

О ПОРОГОВОМ ПОВЕДЕНИИ СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ t -КВАРКОВ В e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИ

В.С. Фадин, В.А. Хозе

Рассмотрен процесс e^+e^- -аннигиляции пары тяжелых t -кварков в случае, когда $m_t \gg M_W$. Показано, что полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ в околопороговой области является вычислимой функцией массы кварка, его ширины и цветовой константы α_S .

Обнаруженное группой АРГУС ¹ большое $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ смешивание приводит в рамках стандартной модели (СМ) электрослабых взаимодействий к заключению, что масса t -кварка должна быть велика: $m_t \approx 100 - 150$ ГэВ ($m_t \geq 60$ ГэВ, см. например ², подробная библиография приведена в ³). Из анализа современных экспериментов по прямому поиску t и измерению параметров калибровочных бозонов следует ограничение ⁴: $44 \leq m_t \leq 190 - 220$ ГэВ.

Большая величина массы $m_t \geq M_W$ приводит к ряду важных предсказаний для свойств t . В первую очередь, они связаны с ожидаемой большой шириной $\Gamma_t \approx (m_t/M_W)^3 \cdot 175$ МэВ ⁵ и полностью определяется полуслабым распадом $t \rightarrow W^+b$ (это же справедливо и для кварка нового поколения Q , если в его распадах доминирует полуслабый канал). Напомним также, что в случае тяжелых кварков влияние непертурбативных эффектов на свойства связанных состояний с небольшими квантовыми числами мало ^{6, 7}, и динамические свойства кварков определяются лишь электрослабыми и пертурбативными КХД-взаимодействиями ^{5, 8}.

Особенно интересна область околопорогового рождения $t\bar{t}$, где взаимодействие сводится к двухчастичному потенциалу кулоноподобного типа, и полное сечение $\sigma_{t\bar{t}}$ процесса $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ описывается вычислимой функцией массы и ширины кварка. Ниже порога кварки связываются на расстояниях $r \sim k^{-1} \sim (\alpha_S m_t)^{-1}$ и (по крайней мере, в случае низших уровней) кварконий $t\bar{t}$ образует стандартную кулоновскую систему. Основное $3S_1$ -состояние — топоний T — локализовано на расстояниях $r_1 \sim k_1^{-1}$ ($k_1 = 2/3 \alpha_S(k_1)m_t$), и его энергия, отсчитываемая от $2m_t$, равна

$$E_1 = -\frac{4}{9} \alpha_S^2(k_1)m_t. \quad (1)$$

Учет кулоновских эффектов и ширины t -кварка приводит к замене стандартного порогового фактора $\rho_V^{(0)} = 3/2 \beta_t$, отвечающего векторному вкладу в $\sigma_{t\bar{t}}$,

$$\rho_V^{(0)} \rightarrow \rho_V = \frac{3}{2} \left(\frac{4\pi}{m_t^2} \text{Im} G_{E+i\Gamma_t}(0, 0) \right). \quad (2)$$

Здесь $G_E(r, r')$ — функция Грина $t\bar{t}$ системы в синглетном по цвету состоянии, $E = \sqrt{s} - 2m_t = \beta_t^2 m_t$ — нерелятивистская энергия кварков; аксиальный вклад в околопороговой области мал: $\rho_A \sim \pi \alpha_S \beta_t^2$ (подробности см. в ⁸).

При постоянной цветовой константе α_S выражение для $\text{Im}G_{E+i\Gamma_t}(0,0)$ имеет вид

$$\text{Im}G_{E+i\Gamma_t}(0,0) = \frac{m_t^2}{4\pi} \left[\frac{k_+}{m_t} + \frac{2k_1}{m_t} \arctg \frac{k_+}{k_-} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\bar{k}_1^2}{m_t^2 n^4} \frac{\Gamma_t \bar{k}_1 n + k_+ (n^2 \sqrt{E^2 + \Gamma_t^2} + \bar{k}_1^2/m_t)}{\left(E + \frac{\bar{k}_1^2}{m_t n^2}\right)^2 + \Gamma_t^2} \right], \quad (3)$$

$$\bar{k}_1 = \frac{2}{3} \alpha_S m_t, \quad k_{\pm} = \sqrt{\frac{m_t}{2} (\sqrt{E^2 + \Gamma_t^2} \pm E)}.$$

Первый член в квадратных скобках отвечает борновскому приближению, модифицированному эффектами ширины Γ_t , второй — однопетлевой поправке, а третий член есть сумма по связанным S -волновым состояниям, которые приобретают ширину $\Gamma = 2\Gamma_t$.

