = 8,8 \pm 0,6 m_e$.

яснение разности $m_{\pi^{\pm}}$ и m_{π^0} не противоречит тому факту, что протон легче нейтрона.

Попытаемся выразить представление о π -мезоне как составной (сложной) частице в импульсном представлении в форме, заимствованной из инвариантной теории возмущения Фейнмана. Для этого напишем выражение поправки первого порядка к собственной энергии мезона, зависящее от поляризации нуклонного вакуума (рис. 1а).

Связь полагаем псевдоскалярной, 4-импульс нуклонов обозначим p , 4-импульс мезона q . Получим:

$$\Delta m_{\pi}^2 = \Delta q^2 = \frac{g^2}{\pi i} \int \text{Sp } \gamma_5 (\hat{p} - M)^{-1} \gamma_5 (\hat{p} + \hat{q} - M)^{-1} d^4 p = I. \quad (1)$$

Стоящий справа расходящийся интеграл с множителем кратко назовем I . Положим, что вся масса мезона определяется виртуальными нуклонами, т. е. что

$$m_{\pi}^2 = q^2 = I. \quad (2)$$

Такое равенство не имеет строгого смысла до тех пор, пока не указано, как именно видоизменен расходящийся интеграл для того, чтобы получилась конечная, вполне определенная величина, — изменением ли области интегрирования, изменением факторов распространения $(\hat{p} - M)^{-1}$ или изменением операторов связи γ_5 . К тому же форму выражения (1) мы заимствовали из первого приближения теории возмущений, а в дальнейшем равенство (2) применяем, подразумевая под I полное выражение поляризации вакуума, не подлежащее уточнению в высших приближениях. Поэтому все нижеследующее никак не является строгой, внутренне замкнутой и полной теорией. Однако есть надежда, что некоторые любопытные соотношения, которые можно получить, не уточняя смысла (1) и (2), останутся справедливыми и в будущей точной теории.

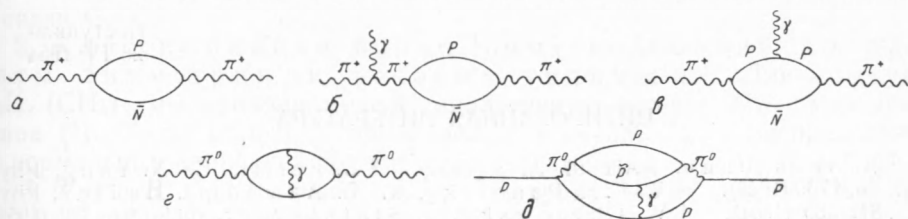


Рис. 1

Рассмотрим электромагнитное взаимодействие заряженного мезона с квантом. С учетом поляризации нуклонного вакуума необходимо рассматривать два типа диаграмм: прямое взаимодействие (рис. 1б) и взаимодействие с нуклоном (рис. 1в).

Напишем выражение для диаграммы рис. 1в, где $\hat{a} = a_{\nu} \gamma_{\nu}$, a_{ν} — компоненты кванта с волновым вектором k :

$$F = \frac{eg^2}{\pi i} \int \text{Sp } \gamma_5 (\hat{p} - M)^{-1} \gamma_5 (\hat{p} + \hat{q} - M) \hat{a} (\hat{p} + \hat{q} + \hat{k} - M)^{-1} d^4 p. \quad (3)$$

Это выражение также расходящееся и не имеет прямого смысла. Однако, если считать k малым (медленно меняющееся, почти статическое поле), то легко заметить, в соответствии с градиентной инвариантностью, что

$$F = ea_{\nu} \frac{\partial I}{\partial q_{\nu}}, \quad (4)$$

и в нашем предположении из (2) следует

$$F = 2e(aq). \quad (5)$$

Но выражение (5) и есть правильное выражение взаимодействия бозона с медленно меняющимся полем. Следовательно, диаграмму рис. 1б — прямое взаимодействие — уже нет надобности учитывать. Аналогичный результат получится и для взаимодействия с двумя квантами с малыми k , описывающего комптоновское (точнее, томсоновское) рассеяние квант бозонами.

Любая теория приводит к тому, что мезон поляризует вакуум и часть времени проводит в виде виртуальной нуклонной пары; в первом приближении, без радиационных поправок и при псевдоскалярной связи, эта «часть» становится даже бесконечной. Вместе с Ферми и Янгом в настоящей заметке предполагается, что эта часть времени равна единице. Положив, что вся масса мезона зависит от нуклонных пар, мы пришли к удовлетворительному выводу, что и весь заряд мезона обусловлен зарядом нуклонных пар, — так гласят формулы (3) — (5).

В области электромагнитных взаимодействий формулы (2) — (5) не дают новых результатов, так как без выяснения того, как достигается равенство (2), нельзя получить выражения для взаимодействия с квантами с большим волновым вектором, т. е. форм-фактор $\pi^\pm$ или вероятность распада π^0 .

Нельзя также вычислить интегралы по d^4k диаграмм, описывающих электромагнитную поправку к массе мезона (разность $m_{\pi^\pm} - m_{\pi^0}$, рис. 1г) и к массе нуклона (разность $M_N - M_P$, рис. 1д и аналогичные ему). Однако равенства (2) — (5) оказываются полезными при вычислении процессов распада π -мезонов, рассматриваемых в следующей заметке.

Пользуюсь случаем выразить благодарность А. С. Компанейцу и Л. П. Феоктистову за дискуссии и помощь.

Поступило
26 IV 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Я. Зельдович, ДАН 97 № 3 (1954). ² E. Fermi, C. N. Yang, Phys. Rev., 76, 1739 (1949). ³ W. K. H. Panofsky, R. L. Aamodt, J. Hadley, Phys. Rev., 81, 565 (1951). ⁴ W. Chinowsky, J. Steinberger, *ibid.*, 93, 586 (1954).