

Б. К. КЕРИМОВ, Ю. А. ПОПОВ, Ю. М. ЛОСКУТОВ

К ВОПРОСУ О ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СВОЙСТВАХ ЭЛЕКТРОНОВ РАСПАДА μ^\mp -МЕЗОНА (II)

Получены формулы, определяющие степени продольной и поперечной поляризации, а также степень неполяризованного состояния электронов распада движущегося продольно-поляризованного μ -мезона.

1. В предыдущей работе [1] вычислена вероятность распада, покоящегося продольно-поляризованного μ^\mp -мезона ($\mu^\mp \rightarrow e^\mp + \nu + \bar{\nu}$), учитывающая состояния любой поляризации электронов, рождающихся в процессе распада. При этом расчеты проведены как для случая гамильтониана четырехфермионного (V, A) взаимодействия по Ли — Янгу [2], так и взаимодействия по Фейнману — Гелл-Манну [3]. В настоящей заметке эти результаты обобщаются на случай распада движущегося продольно-поляризованного μ -мезона.

Дифференциальная вероятность процесса распада любого движущегося продольно-поляризованного фермиона на три продольно-поляризованных фермиона по схеме четырехфермионного (V, A) — взаимодействия была получена одним из нас [4]. В частности, вычислена вероятность распада движущегося продольно-поляризованного μ -мезона на продольно-поляризованные электроны, нейтрино и антинейтрино [4, 5].

В дальнейшем мы придерживаемся определений и обозначений работ [1, 4].

2. Используя метод, изложенный в [1, 4], для вероятности распада движущегося продольно-поляризованного μ -мезона

$$dW = \frac{d\vec{k}_e}{(2\pi)^4 ch^2 24} \xi W_0 \quad (1)$$

и степеней продольной (P_1) и поперечных (P_2) и (P_3) поляризаций электронов распада, можно получить следующие выражения.

Для варианта Фейнмана — Гелл-Манна

$$W_0 = (1 - \tau) (1 \mp s_\mu \beta_\mu) \omega_0 \left\{ 1 - \frac{2k_\mu}{\omega_0} [\beta_e q \cos \theta \mp s_\mu (q + k_e \beta_e \sin^2 \theta)] \right\},$$

$$\omega_0 = (3q^2 - a^2 + 2qk_e \beta_e) \mp [(3a^2 - q^2) \beta_e + 2qk_e] s_\mu \cos \theta.$$

$$P_1 = \frac{1}{W_0} (1 - \eta) (1 \mp s_\mu \beta_\mu) \omega_1 \left\{ 1 - \frac{2k_\mu}{\omega_1} \left[s_\mu (k_e \sin^2 \theta + q \beta_e) \mp q \cos \theta \right] \right\},$$

$$\omega_1 = (3a^2 - q^2 + 2qk_e \beta_e) s_\mu \cos \theta \mp [(3q^2 - a^2) \beta_e + 2qk_e], \quad (2)$$

$$P_2 = 0,$$

$$P_3 = \frac{1}{W_0} (1 \mp s_\mu \beta_\mu) (1 - \eta) \omega_3 \left\{ 1 + \frac{2k_\mu}{\omega_3} \frac{k_{0e}}{K_e} \sin \theta [\pm s_\mu (k_e \cos \theta - k_\mu) - q] \right\},$$

$$\omega_3 = \pm s_\mu \sin \theta \frac{k_{0e}}{K_e} (q^2 - a^2).$$

Величины $(1 - \eta) (1 \mp s_\mu \beta_\mu) \omega_{0,1,3}$ определяют при $k_\mu = 0$ вероятность распада и степени поляризации электронов распада покоящегося μ -мезона [1, 4].

