Письма в ЖЭТФ, том 54, вып. 2, стр. 75 — 77 25 июля 1991 г.

НАСКОЛЬКО РЕДКИ РАСПАДЫ $Z \to \gamma J/\Psi$ И $Z \to \gamma\Upsilon(1S)$?

Н.Н.Ачасов

Институт математики АН СССР
630090, Новосибирск

Поступила в редакцию 28 мая 1991 г.

Однопетлевые приближения $Z \to c\bar{c} \to \gamma\gamma^*$ и $Z \to b\bar{b} \to \gamma\gamma^*$ в стандартной электрослабой модели сравниваются с приближениями модели векторной доминантности $Z \to \gamma J/\Psi \to \gamma\gamma^*$ и $Z \to \gamma\Upsilon(1S) \to \gamma\gamma^*$ в области реальных γ-квантов. В результате получается правило сумм, из которого следует, что $BR(Z \to \gamma J/\Psi) = 10^{-5}$ и $BR(Z \to \gamma\Upsilon(1S)) = 3\cdot 10^{-5}$, что на два порядка больше, чем принято ожидать.

Вычислим амплитуду $Z \to \gamma(k_1)\gamma^*(k_2)$, обусловленную однопетлевой треугольной диаграммой с промежуточными тяжелыми кварками ($Z \to c\bar{c} \to \gamma\gamma^*$ или $Z \to b\bar{b} \to \gamma\gamma^*$) для $0 \le k_2^2 = E^2 \le 4m_q^2 (k_1^2 = 0)$ в системе покоя Z-бозона.

$$T(Z \to \gamma\gamma^*) = M^2 E(1 - \frac{E^2}{M^2}) t_q(E, M)\cdot$$

$$\cdot\{\frac{E}{M}(\vec{n}\cdot\vec{e}(Z))(\vec{n}\cdot[\vec{e}(\gamma^*)\cdot\vec{e}(\gamma)]) + (\vec{n}\cdot\vec{e}(\gamma^*))(\vec{n}\cdot[\vec{e}(\gamma)\cdot\vec{e}(Z)]\}, \qquad (1)$$

где M - масса Z-бозона, $M^2 = (k_1 + k_2)^2$, $\vec{n} = \vec{k}_1/|\vec{k}_1|$, $\vec{e}(Z)$, $\vec{e}(\gamma^*)$ и $\vec{e}(\gamma)$ - трехмерные вектора поляризации, $q = c$, b - кварк, m_q - масса кварка. $t_q(E,\ M)$ учитывает три одинаковые петли, отвечающие трем цветам,

$$t_q(E,\ M) = \sigma_q \frac{e^3}{4}\frac{e_q^2 3}{\cos\theta_W \sin\theta_W}\frac{1}{4\pi^2}\{\frac{M^2}{M^2 - E^2}\cdot$$

$$\cdot\left[i\rho(\pi + i\ln\frac{1+\rho}{1-\rho}) + 2\sqrt{-\beta^R}\mathrm{arctg}\frac{1}{\sqrt{-\beta^2}}\right] - \frac{m_q^2}{M^2 - E^2}\cdot$$

$$\cdot\left.[(\pi + i\ln\frac{1+\rho}{1-\rho})^2 - 4(\mathrm{arctg}\frac{1}{\sqrt{-\beta^2}})^2] + 1\right\}\frac{1}{M^2 - E^2}, \qquad (2)$$

$$\rho^2 = 1 - 4m_q^2/M^2, \qquad \beta^2 = 1 - 4m_q^2/E^2.$$

$$\sigma_c = 1, \qquad \sigma_b = -1, \qquad e_c = 2/3, \qquad e_b = 1/3.$$

В других областях E^2 (и M^2) $t_q(E,\ M)$ получается аналитическим продолжением [1]. Например, для $Q^2 = -E^2 \ge 0$

$$\sqrt{-\beta^2} \to -i\beta, \qquad \mathrm{arctg}\frac{1}{\sqrt{-\beta^2}} \to i\frac{1}{2}\ln\frac{\beta+1}{\beta-1}. \qquad (3)$$

В области $0 \le Q^2 = -E^2 \ll M^2$

$$t_q(E, M) = \sigma_q \frac{e\alpha}{4}\frac{e_q^2 3}{\cos\theta_W \sin\theta_W}\frac{1}{M^2}\ (i - \frac{2}{\pi}\ln\frac{M}{m_q} + \frac{1}{\pi} + \frac{\beta}{\pi}\ln\frac{\beta+1}{\beta-1}) \qquad (4)$$

описывает амплитуду $Z \to q\bar{q} \to \gamma\gamma^*$ с точностью до высших поправок КХД и стандартной электрослабой теории, т. е. с точностью до поправок порядка $\alpha_s(4m_q^2)/\pi$, $\alpha_s(M^2)/\pi$ и α/π.

