



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Нгуен Ван Хъеу

P-1381

К ВОПРОСУ О СУЩЕСТВОВАНИИ
ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО МЕЗОНА
С НУЛЕВОЙ МАССОЙ

исЭТФ, 1964, т47, в1, с 116-125.

Дубна 1963

Нгуен Ван Хьеу

P-1381

2078/2 48

К ВОПРОСУ О СУЩЕСТВОВАНИИ
ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО МЕЗОНА
С НУЛЕВОЙ МАССОЙ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1983

1. Введение

В нелинейной теории поля^{/1/} уравнение фермионных полей инвариантно относительно преобразования (γ_5 - инвариантность)

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5} \psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi} e^{i\alpha\gamma_5} \quad (1)$$

Это отражает тот факт, что голые частицы (фермионы) не имеют массы, а масса реальных фермионов появляется благодаря взаимодействию. В теории сверхпроводимости также имеется аналогичная ситуация.

Опираясь на аналогии со сверхпроводимостью, некоторые авторы^{/2,3/} исследовали свойства решений нелинейного уравнения поля и пытались объяснить появление массы. Очевидно, что наличие массы у реальных фермионов означает нарушение γ_5 - инвариантности. Оказывается, что решение уравнения поля не обладает рядом свойств симметрии, которыми обладает само уравнение^{/4,5/}. Одной из этих нарушенных симметрий является γ_5 - инвариантность. При этом одновременно с наличием массы у фермионов должен существовать псевдоскалярный мезон с массой, равной нулю^{/2,3/}. Этот мезон мы называем ξ - мезоном. В работе^{/3/} также было показано, что этому мезону соответствует решение приближенного уравнения Бете-Солпитера.

Независимо от предсказания работ^{/2,3/}, рассмотрение следствий существования ξ - мезона представляет самостоятельный интерес. В природе существуют спинорные и векторные частицы как с массой, так и без массы. Существуют также псевдоскалярные мезоны с массой. Естественно возникает вопрос, существует ли псевдоскалярный мезон с нулевой массой.

В настоящей работе мы рассмотрим некоторые следствия существования ξ - мезона. Из экспериментальных данных получим оценки верхнего предела констант взаимодействия этого мезона с фермионами. Мы также будем обсуждать некоторые возможности обнаружения этой частицы. Сначала рассмотрим случай взаимодействия с лептонами и затем - случай взаимодействия с нуклонами.

2. Поправка к электромагнитной вершинной части и аномальному магнитному моменту лептона

В низшем порядке поправка к электромагнитной вершинной части лептона за счет взаимодействия с ξ - мезоном определяется диаграммой на рис. 1. Обозначим через p_1 и p_2 4 - импульсы лептонов в начальном и конечном состояниях, соответственно, и положим $q = p_2 - p_1$. Матричный элемент диаграммы (1) равен

$$\lambda_\mu = \frac{if^2}{(2\pi)^4} \int d^4k \gamma_5 \frac{i\hat{p}_2 - m - i\hat{k}}{(p_2 - k)^2 + m^2} \gamma_\mu \frac{i\hat{p}_1 - m - i\hat{k}}{(p_1 - k)^2 + m^2} \gamma_5 \frac{1}{k^2} \quad (2)$$

где f - константа взаимодействия ξ - мезона с лептоном, m - масса лептона. После элементарных преобразований получим:

$$\lambda_{\mu} = \frac{i f^2}{(2\pi)^4} \gamma_{\alpha} \gamma_{\mu} \gamma_{\beta} I_{\alpha\beta}^i, \quad (3)$$

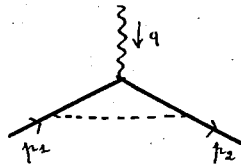


Рис. 1.

$$I_{\alpha\beta}^i = \int d^4k \frac{k_{\alpha} k_{\beta}}{(k^2 - 2k p_1)(k^2 - 2k p_2) k^2}. \quad (4)$$

Выражение для интеграла (4) было получено Фейнманом и дано, например, в книге А.И.Ахиезера и В.Б.Верестецкого^{/8/}. Подставляя это выражение в (3) и преобразуя полученное выражение, мы получим вершинную часть λ_{μ} после перенормировки заряда:

$$\lambda_{\mu}^R = -\frac{i\beta}{8\pi m} (\gamma_{\mu} \hat{q} - \hat{q} \gamma_{\mu}) \frac{u}{s h 2u}, \quad \text{sh}^2 u = q^2 / 4m^2, \quad \beta = f^2 / 4\pi. \quad (5)$$

Полученный результат показывает, что в низшем порядке взаимодействие с ξ -мезоном не меняет электрического формфактора лептона, но дает вклад в магнитный формфактор. В частности, поправка к аномальному магнитному моменту лептона равна

$$\mu_{\mu}^{\xi} = -\beta / 4\pi. \quad (6)$$

Напомним, что в низшем порядке аномальный магнитный момент лептона за счет электромагнитного взаимодействия равен

$$\mu_{\mu}^* = a / 2\pi.$$

В настоящее время экспериментальное значение аномального магнитного момента электрона согласуется с теоретическим расчетом с точностью до члена порядка $2 \cdot 10^{-5/7/}$. Поправка (6) не может превышать этот предел. Таким образом, для электрона:

$$\beta_e \leq 4\pi \cdot 2 \cdot 10^{-5} = 2 \cdot 10^{-4}. \quad (7)$$

Экспериментальное значение аномального магнитного μ -мезона также согласуется с экспериментом с точностью до члена порядка $5 \cdot 10^{-8/8/}$. Поэтому для μ -мезона мы имеем оценку:

$$\beta_{\mu} \leq 5 \cdot 10^{-5}. \quad (8)$$

3. Поправка к Лэмбовскому сдвигу энергетических уровней атома водорода

Для определения поправки к Лэмбовскому сдвигу сначала вычислим поправку к потенциалу взаимодействия между электроном и статическим электрическим полем. Обозначим эту поправку через δU . Нетрудно доказать, что в низшем порядке только диаграмма с вершинной частью дает вклад. Используя результаты предыдущего раздела, получим:

$$\delta U = -\frac{i\beta e^2}{8\pi m} \gamma_{\mu} \vec{a} \cdot \vec{E}, \quad (9)$$

где \vec{E} - вектор напряженности электрического поля. Из этого выражения для δU следуют поправки к лэмбовскому сдвигу энергетических уровней $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ атома водорода за счет взаимодействия с ξ -мезоном:

$$\delta E_{\xi} = -\frac{\beta a^4 m}{2 \cdot 4\pi}. \quad (10)$$

Напомним, что в низшем порядке величина рассматриваемого сдвига за счет электромагнитного взаимодействия равна^{/9/}

$$\delta E_e = \frac{a^5 m}{6\pi} \left[\ln \frac{m}{2\epsilon_0} + \frac{23}{24} - \frac{1}{5} \right], \quad (11)$$

$$\ln \frac{m}{2\epsilon_0} = 7,6878.$$

Экспериментальное значение сдвига и теоретический расчет в высшем порядке согласуются с точностью до члена порядка $10^{-4} \delta E_e$ ^{/11/}. Из этого значения и выражений (10) и (11) получим следующую оценку верхнего предела константы:

$$\beta_e \leq 3 \cdot 10^{-3} a = 3 \cdot 10^{-5}. \quad (12)$$

4. Сверхтонкая структура позитрония

Взаимодействие между электроном и ξ -мезоном также может дать поправку к смещению энергетических уровней основных состояний пара- и ортопозитрония. Чтобы определить эту поправку, вычислим прежде всего эффективный потенциал взаимодействия между электроном и позитроном благодаря обмену ξ -мезоном. Для этой цели сначала рассмотрим матричный элемент рассеяния электрона на позитроне. Обозначим 4-импульсы этих частиц до и после рассеяния через p_1, p_1' (электрон) и p_2, p_2' (позитрон), соответственно. Матричный элемент рассеяния во втором порядке по f равен (диаграммы на рис. 2):

$$\langle f | S | i \rangle = -i(2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_1' - p_2') T, \quad (13)$$

$$T = f^2 \left[\bar{u}(p_1') \gamma_5 v(-p_2') \bar{v}(-p_2) \gamma_5 u(p_1) \frac{1}{(p_1 + p_2)^2} - \bar{u}(p_1') \gamma_5 u(p_1) \bar{v}(-p_2) \gamma_5 v(-p_2') \frac{1}{(p_1 - p_2')^2} \right]. \quad (14)$$

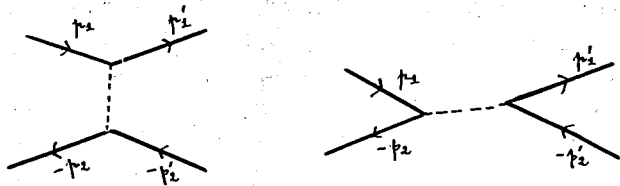


Рис. 2.

Последний член в (14) еще можно написать в виде:

$$i^2 \bar{u}(p_1') \gamma_5 u(p_1) \bar{u}(p_2') \gamma_5 u(p_2). \quad (15)$$

В нашем случае электроны и позитрон можно рассматривать как нерелятивистские частицы. Обозначим через $\chi_1, \chi_2, \chi_1', \chi_2'$ соответствующие двухкомпонентные спиноры Паули. При этом в системе центра масс ($\vec{p}_1 = -\vec{p}_2 = \vec{p}$; $\vec{p}_1' = -\vec{p}_2' = \vec{p}'$)

$$T = \chi_2' \chi_1' J(\vec{p}', \vec{p}) \chi_2 \chi_1, \quad (16)$$

$$J(\vec{p}', \vec{p}) = -\frac{i^2}{4m^2} (\vec{\sigma}_1 \vec{q}) (\vec{\sigma}_2 \vec{q}) + \frac{i^2}{4m^2} (2 - \vec{S}^2),$$

$$\vec{q} = \vec{p}' - \vec{p}, \quad \vec{S} = \frac{1}{2} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2). \quad (17)$$

