Физико-математические науки

К ВОПРОСУ О ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЯХ

Гнедов Ю.А., Казак В.Ф.

Камышинский технологический институт (филиал) Государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Волгоградский государственный технический университет»

В работах [1, 2] рассмотрены поляризационные корреляции для лептонных процессов как в локальном пределе, так и при учете динамики процесса, и для некоторых полулептонных процессов в локальном пределе. Однако, вероятность распада $\tau \to \nu_\tau + 2n\pi$ может быть соизмерима с вероятностью лептонных мод распада [3]:

$$\Gamma(\tau \to \nu_\tau 2\pi) \approx 1{,}23\Gamma(\tau \to e\nu\tilde{\nu}),$$
$$\Gamma(\tau \to \nu_\tau 4\pi) \approx 0{,}33\Gamma(\tau \to e\nu\tilde{\nu}),$$
$$\Gamma(\tau \to \nu_\tau 6\pi) \approx 0{,}01\Gamma(\tau \to e\nu\tilde{\nu}),$$

Поэтому вычислим поляризационные корреляции для такого процесса с учетом конкретной динамики. Следуя [3] принимаем, что

$$\mathrm{M}(\tau(p_\tau)) \to \nu_\tau(p_\nu) + 2n\pi = \frac{G\cos\theta}{\sqrt{2}}\overline{U}_{\nu\tau}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)U_\tau \nu_\alpha^+,$$

где $\nu_\alpha^+ = \left\langle (2n\pi)^+ \left(\overline{U}\gamma_\alpha d\right) 0 \right\rangle$, остальные обозначения стандартные.

Вероятность распада $d\Gamma$ с учетом поляризаций и масс τ и ν_τ в 4-х мерной форме равна

$$d\Gamma = \frac{\mathrm{G}^2\cos^2(\theta)}{m_\tau}\pi\rho(s)\left[2(p_\nu q)(p_\tau q) + q^2(p_\tau p_\nu) - 2m_\tau(p_\nu q)(s_\tau q) - m_\tau q^2(p_\nu s_\tau) - 2m_\nu(s_\nu q)(p_\tau q) - \right.$$
$$\left. - m_\nu q^2(s_\nu p_\tau) + 2m_\nu m_\tau(s_\nu q)(s_\tau q) + m_\nu m_\tau q^2(s_\nu s_\tau)\right]\frac{d^3 p_\nu}{2E_\nu(2\pi)^3},$$

где $q = p_\tau - p_\nu$, $\sqrt{s}$ - инвариантная масса системы $2n\pi$, $s = m_\tau^2 + m_\nu^2 - 2E_\nu m_\tau$,

$$\rho(s) = \frac{2s\sigma(e^+e^- \to 2n\pi)}{(4\pi\alpha)^2\pi},$$

s_ν и s_τ - 4-х мерные векторы поляризации соответствующих частиц, $\sigma(e^+e^- \to 2n\pi)$ - сечение соответствующей реакции.

Первые два слагаемых в квадратных скобках соответствуют классической теории [3], остальные – поправки, обусловленные поляризацией лептонов.

Переходя к 3-х мерной форме в системе покоя таона, получаем:

$$d\Gamma = \frac{\mathrm{G}^2\cos^2\theta\pi\rho(s)}{2E_\nu}\left[\phi_1 + \phi_2(\vec{p}_\nu\vec{\eta}_\tau) + \phi_3(\vec{p}_\nu\vec{\eta}_\nu) + \phi_4(\vec{p}_\nu\vec{\eta}_\nu)(\vec{p}_\nu\vec{\eta}_\tau) + \phi_5(\vec{\eta}_\nu\vec{\eta}_\tau)\right]\frac{d^3 p_\nu}{(2\pi)^3},$$

где $\vec{\eta}_\nu$ и $\vec{\eta}_\tau$ единичные векторы в направлении поляризации соответствующей частицы, $\vec{p}_\nu$ и E_ν – импульс и энергия ν.