С другой стороны, в области $0 \le E^2 \le m_V^2$ общепринятой рабочей моделью является модель доминантности векторных мезонов $V = \rho, \ \omega, \ \phi$ в электрическом токе легких кварков. Хорошая репутация у этой модели и в случае электромагнитном тока c-кварков, $V = J/\Psi$ [2].

Давайте "сошьем" однопетлевое приближение (1) с приближением модели векторной доминантности

$$T(Z \to \gamma\gamma^*) = M^2 E(1 - \frac{E^2}{M^2}) t_V(E, M) \cdot$$

$$\cdot \{ \frac{E}{M} (\vec{n} \cdot \vec{e}(Z))(\vec{n}[\vec{e}(\gamma^*) \cdot \vec{e}(\gamma)]) + \vec{n}\vec{e}(\gamma^*))(\vec{n} \cdot [\vec{e}(\gamma) \cdot \vec{e}(Z)])\},$$

$$t_V = \frac{m_V^2}{m_V^2 - E^2} \frac{e}{f_V} T_V(M, \ m_V) \qquad (5)$$

где $E^2 = 0$. В результате получим правило сумм

$$T_V(M, \ m_V) = \sigma_q \frac{\alpha f_V}{4} \frac{e_q^2 3}{\cos\theta_W \sin\theta_W} \frac{1}{M^2} (i - \frac{2}{\pi} \ln \frac{M}{m_q} + \frac{3}{\pi}) = f_V T_q, \qquad (6)$$

которое связывает интеграл от скачка амплитуды по промежуточным адронным состояниям (V-мезон) с интегралом от скачка амплитуды по $q\bar{q}$ - промежуточным состояниям в E-канале.

Необычной чертой этого правила сумм является наличие в правой части (6) мнимой величины, которая обусловлена скачком амплитуды по промежуточным $q\bar{q}$ состояниям в M-канале и хорошо (с точностью до поправок порядка $\alpha_s(M^2)/\pi$) описывает скачок по промежуточным адронным состояниям.

Ширина распада $Z \to \gamma V$

$$\Gamma(Z \to \gamma V) = \frac{1}{24\pi} (1 - \frac{m_V^2}{M^2})^3 (1 + \frac{m_V^2}{M^2}) M^3 m_V^2 |T_V(M, \ m_V)|^2 \cong$$

$$\frac{1}{24\pi} M^3 m_V^2 |T_V(M, \ m_V)|^2 =$$

$$\frac{1}{24\pi} M^3 m_V^2 |T_q|^2 f_V^2 = \frac{1}{24} \alpha^2 \frac{f_V^2}{4\pi} \frac{e_q^4 9}{4\cos^2\theta_W \sin^2\theta_W} \frac{m_V^2}{M} [1 + \frac{1}{\pi^2} (2 \ln \frac{M}{m_q} - 3)^2]. \qquad (7)$$

Для определения $f_V^2/4\pi$ используем экспериментальные данные [3] для

$$\Gamma(V \to e^+e^-) = \frac{4\pi}{3} \frac{m_V}{f_V^2} \alpha^2. \qquad (8)$$

В результате получим

$$f_{J/\Psi}^2/4\pi = 11,7; \qquad f_{\Upsilon(1s)}^2/4\pi = 125. \qquad (9)$$

Используя (7), (9), $m_c = 1,55$ГэВ, $m_b = 5$ ГэВ и $\Gamma_Z = 2,53$ ГэВ [3] получаем

$$BR(Z \to \gamma J/\Psi) = 10^{-5}, \quad BR(Z \to \gamma \Upsilon(1S)) = 3 \cdot 10^{-5}, \qquad (10)$$

что на два порядка больше, чем принято ожидать [4,5]. Поэтому я не разделяю пессимизма [5] относительно возможности наблюдения на ЛЭП'е высокой светимости распадов $Z \to \gamma J/\Psi$ и $Z \to Z \to \gamma V$. Ожидаемое угловое распределение в реакции $e^+e^- \to Z \to \tilde{\gamma}V$

$$W(\theta) = \frac{3}{8}\frac{1+\cos^2\theta + 2m_V^2/M^2\sin^2\theta}{1+m_V^2/M^2} \cong (1+\cos^2\theta), \qquad (11)$$

где θ - угол между импульсом γ-кванта и осью пучков.

1. Achasov N.N. Phys. Lett. B, 1989, 222, 139,
2. Novikov V.A. et al. Nucl. Phys. B, 1980, 165, 55, 67,
3. Particle Data Group. Phys. Lett. B, 1990, 239, 1.
4. Guberina G. et al. Nucl. Phys. B, 1980, 174, 317; Kuhn J.H. Acta Phys. Pol. B, 1981, 12, 347.
5. Cocolicchio D., Dittmar M. CERN-TH. 1990, 5753/90.