Сковпень Ю.И.
декабрь 2009

Изучение распадов τ лептона в e^+e^- аннигиляции.

1 Измерение параметров слабого заряженного тока в распадах τ лептона.

1.1 Распад $\tau^- \to l^-\bar{\nu}_l\nu_\tau$ $(l = \mu, e)$.

Общий вид гамильтониана взаимодействия описывающего распад τ- лептона имеет следующий вид:

$$H = \sum_{i=S,P,V,A,...} \{C_i(\bar{u}_l\Gamma_i v_{\nu_l})(\bar{v}_{\nu_\tau}\Gamma^i u_\tau) + h.c\} \tag{1}$$

Если не измеряется поляризация конечного лептона, то вероятность распада описывается следующей формулой [1]:

$$d^2\Gamma(x,\theta)/dxd(cos\theta) \sim \sqrt{x^2 - x_0^2}\{[x(1-x) + \frac{2}{9}\rho(4x^2 - 3x - x_0^2) + \eta x_0(1-x)]$$

$$-\frac{1}{3}P_\tau\xi\sqrt{x^2 - x_0^2}cos\theta[1 - x + \frac{2}{3}\delta(4x - 3 - \frac{\mu}{m}x_0)]\}, \tag{2}$$

где $x = E_l/W$, $x_0 = \mu/W$, $W = (m^2 + \mu^2)/2m$, E_l и μ - энергия и масса лептона (μ или e) соответственно, m - масса τ- лептона, θ - угол между направлением вылета лептона и спином τ- лептона, P_τ - поляризация τ-лептона, ρ, η, ξ, δ - билинейные комбинации констант связи C_i. В стандартной модели с V-A заряженными токами $\rho = 3/4, \eta = 0, \xi = 1, \delta = 3/4$.

1.2 Распад $\tau^- \to h^-\nu_\tau$ $(h = \pi, \rho, a_1)$.

Угловое распределение адрона в этом распаде имеет следующий вид [2]:

$$d\Gamma(\theta)/d(cos\theta) \sim (1 + \alpha\xi_h P_\tau cos\theta). \tag{3}$$

В стандартной модели с V-A заряженными токами $\xi_h = 1$, $\alpha = 1$ для частиц со спином 0 и $\alpha = (m^2 - 2m_h^2)/(m^2 + 2m_h^2)$ для частиц со спином 1, m_h- масса адрона.

1.3 Измерение параметров ρ и η.

Параметры ρ и η измеряются по энергетическому спектру конечного лептона. Эти параметры были измерены во многих экспериментах. Полученные значения согласуются со стандартной моделью [3]:

$\rho(e) = 0.747 \pm 0.010$,
$\rho(\mu) = 0.763 \pm 0.020$ и $\eta(\mu) = 0.094 \pm 0.073$.

1.4 Измерение параметров ξ, δ и ξ_h.

Из измерения угловых корреляций и энергетических спектров конечных частиц в реакции $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to ll$ или lh или hh определяются билинейные комбинации параметров ξ, δ и ξ_h [2]. Параметр ξ_h может быть также измерен через анализ адронной системы в полулептонном распаде τ- лептона [4].

Если начальное состояние e^+e^- поляризовано, то значения ξ, δ и ξ_h могут быть измерены из угловой корреляции между импульсом l или h и поляризацией начального состояния. Такие эксперименты проведены на детекторе SLD [5].

Параметры ξ, δ и h_{ν_τ} были измерены во многих экспериментах. Полученные значения согласуются со стандартной моделью [3]:

$\xi(e) = 0.994 \pm 0.040$ и $\delta\xi(e) = 0.734 \pm 0.028$,
$\xi(\mu) = 1.030 \pm 0.059$ и $\delta\xi(\mu) = 0.778 \pm 0.037$,

$\xi(\pi) = 0.993 \pm 0.022$,
$\xi(\rho) = 0.994 \pm 0.008$,
$\xi(a1) = 1.001 \pm 0.027$.