$$\phi_1 = 3m_\tau^2 E_\nu - 4m_\tau E_\nu^2 - 2m_\tau m_\nu^2 + 3m_\nu^2 E_\nu,$$
$$\phi_2 = m_\tau^2 + 3m_\nu^2 - 4m_\tau E_\nu,$$
$$\phi_3 = 4m_\tau E_\nu - m_\nu^2 - 3m_\tau^2,$$

$$\phi_4 = \frac{2m_\tau m_\nu - m_\nu^2 - m_\tau^2 + 4m_\tau E_\nu}{m_\nu + E_\nu},$$
$$\phi_5 = m_\nu\left(2m_\tau E_\nu - m_\nu^2 - m_\tau^2\right).$$

Поляризационные корреляции проявляются в асимметрии вылета ν относительно $\vec{\eta}_\tau$ и продольной поляризации ν. Количественно эти эффекты характеризуются отношениями $K_1 = \phi_2/\phi_1$ и $K_2 = \phi_3/\phi_1$.

В рамках суперсимметричных теорий у известных частиц есть двойники, отличающиеся значением спина. В частности появляются фотино $\tilde{\gamma}$ со спином ½. Однако, результаты, полученные для чисто лептонных процессов для реакций типа $e^-(p_1) + e^+(p_2) \to \tilde{\gamma}(K_1) + \tilde{\gamma}(K_2)$ могут быть неприменимы.

Используя технику расчета, изложенную в [4], вычислим поляризационные корреляции для данной аннигиляции.

Согласно [4] $M_b = \frac{e^2}{2\left(\overline{M}^2 - t\right)}\overline{U}(K_1)(1+\gamma_5)U(p_1)\overline{V}(p_2)(1-\gamma_5)\overline{V}(K_2)$ и

$$M_d = \frac{e^2}{2\left(\overline{M}^2 - U\right)}\overline{U}(K_2)(1+\gamma_5)U(p_1)\overline{V}(p_2)(1-\gamma_5)V(K_1),$$

где $t = (p_1 - K_1)^2$, $U = (p_1 - K_2)^2$, $\overline{M}$ – масса виртуальной (промежуточной) частицы, остальные обозначения стандартные.

Учет поляризации начальных частиц проявляется в добавлении к результатам работы [4].

$$\left|\overline{M}\right|^2 = 16e^4\left[\frac{(p_1K_1)^2}{\left(\overline{M}^2 - t\right)^2} + \frac{(p_1K_2)^2}{\left(\overline{M}^2 - U\right)^2} - \frac{\overline{M}_\gamma^2(p_1p_2)}{\left(\overline{M}^2 - t\right)\left(\overline{M}^2 - U\right)}\right]$$

слагаемых

$$\left|\Delta M\right|^2 = 16m_e e^4\left[\frac{(p_1K_1)(K_2s_2) - (p_2K_2)(s_1K_1) - m_e(K_1s_1)(K_2s_2)}{\left(\overline{M}^2 - t\right)^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{(p_1K_2)(K_1s_2) - (s_1K_2)(K_1p_2) - m_e(s_1K_2)(K_1s_2)}{\left(\overline{M}^2 - U\right)^2} + \frac{\overline{M}_\gamma^2\left(m_e(s_1s_2) + (p_1s_2) + (s_1p_2)\right)}{\left(\overline{M}^2 - t\right)\left(\overline{M}^2 - U\right)}\right],$$

где $\overline{M}_\gamma$ – масса фотино, s_1 и s_2 - 4-х векторы поляризации заряженных лептонов.