Для варианта Ли — Янга

$$W_0 = 2 \{ \omega_0 - 2k_\mu [(1 \pm \gamma s_\mu \beta_\mu) q \beta_e \cos \theta + (\beta_\mu \pm s_\mu \gamma) (q + k_e \beta_e \sin^2 \theta)] \},$$

$$\omega_0 = (1 \pm \gamma s_\mu \beta_\mu) (3q^2 - a^2 + 2qk_e \beta_e) + (s_\mu \beta_\mu \pm \gamma) [(3a^2 - q^2) \beta_e + 2qk_e] s_\mu \cos \theta +$$

$$+ \frac{k_{0e}}{K_e} \frac{k_{0\mu}}{K_\mu} \gamma_1 3(a^2 - q^2),$$

$$P_1 = \frac{2}{W_0} \left\{ \omega_1 - 2k_\mu [(s_\mu \beta_\mu \pm \gamma) q \cos \theta + (1 \pm \gamma s_\mu \beta_\mu) (q \beta_e + k_e \sin^2 \theta) s_\mu - \right.$$

$$\left. - \frac{k_{0e}}{K_e} \frac{k_{0\mu}}{K_\mu} \gamma_1 k_e \sin^2 \theta] \right\}, \quad (3)$$

$$\omega_1 = (1 \pm \gamma s_\mu \beta_\mu) (3a^2 - q^2 + 2qk_e \beta_e) s_\mu \cos \theta +$$

$$+ (s_\mu \beta_\mu \pm \gamma) [(3q^2 - a^2) \beta_e + 2qk_e] + \frac{k_{0e}}{K_e} \frac{k_{0\mu}}{K_\mu} \gamma_1 (q^2 - a^2) s_\mu \cos \theta,$$

$$P_2 = \frac{2}{W_0} \gamma_2 \frac{k_{0\mu}}{K_\mu} \beta_e s_\mu \sin \theta (k_{0\mu}^2 - k_{0e}^2),$$

$$P_3 = \frac{2}{W_0} \left\{ \omega_3 \pm 2k_\mu s_\mu \sin \theta \left[(k_e \cos \theta - k_\mu) \left[(1 \pm \gamma s_\mu \beta_\mu) \frac{k_{0e}}{K_e} - \gamma_1 \frac{k_{0\mu}}{K_\mu} \right] + \right.$$

$$\left. + s_\mu \frac{k_{0e}}{K_e} q (s_\mu \beta_\mu \pm \gamma) \right] \right\},$$

$$\omega_3 = \pm s_\mu \sin \theta \left[\frac{k_{0e}}{K_e} (1 \pm \gamma s_\mu \beta_\mu) (q^2 - a^2) - \gamma_1 \frac{k_{0\mu}}{K_\mu} (q^2 + a^2 + 2qk_e \beta_e) \right].$$

Величины $2\omega_{0,1,3}$ в предельном случае равного нулю импульса μ -мезона определяют вероятность распада и степени поляризации электронов распада покоящегося μ -мезона [1].

В формулах (2—3) верхние знаки относятся к распаду μ^- , нижние к распаду μ^+ -мезона, а величины ξ , η , η_1 , η_2 выражаются через константы взаимодействия G_A и G_V

$$\xi = G_V^* G_V + G_A^* G_A, \quad \eta = \frac{1}{\xi} (G_A^* G_V + G_V^* G_A),$$

$$\eta_1 = \frac{1}{\xi} (G_V^* G_V - G_A^* G_A), \quad \eta_2 = \frac{i}{\xi} (G_V^* G_A - G_A^* G_V). \quad (4)$$

Кроме того,

$$\cos \theta = (\vec{k}_\mu^0 \vec{k}_e^0), \quad q = K_\mu - K_e, \quad \vec{a} = \vec{k}_\mu - \vec{k}_e,$$

$$\beta_{e, \mu} = \frac{k_{e, \mu}}{K_{e, \mu}} = \frac{v_{e, \mu}}{c},$$

$$\frac{k_{0e, 0\mu}}{K_{e, \mu}} = \sqrt{1 - \beta_{e, \mu}^2},$$

причем $K_{e, \mu}$ и $k_{e, \mu}$ связаны с энергией E и импульсом \vec{p} электрона и мезона соотношениями

$$\vec{k} = \frac{\vec{p}}{\hbar}, \quad K = \frac{E}{c\hbar} = \sqrt{k^2 + k_0^2}.$$

Величина $s_\mu = \pm 1$ характеризует значение проекции спина μ -мезона на направление его движения.