1.5 Отличие экспериментов с неполяризованными и поляризованными e^+e^- пучками.

Вероятность распада зависит от спина τ- лептона следующим образом:

$$\frac{d\Gamma}{d\vec{n}} \sim (A + B\vec{s}\vec{n}) \tag{4}$$

где $\vec{s}$ и $\vec{n}$ - спин и направление вылета конечной частицы в распаде τ. Измерение параметров определяющих величину "A"не зависит от поляризации начальных пучков. Для измерения параметров входящих в "B"необходимо измерение корреляции $\vec{s}\vec{n}$.

Неполяризованные пучки:
Используется корреляция спинов τ^+ и τ^- рождающихся в e^+e^-. Измерение корреляции $\vec{n}^+\vec{n}^-$ ($\vec{n}^+$ и $\vec{n}^-$ направление вылета конечных частиц от распада τ^+ и τ^- соответственно) позволяет определить "$B(\tau^+)B(\tau^-)$, то есть

билинейные комбинации параметров. Измерение этой величины для различных мод распада τ позволяет определить параметры входящих в "B"с точностью до знака. Знак определяется по измерению "B"в распаде $\tau \to a_1\nu$ по угловой корреляции конечных частиц в распаде a_1.

Поляризованные пучки:
τ- лептоны поляризованы. Измерение угловой зависимости частицы от распада τ с направлением e^+e^- пучков определяет величину "B".

2 Поиск CP- нарушения в распадах τ- лептонов.

Стандартная теория предполагает, что источником CP- нарушения является комплексная массовая матрица. Матричными элементами этой матрицы являются произведения констант связи фермиона с хигсовским полем и вакуумным средним этого поля. CP- нарушение в распадах адронов измерено в распадах K и B мезонов. В распадах лептонов CP- нарушение не наблюдалось. Комплексная массовая матрица для кварков приводит к CP- нарушению в распадах лептонов только во втором порядке. Для распадов $\tau^\mp \to K^\mp\pi^0\nu(\bar{\nu})$ CP- ассиметрия была оценена в работе [6] и составляет 10^{-12}. CP- ассиметрия для распадов $\tau^\mp \to K_S\pi^\mp\nu(\bar{\nu}) \to [\pi^+\pi^-]_{K_S}\pi^\mp\nu(\bar{\nu})$ составляет $\sim 3 \times 10^{-3}$ [7], [8].

Возможным механизмом CP- нарушения является обмен новой частицей. Предположим, что распад обусловлен двумя диаграммами A и B, вклад которых в амплитуду распада $M = A + B$ представим в виде:

$$A = exp(i\phi_j)a, \tag{5}$$

$$B = exp(i\phi_{j'} + i\delta)b, \tag{6}$$

$$\begin{aligned} &|M|^2 = |a|^2 + |b|^2 \\ &+(ab^+ + a^+b)cos(\phi_j - \phi_{j'} - \delta) \\ &+(ab^+ - a^+b)sin(\phi_j - \phi_{j'} - \delta) \end{aligned} \tag{7}$$

для расрада τ^- и

$$A' = exp(i\phi_j)a', \tag{8}$$

$$B' = exp(i\phi_{j'} - i\delta)b', \tag{9}$$

$$
\begin{aligned}
&|M|^2 = |a'|^2 + |b'|^2 \\
&+(a'b'^+ + a'^+b')cos(\phi_j - \phi_{j'} + \delta) \\
&+(a'b'^+ - a'^+b')sin(\phi_j - \phi_{j'} + \delta)
\end{aligned} \qquad (10)
$$

для расрада τ^+.