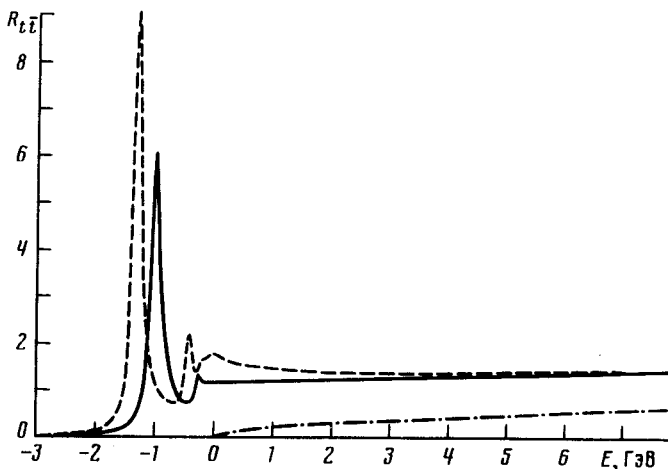


Рис. 1. Зависимость $R_{t\bar{t}}$ от E при $m_t = 100$ ГэВ. Сплошная кривая отвечает $\alpha_S = 0,150$, пунктирная — бегущей α_S .

Вспользуемся соотношением (3), чтобы проиллюстрировать эволюцию картины уровней кваркония $t\bar{t}$ и порогового поведения непрерывного спектра с изменением m_t . С учетом КЭД-эффектов, связанных с излучением фотонов начальными электронами, см., например ⁹, отношение $R_{t\bar{t}} = \sigma_{t\bar{t}} / (\sigma_{\mu^+ \mu^-})_{\text{кэд}}$ дается формулой:

$$R_{t\bar{t}} = \frac{9}{2} \frac{4\pi}{m_t^2} \left\{ Q_t^2 + \frac{v_t^2}{\kappa \left(1 - \frac{M_{\frac{3}{2}}^2}{4m_t^2}\right)^2} \right\} \frac{\left(1 + \frac{3}{4} \beta\right)}{\left(1 - P(4m_t^2)\right)^2} \times$$

$$\times \int_0^1 dx \beta x^{\beta-1} \text{Im}G_{E - m_t x + i\Gamma_t}(0,0), \quad (4)$$

где $Q_t = 2/3$ — заряд t -кварка, $v_t = 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$ — его аксиальная константа, $\kappa = (16 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W)^2$, $\beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{2m_t}{m_e} - \frac{1}{2} \right)$, $P(s)$ — реальная часть поляризационного оператора фотона.

Приведем несколько графиков зависимости величины $R_{t\bar{t}}$ от E при различных значениях m_t и α_S . Рис. 1 отвечает значению $m_t = 100$ ГэВ, рис. 2 — $m_t = 140$ ГэВ, рис. 3 — $m_t = 200$ ГэВ. При всех значениях m_t предполагалось, что $P(4m_t^2) \approx 0,07$. Сплошные кривые отвечают $\alpha_S = 0,150$, пунктирные кривые иллюстрируют простейший вариант учета зависимости α_S от характерных виртуальностей $\alpha_S = 4\pi (7,67 \ln(m_t \sqrt{E^2 + \Gamma_t^2} / \Lambda^2))^{-1}$ при $\Lambda = 100$ МэВ. Штрих-пунктирные кривые отвечают отсутствию взаимодействия между t и \bar{t} (ср. ⁵).

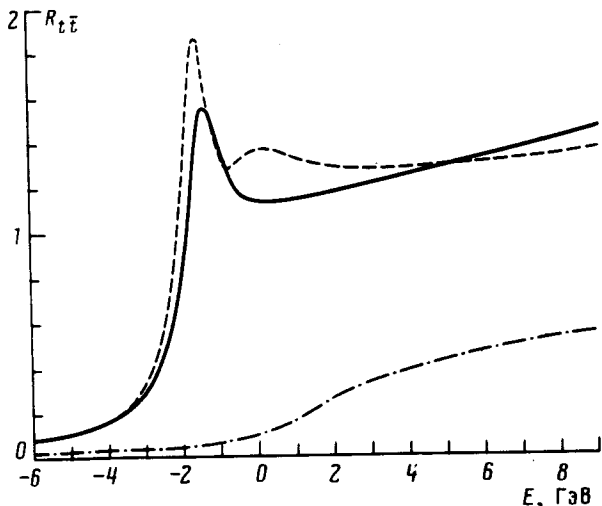


Рис. 2. Зависимость $R_{t\bar{t}}$ от E при $m_t = 140$ ГэВ. Сплошная кривая отвечает $\alpha_S = 0,150$, пунктирная — бегущей α_S .