Анализируя формулы (2—4), нетрудно убедиться, что с ростом кинетической энергии распадающегося μ -мезона вероятность поперечной поляризации релятивистских электронов быстро уменьшается.

Поляризационные свойства пучка электронов можно полностью описать с помощью величин $W_0, P_{1,2,3}$.

Если поляризация пучка электронов является полной, то нетрудно показать (см. [1, 6, 7]), что $P_{1,2,3}$ будут удовлетворять условию

$$\sqrt{P_1^2 + P_2^2 + P_3^2} = 1. \quad (5)$$

Если же в пучке имеется доля неполяризованных электронов (т. е. часть электронов имеет неопределенную ориентацию спина), то сумма квадратов $P_{1,2,3}$ должна быть меньше единицы и степень P_0 неполяризованного состояния определится равенством

$$P_0 = 1 - \sqrt{P_1^2 + P_2^2 + P_3^2}. \quad (6)$$

Из формул (2—6) следует, что если константы связи G_A и G_V действительны и обратны по знаку ($G_A = -G_V$), то оба рассматриваемых варианта гамильтониана взаимодействия полностью эквивалентны ($V - A$ — взаимодействие). Если же между этими константами имеется некоторый сдвиг фаз ($G_A = G_V e^{-i, \delta} \neq \pi$), то оба варианта не приводят к тождественным результатам. Оказывается, что, в отличие от варианта взаимодействия по Фейнману — Гелл-Манну [3], в варианте Ли и Янга [2] часть электронов больших энергий ($\frac{k_{0e}}{K_e} \rightarrow 0$) должна быть поперечно-поляризованной в плоскости, нормальной к плоскости распада, причем степень этой поляризации $P_2 \sim \sin \delta$.

Кроме того, при взаимодействии по Ли — Янгу для $\beta_e \rightarrow 1$ должна наблюдаться неполяризованная доля электронов распада, причем степень P_0 неполяризованного состояния равна

$$P_0 = 1 - \sqrt{P_1^2 + P_2^2},$$

где

$$P_2 \cong (2/W_0) \frac{k_{0\mu}^3}{K_\mu} s_\mu \sin \theta \sin \delta,$$

а P_1 и W_0 определены формулами (3).

Если же справедлив вариант взаимодействия Фейнмана и Гелл-Мана, то $P_0 = 0$.

Таким образом, изучение поперечной поляризации и неполяризованной части электронов распада μ -мезона должно дать дополнительные сведения, необходимые для решения вопроса о правильном выборе гамильтониана взаимодействия и проверки инвариантности теории слабых взаимодействий относительно временного отражения.

В заключение авторы благодарят профессора А. А. Соколова за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Керимов Б. К., Попов Ю. А., Лоскутов Ю. М., Галкина Л. П. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физики, астрономии, № 2, 29, 1962.
2. Lee T. D., Yang G. N. Phys. Rev., **105**, 1671, 1957.
3. Feynman R. P., Gell-Mann M., Phys. Rev., **109**, 193, 1958.
4. Керимов Б. К. Доклад на IX Международной конференции по физике высоких энергий в Киеве 1959 г.; Тр. конференции, плен. зас. VI—IX, стр. 306, 1960; «Изв. АН СССР», сер. физическая, **25**, 157, 1961.
5. Семашко А. П. Дипломная работа. Физфак МГУ, 1961.
6. Соколов А. А., Колесникова М. М. ЖЭТФ, **38**, 1778, 1960.
7. Соколов А. А. Ann. Phys. (DDR), **7**, 8, 1961.

Поступила в редакцию
23.6 1962 г.

Кафедра
статистической физики и ме-
ханики