В с.ц.и в 3-х мерном виде

$$(p_1K_1) = (p_2K_2) = E^2 - (\vec{p}\vec{q}),$$
$$(p_1p_2) = 2E^2 - m_e^2,$$
$$(p_1K_2) = (p_2K_1) = E^2 + (\vec{p}\vec{q}),$$
$$(K_1s_1) = -(\vec{q}\,\vec{\eta}_1) + \frac{(\vec{p}\,\vec{\eta}_1)\left(E^2 + m_eE - (\vec{p}\vec{q})\right)}{m_e(m_e + E)},$$

$$\left(K_2 s_2\right) = \left(\vec{q}\,\vec{\eta}_2\right) + \frac{\left(\vec{p}\,\vec{\eta}_2\right)\left(\left(\vec{q}\vec{p}\right) - E^2 - m_e E\right)}{m_e\left(m_e + E\right)},$$

$$\left(K_1 s_2\right) = -\left(\vec{q}\,\vec{\eta}_2\right) - \frac{\left(\vec{p}\,\vec{\eta}_2\right)\left(E^2 + m_e E + \left(\vec{q}\vec{p}\right)\right)}{m_e\left(m_e + E\right)},$$

$$\left(K_2 s_1\right) = \left(\vec{q}\,\vec{\eta}_1\right) + \frac{\left(\vec{p}\,\vec{\eta}_1\right)\left(E^2 + m_e E + \left(\vec{q}\vec{p}\right)\right)}{m_e\left(m_e + E\right)}$$

$$\left(s_1 s_2\right) = -\left(\vec{\eta}_1\vec{\eta}_2\right) - \frac{2}{m_e^2}\left(\vec{p}\,\vec{\eta}_1\right)\left(\vec{p}\,\vec{\eta}_2\right),$$

$$\left(p_1 s_2\right) = -\frac{2E}{m_e}\left(\vec{p}\,\vec{\eta}_2\right),\ \left(p_2 s_1\right) = \frac{2E}{m_e}\left(\vec{p}\,\vec{\eta}_1\right),$$

где $\vec{p}$ и $\vec{q}$ - импульсы e^- и $\tilde{\gamma}_1$, E – энергия начальной частицы, $\vec{\eta}_1$ и $\vec{\eta}_2$ – единичные векторы поляризации e^- и e^+.

Считая начальные частицы поперечно поляризованными $\left(\vec{p}\,\vec{\eta}_1 = \vec{p}\,\eta_2 = 0\right)$, получаем, что

$$\left|\Delta \mathrm{M}\right|^2 = 16 m_e e^4 \left[\frac{\left(E^2 - \left(\vec{p}\vec{q}\right)\right)\left(\vec{q}\,\vec{\eta}_2\right) + \left(\vec{q}\,\vec{\eta}_1\right) + m_e\left(\vec{q}\,\vec{\eta}_1\right)\left(\vec{q}\,\vec{\eta}_2\right)}{\left(\overline{\mathrm{M}}^2 - t\right)^2} + \frac{m_e\left(\vec{q}\,\vec{\eta}_1\right)\left(\vec{q}\,\vec{\eta}_2\right) - \left(E^2 + \left(\vec{p}\vec{q}\right)\right)\left(\left(\vec{q}\,\vec{\eta}_2\right) + \left(\vec{q}\,\vec{\eta}_1\right)\right)}{\left(\overline{\mathrm{M}}^2 - U\right)^2} - \right.$$
$$\left. - \frac{m_e \overline{\mathrm{M}}_\gamma^2\left(\vec{\eta}_1\vec{\eta}_2\right)}{\left(\overline{\mathrm{M}}^2 - t\right)\left(\overline{\mathrm{M}}^2 - U\right)}\right],$$

то есть все слагаемые в $\left|\Delta \mathrm{M}\right|^2$ содержат множитель m_e, а значит в данном случае поляризационные корреляции существенны лишь при малых энергиях.

Если $\left(\vec{p}\,\vec{\eta}\right) \neq 0$, то множитель m_e может сокращаться и поляризационные корреляции могут стать более заметны.

Однако, выбор M_b и M_d не является единственным [4], поэтому полученные результаты следует рассматривать лишь как один из возможных вариантов.

Список литературы

1. Гнедов Ю.А., Казак В.Ф. Естественные и технические науки №3, 2008.
2. Гнедов Ю.А., Казак В.Ф. Естественные и технические науки №3, 2009.
3. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М. УРСС. 2005.
4. Haber H.E., Kane G.L. Physics Reports, 117, № 2-4, 1985.