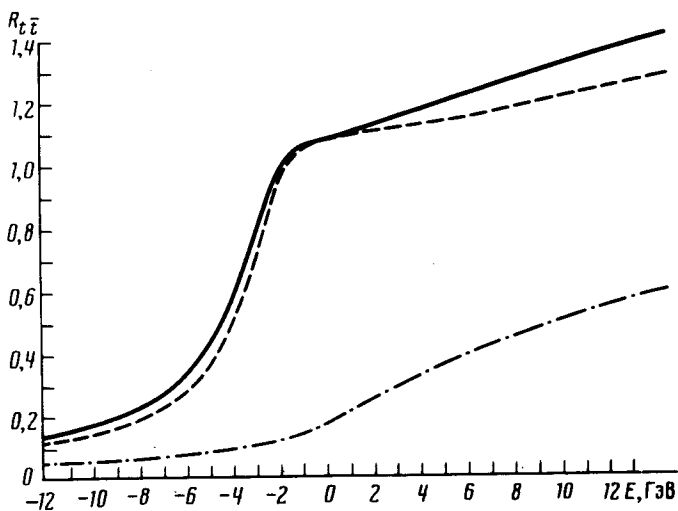


Рис. 3. Зависимость $R_{t\bar{t}}$ от E при $m_t = 200$ ГэВ. Сплошная кривая отвечает $\alpha_S = 0,150$, пунктирная — бегущей α_S .

Анализ поведения $\sigma_{t\bar{t}}$ в окрестности пороговой области позволяет сделать следующие выводы.

1. При $m_t < 100$ ГэВ образуется стандартная система кулоноподобных уровней, причем при $m_t = 100$ ГэВ основной уровень T имеет ширину $\Gamma_T = 2\Gamma_t \approx 170$ МэВ, которая существенно меньше, чем сдвиг положения T относительно $2m_t$: $\Delta E_1 \approx 1$ ГэВ при $\alpha_S = 0,15$ см. (1).

Сечение в резонансном максимуме топония равно

$$R_T = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow T \rightarrow \text{all})}{(\sigma_{\mu^+\mu^-})_{\text{КЭД}}} \approx \alpha_S^3(k_1) \frac{m_t}{\Gamma_t} \quad (6)$$

2. С ростом m_t высоты резонансных максимумов понижаются, ширины растут, непрерывный спектр сдвигается влево. При $m_t = 150$ ГэВ время жизни топония $\tau_T = 1/\Gamma_t$ становится сравнимым с $1/\Delta E_1 = (1,5 \text{ ГэВ})^{-1}$, то есть с характерным временем обращения t_R связанного $t\bar{t}$ -состояния $\tau_T \approx 1/\Delta E_1 \approx t_R \approx 0,13$ Ферми.

3. При дальнейшем увеличении m_t уровни $t\bar{t}$ перекрываются и сливаются с нерезонансным фоном (при $m_t = 200$ ГэВ и $\alpha_S = 0,13$, $\Delta E_1 = 1,5$ ГэВ, $\Gamma_T \approx 5$ ГэВ).

Таким образом, поведение процесса $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ в околопороговой области определяется вычисляемой "живой" функцией m_t, Γ_t, α_S . Изучение этой области на опыте даст возможность определить массу m_t , ширину Γ_t (и тем самым проверить предсказания СМ для времени жизни). В принципе, можно было бы также осуществить измерение α_S в условиях наиболее благоприятных с точки зрения теоретической интерпретации. Отметим также, что большой интерес с точки зрения критической проверки СМ представляет сопоставление прецизионного измерения M_Z с предсказанием СМ, учитывающим эффекты большой массы m_t .

Авторы благодарны М.Б.Волошину, Ю.Л.Докшицеру, А.Ю.Морозову, Н.Н.Николаеву, Н.Г.Уральцеву, М.А.Шифману и Э.В.Шуряку за стимулирующие обсуждения.

Литература

1. *Albrecht H. et al.* (ARGUS Collab.) – DESY Report, DESY 87-029, April, 1987.
2. *Khoze V.A., Uraltsev N.G.* Preprint LNPI-1290, June, 1987; *Fadin V.S., Khoze V.A., Uraltsev N.G.* Preprint IC/87/156, Trieste, July, 1987.
3. *All A.* DESY Report, DESY 87-083, July 1987.
4. *Altarelli G.* Talk given at the Int. EPS Conf. on High Energy Physics, Uppsala, Sweden, June-July 1987.
5. *Bigi I., Dokshitzer Yu., Khoze V., Kühn J., Zerwas P.* Phys. Lett., 1986, **181**, 157.
6. *Voloshin M.B.* Nucl. Phys., 1979, **154**, 365; *Волошин М.Б.* Ядерная физика, 1982, **36**, 247.
7. *Leutwyler H.* Phys. Lett., 1981, **98**, 447.
8. *Фадин В.С., Хозе В.А.* Ядерная физика, 1988, № 7.
9. *Baier V.N., Fadin V.S., Khoze V.A., Kuraev E.A.* Phys. Rept., 1981, **78**, 293.