В низшем порядке эффективный потенциал взаимодействия равен $J(\vec{p}', \vec{p})$. Переходя в координатное представление, мы получим:

$$U(r) = \frac{\beta}{4m^2} [3(\vec{\sigma}_1 \vec{v})(\vec{\sigma}_2 \vec{v}) - \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2] \frac{1}{r^3} + \frac{\beta \pi}{m^2} (2 - \vec{S}^2) \delta(\vec{r}), \quad (18)$$

$$\vec{v} = \vec{r}/r.$$

Чтобы определить поправку к смещению энергетических уровней основных состояний пара- и ортопозитрония достаточно вычислить средние значения потенциала (18) в этих состояниях. Отметим, что среднее значение первого члена во всех S- состояниях равно нулю. Второй член отличен от нуля только для синглетных состояний. Для основного состояния парапозитрония мы имеем:

$$\bar{U} = \frac{\beta \alpha^3 m}{4}.$$

Таким образом, поправка к смещению энергетических уровней основных состояний пара- и ортопозитрония равна

$$\delta E_{\xi} = \frac{\beta \alpha^3 m}{4}. \quad (19)$$

В низшем порядке по электромагнитному взаимодействию величина смещения равна ^{/8/}

$$\delta E_0 = \frac{7}{12} \alpha^4 m. \quad (20)$$

Эта величина также была рассчитана в высшем порядке ^{/10/}. Она согласуется с экспериментом с точностью до члена порядка $2 \cdot 10^{-4} \delta E_0$ ^{/11/}. Таким образом,

$$\frac{\delta E_{\xi}}{\delta E_0} = \frac{\beta \alpha}{2a} \leq 2 \cdot 10^{-4}, \quad \beta \alpha \leq 3 \cdot 10^{-4}. \quad (21)$$

5. Эффективный потенциал взаимодействия между фермионами на больших расстояниях

Рассмотрим взаимодействие между двумя нерелятивистскими фермионами, находящимися на больших расстояниях. В низшем порядке потенциал взаимодействия за счет обмена ξ -мезоном определяется первым членом в правой части (18). Отметим некоторые особенности этого потенциала. Во-первых, потенциал взаимодействия между двумя частицами при больших расстояниях равен потенциалу взаимодействия между частицей и античастицей, в отличие от случая электромагнитного взаимодействия. Это обуславливается тем, что псевдоскалярная величина $\bar{\psi} \gamma_5 \psi$ не меняет знака при зарядовом сопряжении, а векторная величина $\bar{\psi} \gamma_{\mu} \psi$ меняет знак. Во-вторых, этот потенциал зависит от спинов частиц даже в низшем порядке и убывает с ростом расстояния как $1/r^3$, в отличие от случая взаимодействия за счет обмена векторной или скалярной частицей с массой, равной нулю.

Если имеются два макроскопических тела, содержащих электроны и нуклоны, то поправка к потенциальной энергии за счет взаимодействия с ξ -мезоном равна сумме потенциалов (18), причем суммирование проводится по всем парам частиц. Очевидно, что эта сумма равна нулю независимо от масс частиц и констант взаимодействия. Это обуславливается тем, что потенциал взаимодействия двух частиц зависит от проекции спина каждой частицы. Для того чтобы определить поправку к потенциальной энергии систем двух макроскопических тел, нужно вычислить потенциал взаимодействия двух частиц в четвертом порядке по f , поскольку только в этом порядке может появляться член, не зависящий от спина.

Отметим, что в высших порядках потенциал взаимодействия не совпадает с амплитудой рассеяния, но если мы знаем амплитуду рассеяния, то мы можем восстановить потенциал. В качестве примера рассмотрим случай взаимодействия между двумя электронами. Матричный элемент рассеяния имеет вид:

$$\langle f | S | i \rangle = -i (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_1' - p_2') [T(p_1', p_2'; p_1, p_2) - T(p_2', p_1'; p_1, p_2)], \quad (22)$$

где p_1, p_2 и p_1', p_2' - 4 импульсы частиц до и после рассеяния, соответственно. В системе центра масс можно записать $T(p_1', p_2'; p_1, p_2)$ в виде (16).

В ряде работ ^{/12-13/} было доказано, что система также может быть описана с помощью потенциала $U(\vec{p}', \vec{p})$. Во втором порядке по потенциалу амплитуда рассеяния имеет вид:

$$T(\vec{p}', \vec{p}) = U(\vec{p}', \vec{p}) + M(\vec{p}', \vec{p}), \quad \vec{p}'^2 = \vec{p}^2 = E^2 - m^2, \quad (23)$$

причем $M(\vec{p}', \vec{p})$ удовлетворяет дисперсионному соотношению по E , и мнимая часть $Im M(\vec{p}', \vec{p})$ определяется с помощью условия унитарности в низшем порядке:

$$2Im M(\vec{p}', \vec{p}) = \frac{pE}{(2\pi)} \int d\Omega_k U^+(\vec{p}', \vec{k}) U(\vec{k}, \vec{p}), \quad \vec{k}^2 = \vec{p}^2. \quad (24)$$

В низшем порядке потенциал $U(\vec{p}', \vec{p})$ совпадает с амплитудой:

$$U_2(\vec{p}', \vec{p}) = \mathcal{J}_2(\vec{p}', \vec{p}).$$

Предположим, что потенциал задан в четвертом порядке по f . Амплитуда рассеяния в этом порядке равна

$$\mathcal{J}_4(\vec{p}', \vec{p}) = U_4(\vec{p}', \vec{p}) + M_2(\vec{p}', \vec{p}), \quad (25)$$

$$2Im M_2(\vec{p}', \vec{p}) = \frac{pE}{(2\pi)^2} \int d\Omega_k U_2^+(\vec{p}', \vec{k}) U_2(\vec{k}, \vec{p}). \quad (26)$$

Соотношения (25) и (26) позволяют восстановить потенциал в четвертом порядке по f из амплитуды рассеяния в этом порядке.

