Доклады Академии наук СССР
1955. Том 104, № 6

ФИЗИКА

Л. Б. ОКУНЬ

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАСПАДЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ μ-МЕЗОНОВ

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 27 IV 1955)

В настоящее время установлено, что μ-мезон распадается на электроне и две нейтральные частицы (условно назовем их нейтрино):

$$\mu \to e + \nu_1 + \nu_2.$$

В самом общем случае взаимодействие, описывающее распад μ-мезона, имеет вид

$$H = \sum_{i=1}^{5} g_i J_i, \tag{1}$$

где J_i — пять инвариантов, аналогичных инвариантам, известным из теории β-распада:

$$J_i = (\psi_e^* O_i \psi_\mu)\,(\psi_{\nu_1}^* O_i \psi_{\nu_2}). \tag{2}$$

Следовательно, взаимодействие полностью определяется пятью константами g_i. Известно, однако, что знание энергетического спектра электронов распада дает только два соотношения между этими константами ([1–4]). В ряде работ ([5–8]) была рассмотрена возможность определения констант g_i путем изучения внутреннего тормозного излучения, сопровождающего распад μ-мезона.

В данной работе мы выясним возможность определения констант g_i путем измерения корреляции спинов распадающегося μ-мезона и вылетающего при распаде электрона.

Пусть μ-мезон покоится и спин его направлен по вектору $\vec{\eta}$. Тогда вероятность распада с вылетом электрона с импульсом $\mathbf{p}$ и направлением спина $\vec{\zeta}$ и двух нейтрино с импульсами $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{p}_2$ равна

$$\mathfrak{P}(\mathbf{p}_1,\ \mathbf{p}_2,\ \mathbf{p},\ \vec{\zeta},\ \vec{\eta}) = 2\pi \Sigma_{12}' |H_{if}|^2\, d\rho_f; \tag{3}$$

Σ_{12} означает суммирование по спинам нейтрино, $\hbar = c = m_e = 1$.

Так как масса мезона $m_\mu \gg m_e$ и, следовательно, средняя энергия электронов распада $\varepsilon \gg m_e$, то в дальнейших вычислениях мы пренебрегаем массой электрона и полагаем $\mathbf{p} = \mathbf{n}\varepsilon$, где $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении $\mathbf{p}$. Поскольку экспериментально нейтрино не наблюдается, вероятность распада следует проинтегрировать по импульсам нейтрино. Для вычисления $\Sigma_{12}|H_{if}|^2$ воспользуемся методикой работы ([9]):

$$\Sigma_{12}|H_{if}|^2 = \sum_{i,\,k} g_i g_k F_{ik}, \tag{4}$$

$$F_k = \mathrm{Sp}\,\{O_i D_1 O_k D_2\}\ \mathrm{Sp}\,\{O_i P_\mu(\vec{\eta})\, O_k P_e(\vec{\zeta})\}. \tag{5}$$

Здесь $D = \frac{H_\nu + E_\nu}{2E_\nu}$ — проекционные операторы для нейтрино, матричные элементы которых равны

$$D_{\alpha\beta} = \sum_{\text{спин}} \psi^*_\beta \psi_\alpha, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3, 4; \tag{6}$$

P — аналогичные операторы для мезона и электрона, не содержащие, однако, суммирования по спинам этих частиц:

$$P_{\alpha\beta} = \psi^*_\beta \psi_\alpha \tag{7}$$

(выражение оператора P см. (9), стр. 83).

Непосредственное вычисление следов в (5), которое удобнее всего производить при помощи матриц $\vec{\sigma}$ и $\vec{\rho}$, показывает, что из всех F_{ik} с $i \neq k$ отличны от нуля только $F_{13} + F_{31}$, $F_{53} + F_{35}$ и $F_{24} + F_{42}$. Однако после интегрирования по импульсам нейтрино эти члены дают нуль, и, следовательно, в окончательное выражение для вероятности распада смешанные члены вообще не входят. Проделав все указанные выше операции, получаем:

$$\mathfrak{P}(\varepsilon, \mathbf{n}, \vec{\eta}, \vec{\zeta})\, d\varepsilon\, d\omega = \frac{\varepsilon_m \varepsilon^2}{6(2\pi)^4} \{3a_1(\varepsilon_m - \varepsilon) + 2a_2(4\varepsilon - 3\varepsilon_m) + (\vec{\eta}\vec{\zeta})(a_3\varepsilon_m + a_4\varepsilon) + (\mathbf{n}\vec{\eta})(\mathbf{n}\vec{\zeta})(a_5\varepsilon_m + a_6\varepsilon)\}\, d\varepsilon\, d\omega. \tag{8}$$