<u>Неполяризованные τ- лептоны:</u>
Если поляризация не измеряется, то тогда $(ab^+ - a^+b) = 0$ и CP- нарушение пропорционально $cos(\phi_j - \phi_{j'} + \delta)$. Таким образом, вероятности распадов для τ^- и τ^+ будут отличны если фаза сильного взаимодействия $\phi_j - \phi_{j'} \neq 0$, что возможно для полулептонных распадов лептонов с двумя и более адронами в конечном состоянии.

В этом случае CP- нарушение может быть измерено как разность в вероятости распада для полулептонных распадов τ^+ и τ^- с двумя и более адронами в конечном состоянии, например:

$$\Gamma(\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau) \neq \Gamma(\tau^+ \to \pi^+\pi^0\bar{\nu}_\tau), \qquad (11)$$

$$\Gamma(\tau^- \to K^0\pi^-\nu_\tau) \neq \Gamma(\tau^+ \to K^0\pi^+\bar{\nu}_\tau). \qquad (12)$$

Для измерения фазы связанной с CP- нарушением необходимо знать фазу связанную с сильным взаимодействием в конечном состоянии. Как показано в работе [9], для распадов $\tau \to h_1h_2\nu$ CP- нарушающий вклад пропорционален $cos\psi cos\beta$, где ψ - угол вылета τ в системе покоя адронов, β - угол вылета адрона и CP- нечетная асимметрия определяется из разности числа расрадов τ^+ и τ^-:

$$A_{CP}(cos\beta cos\psi) = \frac{N^+(cos\beta cos\psi) - N^-(cos\beta cos\psi)}{N^+(cos\beta cos\psi) + N^-(cos\beta cos\psi)}. \qquad (13)$$

Возможность измерения CP- нарушения обсуждалась также в работах [10] ($\tau \to 3\pi\nu$), [11] ($\tau \to N\pi\nu$), [12] ($\tau \to \omega\pi\nu$, $\tau \to a_1\pi\nu$, $\tau \to K\pi\pi\nu$), [13] ($\tau \to K\pi(\eta, \eta')\nu$), [14] ($\tau \to K\pi\pi\nu$).

Результаты экспериментов по поиску CP- нарушения в распадах $\tau \to h_1h_2\nu$:

$\tau^- \to K^0\pi^-\nu$
первые результаты были получены в работе CLEO [15] $-1.7 < gsin\delta < 0.6$ (90% CL), где g- отношение скалярной и векторной константы взаимодеиствия, в настоящее время ограничение на CP- нарушающую амплитуду в этом распаде составляет $-1.172 < Im(\Lambda) < 0.067$ (90% CL) [16], где Λ- относительная константа связи, описывающая вклад в CP- нарушающей амплитуды.

$\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu$
первые результаты были представлены в работе BELLE [17] $|A_{CP}(cos\beta cos\psi)|$

< 0.010 (90% CL). Результат, полученный в эксперименте CLEO, составляет $-0.046 < Im(\Lambda) < 0.022$ (90% CL) с использованием корелляций и $-0.033 < Im(\Lambda) < 0.089$ (90% CL) без использования корелляций в распадах τ^+ и τ^- [18].

Поляризованные τ- лептоны:
Продольная поляризация e^+e^- дает возможность измерения CP- нарушения даже если фаза сильного взаимодействия равна 0 [19], [20]. В реакции $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ с продольно поляризованными пучками, τ лептоны рождаются поляризованными. Тогда возможно измерение зависимости вероятности распада от $c_1\vec{s}\cdot\vec{p}_1$ и $c_2\vec{s}\cdot(\vec{p}_1\times\vec{p}_2)$, где $\vec{s}$ - вектор поляризации τ^-, $\vec{p}_1$ и $\vec{p}_2$ - импульсы конечных частиц. Аналогично вероятность распада τ^+ будет содержать $c_1'\vec{s}'\cdot\vec{p}_1'$ и $c_2'\vec{s}'\cdot(\vec{p}_1'\times\vec{p}_2')$ При CP- отражении $\vec{s}\cdot\vec{p}_1 \to -\vec{s}'\cdot\vec{p}_1'$ и $\vec{s}\cdot(\vec{p}_1\times\vec{p}_2) \to \vec{s}'\cdot(\vec{p}_1'\times\vec{p}_2')$. $c_1 \neq -c_1'$ или $c_2 \neq c_2'$ означает наблюдение CP-нарушения. Если процесс не содержит фазы сильного взаимодействия, например полулептонные распады с одним адроном в конечном состоянии или лептонные распады τ, то $c_1 \neq -c_1'$ означает наблюдение CPT- нарушения. Анализ для возможного измерения в распадах $\tau^\mp \to \pi^\mp\pi^0\nu(\bar{\nu})$ был сделан в работе [19].