В четвертом порядке процесс рассеяния описывается диаграммами на рис. 3. Мы будем рассматривать только члены, не зависящие от спина частиц. Очевидно, что только диаграммы (3а) и (3б) могут дать эти члены. Матричный элемент диаграммы (3а) равен

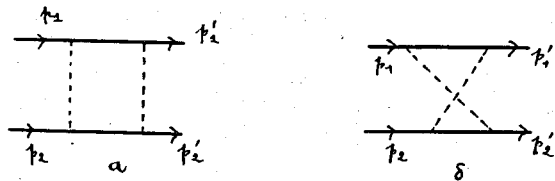


Рис. 3.

$$T_4^a = \frac{if^4}{(2\pi)^4} \int d^4k \bar{u}(p_1') \gamma_3 \frac{i(\vec{p}_1 + \vec{k}) - m}{(p_1 + k)^2 + m^2} \gamma_5 u(p_1) \bar{u}(p_2') \gamma_4 \frac{i(\vec{p}_2 - \vec{k}) - m}{(p_2 - k)^2 + m^2} \gamma_5 u(p_2) \frac{1}{k^2} \cdot \frac{1}{(k+q)^2}, \quad (27)$$

После тривиальных преобразований мы имеем:

$$T_4^a = \frac{if^4}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_1') \gamma_a u(p_1) \bar{u}(p_2') \gamma_b u(p_2) I_{ab}^a, \quad (28)$$

$$I_{ab}^a = \int d^4k \frac{k_a k_b}{(k^2 + 2kp_1)(k^2 - 2kp_2)k^2(k+q)^2} \quad (29)$$

Аналогично матричный элемент диаграммы (3б) также имеет вид (28) с заменой I_{ab}^a на I_{ab}^b , причем

$$I_{ab}^b = - \int d^4k \frac{k_a k_b}{(k^2 + 2kp_1)(k^2 + 2kp_2)k^2(k+q)^2} \quad (30)$$

Вычисление интегралов (29) и (30) проведено в приложении. Подставляя значения этих интегралов в матричные элементы, мы получим после элементарных вычислений вклады диаграммы (3а) и (3б) в амплитуду $\mathcal{J}(\vec{p}', \vec{p})$. Мы будем рассматривать только члены, не зависящие от спина. Обозначим эти члены через $\mathcal{J}_4^{a,0}$ и $\mathcal{J}_4^{b,0}$, соответственно. Для нерелятивистских частиц на больших расстояниях мы имеем:

$$\mathcal{J}_4^{a,0} = \mathcal{J}_4^{b,0} = \frac{f^4}{32\pi^2} \frac{1}{m^2} \ln \frac{q^2}{m^2}. \quad (31)$$

Здесь мы пренебрегаем членами, не зависящими от q^2 , и членами типа $q^2 \ln \frac{q^2}{m^2}$, q^2 и т.д., поскольку член типа (31) дает потенциал типа $1/r^3$, а остальные члены дают потенциалы типа $\delta(r)$, $1/r^5$ и т.д.

Отметим, что $\mathcal{J}_4^{a,0}$ и $\mathcal{J}_4^{b,0}$ логарифмически расходятся при $q^2 \rightarrow 0$ и в этом пределе они асимптотически совпадают. Этот результат также можно понять без вычисления. Действительно, интегралы (29) и (30) сходятся при $q^2 \neq 0$. При $q^2 \rightarrow 0$ они логарифмически расходятся. Их расходящиеся части равны

$$- \int d^4k \frac{k_a k_b}{(2kp_1)(2kp_2)(k^2)^2} \quad \text{и} \quad - \int d^4k \frac{k_a k_b}{(2kp_1)(2kp_2)(k^2)^2}.$$

Очевидно, что эти выражения равны, поскольку при $q^2 = 0$ мы имеем $p_2 = p_2'$.

Для того, чтобы определить $U_4(\vec{p}', \vec{p})$ согласно (25), нужно вычислить $M_2(\vec{p}', \vec{p})$. Мы будем рассматривать только члены, не зависящие от спина, и обозначим их через $M_2^0(E, q^2)$. Мы имеем:

$$2Im M_2(\vec{p}', \vec{p}) = \frac{1}{(8\pi)^2} \cdot \frac{p}{E^3} \int d\Omega_k \frac{[\sigma_1(\vec{p}' - \vec{k}) \cdot \vec{\sigma}_2(\vec{p}' - \vec{k})][\sigma_1(\vec{k} - \vec{p}) \cdot \sigma_2(\vec{k} - \vec{p})]}{(\vec{p}' - \vec{k})^2 (\vec{p} - \vec{k})^2}. \quad (32)$$

Не зависящая от спина часть равна

$$2Im M_2^0(E, q^2) = \frac{1}{(8\pi)^2} \frac{p}{E^3} \int d\Omega_k \frac{[(\vec{p}' - \vec{k})(\vec{p}' - \vec{k})]}{(\vec{p}' - \vec{k})^2 (\vec{p} - \vec{k})^2}. \quad (33)$$

Соотношение (33) показывает, что мнимая часть $Im M_2^0(E, q^2)$ конечна при $q^2 = 0$:

$$Im M_2^0(E, \mathcal{J}_4^0) = \frac{p}{32\pi^2 E^2}.$$

Таким образом, $M_2^0(E, q^2)$ не содержит члена типа $\ln \frac{q^2}{m^2}$, который мог бы дать потенциал типа $1/r^3$, и потенциал $U_4(q^2)$ на больших расстояниях (малых q^2) определяется значением \mathcal{J}_4^0 :

$$U_4^0(\vec{q}^2) = \frac{f^4}{16\pi^2} \frac{1}{m^2} \ln \frac{q^2}{m^2}. \quad (34)$$

Переходя в координатное представление, мы имеем:

$$U_4^0(r) = \frac{\beta^2}{2\pi m^2} \frac{1}{r^3}. \quad (35)$$

При значении (21) константы β_0 потенциал (35) для электронов меньше гравитационного потенциала двух электронов на макроскопических расстояниях. В дальнейшем мы увидим, что для нуклонов $\beta_N \lesssim 10^{-2}$. Из этих оценок следует, что поправки к потенциальной энергии взаимодействия макроскопических тел за счет взаимодействия с ξ -мезоном ничтожно малы по сравнению с гравитационным потенциалом.