Здесь $\varepsilon_m \approx m_\mu / 2$ — максимальная энергия электрона; a_i выражаются через константы g_i:

$$a_1 = g_1^2 + 4g_2^2 + 6g_3^2 + 4g_4^2 + g_5^2, \quad a_2 = g_2^2 + 2g_3^2 + g_4^2,$$
$$a_3 = 3g_1^2 + 2g_2^2 - 2g_4^2 - 3g_5^2, \quad a_4 = -3g_1^2 + 3g_5^2, \tag{9}$$
$$a_5 = -4g_2^2 - 2g_3^2 + 6g_5^2, \quad a_6 = 4g_2^2 - 2g_3^2 + 4g_4^2 - 6g_5^2.$$

Если выражение (8) усреднить по спину мезона и просуммировать по спиновым состояниям электрона, то результат совпадает с известным выражением для спектра электронов распада (1).

Из (8) и (9) следует, что измерение поляризации электронов при распаде поляризованного μ-мезона позволяет полностью определить значение констант g_i, так как для 5 констант g_i (9) дает 6 соотношений. Формулы (8) и (9) получены для случая, когда нейтрино, вылетающие при распаде μ-мезона, различны. Если нейтрино тождественны, то в (2) $J_2 = J_3 = 0$, а в (8) и (9) следует положить $g_2 = g_4 = 0$.

В данной работе все расчеты проделаны для взаимодействия

$$J_i = (\psi^*_e O_i \psi_\mu)(\psi^*_{\nu_1} O_i \psi_{\nu_2})$$

с определенным порядком спиноров: e, μ, ν, ν. Известно ([10],[1]), что всякое J'_i с измененным порядком спиноров является линейной комбинацией исходных J_i:

$$J'_i = \sum_{k=1}^{5} C_k^i J_k, \quad i = 1, \ldots, 5. \tag{10}$$

где C_k^i — известные константы. При помощи (10) путем несложных алгебраических преобразований из (8) и (9) получаются формулы для взаимодействий с иным порядком спиноров, в частности, легко получа-

ются формулы для частных видов взаимодействий, рассмотренных в работе [11].

Следует отметить, что, вычисляя отдельно вероятности для взаимодействий J_i и J_i', можно при помощи соотношения (10) контролировать правильность расчетов как при вычислении следов, так и при интегрировании по импульсам нейтрино.

В заключение выражаю свою благодарность И. Я. Померанчуку за постановку задачи и А. Б. Мигдалу, В. Б. Берестецкому и Б. Л. Иоффе за ценные советы и обсуждения.

Поступило
23 IV 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] L. Michel, Proc. Phys. Soc., **A63**, 514, 1371 (1950). [2] L. Michel, Phys. Rev., **86**, 814 (1952). [3] L. Michel, Nature, **163**, 959 (1949). [4] Л. Мишель, Сборн. Космические лучи, М., 1954. [5] Г. В. Скорняков, ДАН, **89**, 431 (1953). [6] Э. М. Липманов, ДАН, **90**, 999 (1953). [7] A. Lenard, Phys. Rev., **90**, 968 (1953). [8] R. J. Finkelstein, R. E. Behrreds, Phys. Rev., **97**, 568 (1955). [9] H. A. Toihoek, S. R. de Groot, Physica, **17**, 81 (1950). [10] M. Fierz, Zs. Phys., **104**, 553 (1937). [11] J. Tiomno, J. A. Wheeler, Rev. Mod. Phys., **21**, 144 (1949).