Возможность использования поляризованных τ- лептонов для измерения CP- нарушения обсуждалась в работах [10] ($\tau \to 3\pi\nu$), [21] ($\tau \to 3\pi\nu$), [22] ($\tau \to K\pi\nu$).

Также отметим, что поляризованные пучки позволяют поиск T и CP-нарушения в лептонных распадах τ. Измерение зависимости вероятности распада от $\vec{s}\cdot(\vec{p}_\mu\times\vec{s}_\mu)$ является измерением T- нарушения. CP- нарушение проверяется сравнением этого вклада в распадах τ^+ и τ^- [23]. Так как вероятность распада поляризованного μ содержит зависимость $\vec{s}_\mu\cdot\vec{p}_e$, то это означает измерение зависимости вероятности распада от $\vec{s}\cdot(\vec{p}_\mu\times\vec{p}_e)$. Для такого эксперимента требуется измерение поляризации μ, что требует специального детектора.

Список литературы

[1] F.Scheck, Phys. Reports, 44, 187, 1978.

[2] Y.-S.Tsai, Phys. Rev., D4, 2821, 1971.

[3] Particle Data Group, Journal of Physics, G33, 1, 2006.

[4] H.Kuhn and F.Wagner, Nucl. Phys., B236, 16, 1984.

[5] K.Abe et al, Phys. Pev. Lett., 78, 4691, 1997.

[6] D.Delepine, G.Lopez Castro, L.-T.Lopez Lozano, Phys. Rev., D72, 033009, 2005.

[7] I.I.Bigi, A.I.Sanda, Phys. Lett., B625, 47, 2005.

[8] G.Calderon, D.Delepine, G.Lopez Castro, Phys. Rev., D75, 076001, 2007.

[9] J.H.Kuhn, E.Mirkes, Phys. Lett., B398, 407, 1997.

[10] Y.S.Tsai, arXiv:hep-ph/9801274v1, 1998.

[11] A.Datta, K.Kiers, D.London, P.J.O'Donnel, A.Szynkman, Phys. Rev., D75, 074007, 2007.

[12] K.Kiers, arXiv:0806.4585v2 [hep-ph], 2008.

[13] K.Kiers, arXiv:0808.0674v2 [hep-ph], 2008.

[14] K.Kiers, K.Little, A.Datta, D.London, M.Nagasima, A.Szynkman, Phys. Rev., D78, 113008, 2008.

[15] S.Andersen et al, Phys. Rev. Lett., 81, 3823, 1998.

[16] G.Bonvicini et al, Phys. Rev. Lett., 88, 111803-1, 2002.

[17] H.Hayashii, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.), B98, 141, 2001.

[18] P.Avery et al, Phys. Rev., D64, 092005-1, 2001.

[19] Y.S.Tsai, Phys. Rev., D51, 3172, 1995.

[20] Y.S.Tsai, Phys. Lett., B378, 272, 1996.

[21] S.Y.Choi, K.Hagiwara, M.Tanabashi, Phys. Rev., D52, 1614, 1995.

[22] S.Y.Choi, J.Lee, J.Song, Phys. Lett., B437, 191, 1998.

[23] Y.S.Tsai, hep-ph/9506252, 1995.