6. Излучение длинноволновых мезонов

Как известно, заряженные частицы, движущиеся с ускорением, излучают электромагнитные волны - длинноволновые фотоны. Обозначим через $d\mathcal{E}$ энергию излучений с частотами между ω и $\omega + d\omega$. Для существования электромагнитных волн необходимо, чтобы $\frac{d\mathcal{E}}{d\omega}$ стремилось при $\omega \rightarrow 0$ к конечному пределу, а не к нулю. Отсюда следует, что вероятность испускания фотона стремится к бесконечности. Это связано с так называемой инфракрасной катастрофой в электродинамике.

Рассмотрим излучение длинноволновых ξ -мезонов. Для примера исследуем процесс тормозного излучения ξ -мезонов при рассеянии электрона в кулоновском поле. В нижшем порядке процесс описывается диаграммами на рис. 4. Матричный элемент рассматриваемого процесса равен

$$M = 2\pi\delta(E_1 - E_2 - \omega) \frac{Ze^2 f}{\sqrt{2\omega}} \frac{1}{(p_1 - p_2 - q)^2} \bar{u}(p_2) [\gamma_5 \frac{i(\hat{p}_2 + \hat{q}) - m}{2p_2 q} \gamma_4 + \gamma_4 \frac{i(\hat{p}_1 - \hat{q}) - m}{2p_1 q} \gamma_5] u(p_1), \quad (36)$$

где p_1, p_2 - 4-импульсы электрона в начальном и конечном состояниях, q - 4 импульс мезона, $E_1 = p_1^0, E_2 = p_2^0, \omega = q^0$.

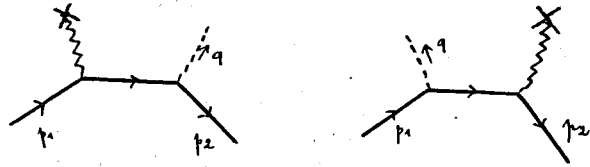


Рис. 4.

Выражение для сечения довольно громоздко. Однако нам достаточно рассмотреть случай нерелятивистских частиц ($|p_1| \ll m$). В этом случае сечение равно

$$d\sigma = \frac{Z^2 \alpha^2 \beta}{4\pi^2 m^2} \frac{p_2}{p_1} \frac{[(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \cdot \vec{n}]^2}{[(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2]^2} \omega d\omega d\Omega_q d\Omega_{\vec{p}_2}, \quad \vec{n} = \vec{q}/q. \quad (37)$$

Обозначим через $d\sigma_0$ сечение упругого рассеяния электрона в кулоновском поле:

$$d\sigma_0 = \frac{4m^2 Z^2 \alpha^2}{[(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2]^2} d\Omega_{\vec{p}_2}. \quad (38)$$

Из (37), (38) следует, что сечение тормозного излучения равно произведению сечения упругого рассеяния $d\sigma_0$ и вероятности излучения ξ -мезона dW_ξ , причем

$$dW_\xi = \frac{\beta}{(4\pi)^2} [(\vec{v}_1 - \vec{v}_2) \cdot \vec{n}]^2 \frac{\omega d\omega}{m^2} d\Omega_q. \quad (39)$$

Напомним, что сечение тормозного излучения фотона в нерелятивистском пределе также равно произведению сечения упругого рассеяния $d\sigma_0$ и вероятности испускания фотона dW_γ , причем выражение для вероятности

$$dW_\gamma = \frac{\alpha}{(2\pi)^2} [(\vec{v}_1 - \vec{v}_2) \cdot \vec{n}]^2 \frac{d\omega}{\omega} d\Omega_q \quad (40)$$

находится в соответствии с классической теорией излучения^{18/}. Как было отмечено, $dW_\gamma/d\omega$ стремится к бесконечности при $\omega \rightarrow 0$. Это есть условие существования электромагнитных волн - длинноволновых фотонов.

Выражение (39) показывает, что $dW_\xi/d\omega$ стремится к нулю при $\omega \rightarrow 0$. Таким образом, для процесса испускания ξ -мезона не существует классического предела, в отличие от случая фотона. Для псевдоскалярного мезона с нулевой массой не имеется аналога радиоволны.

7. Распад позитрония

Выше мы показали, что, если ξ -мезон взаимодействует с электроном, то взаимодействие должно быть очень слабым. Более того, для этого мезона не имеется классического предела (дальнодействующих сил и инфракрасного излучения). Поэтому экспериментальное обнаружение этой частицы оказывается весьма трудным. Однако возможность обнаружения ξ -мезона еще не исключается. Рассмотрим процесс, который мог бы позволить обнаружить ξ -мезон, если константа $\beta_0 = 3 \cdot 10^{-6}$, а именно распад позитрония.

Как известно, парапозитроний $(e^+e^-)_0$ может распадаться только на четное число фотонов, а ортопозитроний $(e^+e^-)_1$ - на нечетное. В основном они распадаются на 2γ и 3γ . Если существует ξ -мезон, то возможны еще распады $(e^+e^-)_0$ на четное число фотонов и ξ -мезон, а $(e^+e^-)_1$ - на нечетное число фотонов и ξ -мезон. В частности, возможен распад

$$(e^+e^-)_1 \rightarrow \gamma + \xi. \quad (41)$$

Вероятность этого распада можно получить из сечения процесса

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \xi. \quad (42)$$

при стремлении скорости частиц к нулю^{18/}. Матричный элемент процесса (42) равен

$$M = \frac{e g}{2\sqrt{\omega\omega'}} \bar{v}(-p_+) [\hat{\epsilon} \frac{i(\hat{p}_+ - \hat{q}) - m}{2p_+ q} \gamma_5 + \gamma_5 \frac{i(\hat{p}_+ - \hat{q}) - m}{2p_+ q} \hat{\epsilon}] u(p_-), \quad (43)$$

где ω' и ϵ_a - энергия фотона и вектор, характеризующий его поляризационное состояние, ω и q - энергия и 4-импульс ξ -мезона. p_+ и p_- - 4 импульсы позитрона и электрона.

Из этого матричного элемента следует вероятность распада (41). Вероятность распада

$$(e^+ e^-)_1 + 3\gamma \quad (44)$$

была вычислена в работе^{14/}. Отношение вероятностей распадов (41) и (44) равно

$$\frac{(e^+ e^-)_1 + \gamma + \xi}{(e^+ e^-)_1 + 3\gamma} = \frac{3\pi}{4(\pi^2 - 9)} \frac{\beta_g}{a^2} \quad (45)$$

Если $\beta_g = 3 \cdot 10^{-6}$, то это отношение равно $1/10$. Распад (41) в принципе можно отличить от распада парапозитрония на 2γ , поскольку в последнем распаде могут быть зарегистрированными оба фотона, а в распаде на $\gamma + \xi$ - только один. Для этой цели, конечно, нужно отделить рассматриваемый процесс от фона. Отметим, что число событий распадов ортопозитрония примерно в 3 раза больше числа событий распадов парапозитрония, несмотря на то, что вероятность распада первого примерно в 372 раза меньше. Поэтому если отношение (45) равно $1/10$, то обнаружение распада (41) не является исключительно трудным.

8. Взаимодействие с нуклонами и распады $K \rightarrow \pi + \xi, \pi^0 \rightarrow e^+ + e^-$

Если взаимодействие ξ -мезона с фермионами универсально, то константа взаимодействия с нуклоном также равна β_g в (21). Рассмотрим случай, когда взаимодействие неуниверсально, и обозначим константу β для нуклонов через β_N . Если ξ -мезон взаимодействует с нуклоном (или вообще с барионами), то возможны также следующие нелептонные распады гиперонов и K -мезонов:

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \xi, \quad (45a)$$

$$\lambda \rightarrow n + \xi, \quad (45b)$$

$$K_1^0 \rightarrow \pi^0 + \xi, \quad (45в)$$

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \xi, \quad (45г)$$

Первый распад выглядел бы, как радиационный распад

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma. \quad (46)$$

Из экспериментальных данных^{15-17/} следует, что вероятности распадов (45a) и (46) составляют примерно 1% вероятности распада

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0. \quad (47)$$

Это означает, что константа β_N не может превышать предел порядка 1% константы сильного взаимодействия $g^2/4\pi = 15$. Эта оценка также получается из экспериментальных

данных по распадам K -мезонов. Отметим, что распад $K \rightarrow \pi + \gamma$ запрещен. Поэтому для обнаружения ξ -мезона весьма желательно искать распад (45г.).

Если взаимодействие ξ -мезона с нуклоном изотопически инвариантно, то ξ -мезон имеет изотопический спин $I = 0$. Может случиться, что ξ -мезон существует, и взаимодействие этого мезона с нуклоном полностью нарушает изотопическую инвариантность. Это не приводит к противоречию с экспериментом, поскольку константа взаимодействия с ξ -мезоном мала по сравнению с константой сильного взаимодействия.

Рассмотрим подробно этот случай. Если взаимодействие ξ -мезона нарушает изотопическую инвариантность, то ξ -мезон может рождаться в распаде

$$\Sigma^0 \rightarrow \lambda^0 + \xi, \quad (48)$$

причем этот распад происходит с вероятностью, сравнимой с вероятностью радиационного распада или меньшей ее:

$$\Sigma^0 \rightarrow \lambda^0 + \gamma. \quad (49)$$

Распады (48) и (49) в принципе также можно отличить, хотя это трудно. Более того, возможен виртуальный переход $\pi^0 \rightarrow \xi$, например, через пару нуклон-антинуклон. Этот переход мог бы приводить к распаду

$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^-. \quad (50)$$

Соответствующая диаграмма изображена на рис. 5а. Грубая оценка показывает, что отношение вероятностей распада (50) и радиационного распада

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (51)$$

примерно равно

$$\frac{\pi^0 \rightarrow \xi + e^+ + e^-}{\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma} = \frac{\beta_N \beta_g}{a^2} \quad (52)$$

Если $\beta_N = \frac{1}{10}$ и $\beta_g = 3 \cdot 10^{-6}$, то это отношение имеет величину порядка 10^{-3} .

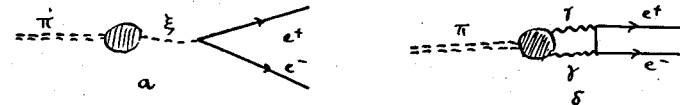


Рис. 5.

Отметим, что процесс (50) может происходить в высшем приближении по электромагнитному взаимодействию. Соответствующая диаграмма изображена на рис. 5 б. Матричный элемент этой диаграммы пропорционален e^4 . Более того, этот матричный элемент из-за γ_5 инвариантности электромагнитного взаимодействия пропорционален массе электрона и равен нулю, если положить $m_e = 0$. Поэтому, если процесс (50) происходит в основном через пару промежуточных виртуальных фотонов (согласно диаграмме 5б), мы имеем:

$$\frac{\pi^0 \rightarrow 2\gamma + e^+ + e^-}{\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma} = a^2 \left(\frac{m_e}{m_\pi}\right)^2 = 10^{-8}. \quad (53)$$

Этот результат также был получен в работе^{17/} с помощью конкретных вычислений при некотором предположении о виде формфактора.

З а к л ю ч е н и е

Полученные результаты показывают, что, если ξ -мезон существует, то константы взаимодействий с лептонами и нуклонами должны быть малыми:

$$\beta_e \lesssim 3 \cdot 10^{-6}, \quad \beta_\mu \lesssim 3 \cdot 10^{-8}, \quad \beta_N \lesssim 10^{-1}. \quad (54)$$

Более того, существование этого мезона с массой, равной нулю, не приводит к появлению классических эффектов типа излучения длинноволновых мезонов и действующих сил.

Если константы взаимодействия β_e и β_N принимают значения порядка верхнего предела в (54), то ξ -мезон можно обнаружить в распаде позитрония и K -мезонов. Если взаимодействие ξ -мезона с нуклоном полностью нарушает изотопическую инвариантность (например, ξ -мезон взаимодействует с протоном, но не взаимодействует с нейтроном, или константы взаимодействий с p и n имеют разные знаки и одинаковую величину), и константы β_e и β_N принимают значения порядка верхнего предела в (54) или меньшие этих пределов на порядок, то этот ξ -мезон можно обнаружить косвенно в распаде $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^-$.

Автор выражает благодарность проф. М.А. Маркову за предложенную тему и ценные советы, Б.Н. Валуеву, С.С. Герштейну и В.И. Огиевскому за интересные обсуждения.

П р и л о ж е н и е

В этом приложении кратко изложено вычисление интеграла (29). Интеграл (30) вычисляется аналогично. Эти интегралы сходятся. Однако при промежуточных вычислениях встречаются инфракрасно расходящиеся интегралы. В этом случае мы введем малую массу ξ -мезона. После завершения всех вычислений массу ξ -мезона мы положим равной нулю. Окончательный результат оказывается конечным.

Обозначим через s , u и t переменные Мандельштама и положим

$$J_0, J_a, J_{a\beta} = \int d^4k \frac{1, k_a, k_a k_\beta}{(k^2 + 2kp_1)(k^2 - 2kp_2)k^2(k+q)^2}.$$

$$G, G_a^i = \int d^4k \frac{1, k_a}{(k^2 + 2kp_1)k^2(k+q)^2},$$

$$F, F_a^i = \int d^4k \frac{1, k_a}{(k^2 + 2kp_1)(k^2 - 2kp_2)(k+q)^2},$$

$$H, H_a^i = \int d^4k \frac{1, k_a}{(k^2 + 2kp_1)(k^2 - 2kp_2)k^2}.$$

Вычислим

$$J_{a\beta} = \int d^4k \frac{k_a k_\beta}{(k^2 + 2kp_1)(k^2 - 2kp_2)k^2(k+q)^2}. \quad (A.1)$$

Из общих соображений следует, что $J_{a\beta}$ имеет вид:

$$J_{a\beta} = a_a p_{1\beta} + b_a p_{2\beta} + c_a q_\beta + \epsilon \delta_{a\beta}, \quad (A.2)$$

или

$$J_{a\beta} = \frac{a_a + b_a}{2}(p_1 + p_2)_\beta + \frac{a_a - b_a}{2}(p_1 - p_2)_\beta + c_a q_\beta + \epsilon \delta_{a\beta}. \quad (A.3)$$

Умножая оба выражения (1) и (2) интеграла $J_{a\beta}$ на $2p_{1\beta}$, $2p_{2\beta}$ и $2q_\beta$ и сравнивая полученные результаты, мы получим:

$$-2m^2 a_a - (s - 2m^2) b_a - t c_a + 2\epsilon p_{1a} = G_a^2 - F_a, \quad (A.4)$$

$$-(s - 2m^2) a_a - 2m^2 b_a + t c_a + 2\epsilon p_{2a} = F_a - G_a^i, \quad (A.5)$$

$$t(b_a - a_a - 2c_a) + 2\epsilon q_a = tJ_a + H_a - F_a. \quad (A.6)$$

Решая систему уравнений (4)–(6), мы получим:

$$a_a + b_a = \frac{1}{s} [G_a^i - G_a^2 + 2\epsilon(p_1 + p_2)_a], \quad (A.7)$$

$$a_a - b_a = \frac{1}{u} [tJ_a + F_a + H_a - G_a^i - G_a^2 + 2\epsilon(p_1 - p_2)_a - 2\epsilon q_a], \quad (A.8)$$

$$c_a = \frac{1}{2u} [G_a^i + G_a^2 - 2F_a - 2\epsilon(p_1 - p_2)_a + \frac{s - 4m^2}{t}(tJ_a + H_a - F_a - 2\epsilon q_a)]. \quad (A.9)$$

Интеграл J_a , входящий в (7)–(9), можно считать аналогично. В результате мы имеем:

$$J_a = a(p_1 - p_2)_a + c q_a, \quad (A.10)$$

$$a = \frac{2F - 2G + tJ_0}{2u}, \quad (A.11)$$

$$c = -\left(\frac{J_0}{2} + a\right). \quad (A.12)$$

Интегралы $H, H_a^i, F, F_a^i, G, G_a^i$ с тремя множителями в знаменателе можно считать по стандартному методу, изложенному, например, в книге^{18/}. Интегралы F_a, H_a и G_a^i имеют вид:

$$G_a^i = A p_{1a} + B q_a, \quad (A.13)$$

$$G_a^2 = -A p_{2a} + B q_a, \quad (A.14)$$

$$H_a = D(p_1 - p_2)_a, \quad (A.15)$$

$$F_a = D(p_1 - p_2)_a - (F + 2D) q_a,$$

где скалярные функции A , B и D автоматически получаются при вычислении. В результате мы имеем:

$$J_{\alpha\beta} = I_0 \delta_{\alpha\beta} + I_1 (p_1 + p_2)_\alpha (p_1 + p_2)_\beta + I_2 (p_1 - p_2)_\alpha (p_1 - p_2)_\beta + I_3 [(p_1 - p_2)_\alpha q_\beta + (p_1 - p_2)_\beta q_\alpha] + I_4 q_\alpha q_\beta, \quad (\text{A.16})$$

где

$$\begin{aligned} I_0 &= \epsilon, \\ I_1 &= \frac{A + 2\epsilon}{2s}, \\ I_2 &= \frac{ta + 2D - A + 2\epsilon}{2u}, \\ I_3 &= \frac{A + a(s - 4m^2) - 2D - 2\epsilon}{2u}, \\ I_4 &= (s - 4m^2) \frac{2D + F - 2\epsilon}{2tu} + \frac{4D + 2F + 2B + (s - 4m^2)c}{2u}. \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

Для определения коэффициента I_0 рассмотрим сумму $J_{\alpha\alpha}$. Формула (16) дает:

$$J_{\alpha\alpha} = 4\epsilon + (p_1 + p_2)^2 I_1 + (p_1 - p_2)^2 I_2 + 2q(p_1 - p_2) I_3 + q^2 I_4. \quad (\text{A.18})$$

С другой стороны, согласно определению $J_{\alpha\beta}$ и F мы имеем:

$$J_{\alpha\alpha} = F. \quad (\text{A.19})$$

Сравнивая (18) и (19), мы получим:

$$I_0 = \epsilon = -\frac{s - 4m^2}{2u} F + \frac{t}{2u} A + \frac{t}{u} B + \frac{(s - 4m^2)t}{2u} (a + c). \quad (\text{A.20})$$

В соотношениях (16), (17), (20) и (11), (12) интеграл $J_{\alpha\beta}$ выражается через интегралы J_0 , G , $F = H$, которые можно считать с помощью стандартного метода^{16/}, и коэффициенты A , B , D , полученные при вычислении интегралов G'_α , H_α и F_α .

Л и т е р а т у р а

1. H.P. Durr, W. Heisenberg et al. Zs. Naturforsch., 14a, 441 (1959). (Сборник "Нелинейная квантовая теория поля", ИЛ, 1959).
2. J. Golstone. Nuovo Cim., 19, 154 (1961).
3. Y. Nambu, G. Jona-Lasinio. Phys. Rev., 122, 345 (1961).
4. J. Golstone, A. Salam, S. Weinberg. Phys. Rev., 127, 965 (1962).
5. M. Baker, S.L. Glashow. Phys. Rev., 128, 2462 (1962).
6. А.И. Ахиезер и В.Б. Берестецкая. Квантовая электродинамика. Физматгиз, 1959.
7. C.M. Sommerfield. Phys. Rev., 107, 323 (1957).
8. G. Charpak, F. Farley et al. Phys. Lett., 1, 16 (1962).
9. N.M. Kroll, W.E. Lamb. Phys. Rev., 75, 388 (1949).

10. R. Karplus, A. Klein. Phys. Rev., 87, 843 (1952).
11. V. W. Hughes, S. Marder, C.S. Wu. Phys. Rev., 106, 934 (1957).
12. А.А. Логунов и А.Н. Тавхелидзе. Квазиоптический подход в квантовой теории поля. Препринт ОИЯИ Е-1145, Дубна, 1962. Nuovo Cim. (в печати).
13. Нгуен Ван Хьеу и Р.Н. Фаустов. Квазиоптический потенциал в модели квантовой теории поля. Препринт ОИЯИ Р-1253, Дубна, 1963. Nucl. Phys. (в печати).
14. A. Ore, J. Powell. Phys. Rev., 75, 1696 (1949).
15. G. Quarenì et al. Nuovo Cim., 14, 1179 (1959).
16. J. Schneps, Y.W. Kang. Nuovo Cim., 19, 1218 (1961).
17. R.A. Dumteín, T.B. Pay et al. Phys. Rev. Lett., 10, 307 (1963).
18. S.D. Drell. Nuovo Cim., 11, 693 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел
1 августа 1963 г.