15

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Г.И.Гах, Э.А.Кураев, В.С.Панин

ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ПРОЦЕССОВ ВО ВСТРЕЧНЫХ e e ПУЧКАХ С УЧАСТИЕМ ТЯЖЕЛОГО ЭЛЕКТРОНА

ПРЕПРИНТ 81 - 21

Новосибирск

Наряду с традиционной постановкой вопроса о границах применимости квантовой электродинамики (QED) на малых расстояниях возможна ее проверка с точки зрения характера взаимодействия лептонов с фотонами. Лоу [I] , в частности, предложил гипотезу о существовании тяжелого (возбужденного) электрона (Т.Э), взаимодействующего с обычным следующим образом:

$$\mathcal{H} = \frac{e\lambda}{2M}\bar{u}_{e^*}(p_1)[\hat{q}\hat{e}-\hat{e}\hat{q}]u(p_2), \quad q = p_2 - p_1 . \qquad (I)$$

Это взаимодействие не является ни минимальным, ни перенормируемым, но может быть низкоэнергетическим проявлением некоторого более общего (уже перенормируемого) взаимодействия.

Здесь мы приведем результаты расчетов сечений некоторых процессов с участием Т.Э., необходимых для получения информации о величине константы связи λ из экспериментальных данных.

Рассмотрим сначала процесс образования Т.Э. при e^+e^- столкновении. Соответствующие диаграммы приведены на рис.I.

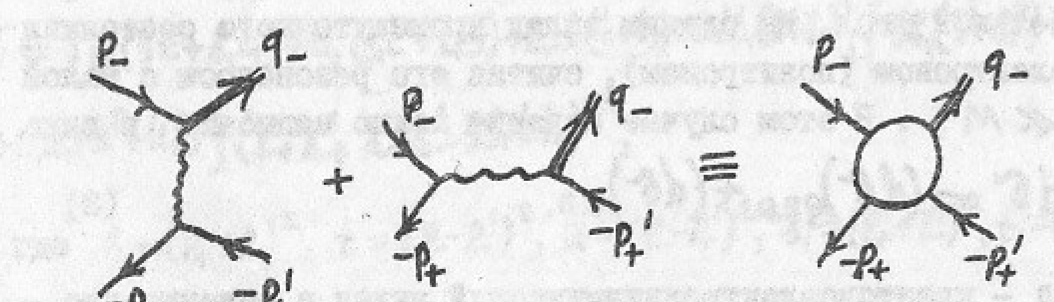

Рис.I.

Просуммированный по спиновым состояниям всех частиц квадрат модуля матричного элемента имеет вид:

$$\sum_{CM} |M|^2 = 16\frac{e^4\lambda^2}{M^2}\left(-\frac{s+t}{2st}\right)(s^2+t^2+u^2)$$

где

$s=(p_+ + p_-)^2$, $t=(p_+ - p_+')^2$, $u=(p_- - p_+')^2$, $p_+ + p_- = q_- + p_+'$, $q_-^2 = M^2$; $p_-^2 = p_+'^2 = m_e^2$.

Здесь и далее мы пренебрегаем членами $\sim m_e^2/s$ по сравнению с единицей, а массу тяжелого электрона считаем порядка энергии начальных частиц, $M \gg m_e$.

Для сечения процесса имеем

$$d\sigma = \frac{1}{2s}\frac{1}{2\cdot 2}\sum_{\text{сп}}|M|^2\frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^6}\frac{d^3q_- d^3p'_+}{2\varepsilon_- 2\varepsilon_+}\delta^{(4)}(p_+ + p_- - p'_+ - q_-) =$$

$$= \frac{\alpha^2\lambda^2}{2sM^2}\left(-\frac{s+t}{st}\right)(s^2+t^2+u^2)\left(1-\frac{M^2}{s}\right)dO_+ = \qquad (2)$$

$$= \frac{\alpha^2\lambda^2}{M^2}\left[\frac{1}{1-c} - \frac{y}{2} - \frac{y^3}{4}(1+c^2) + \frac{y^2(1+c^2)}{2(1-c)}\right]dO_+ ,$$

где $y = 1 - \frac{M^2}{s}$, $c = \cos(\widehat{\vec{p}_+, \vec{p}'_+})$.

Рассмотрим теперь процесс тормозного излучения при e^+e^- рассеянии на большой угол. Мы оценим вклад промежуточного состояния с тяжелым электроном (позитроном), считая его резонансом с малой шириной $\Gamma \ll M$. В этом случае сечение можно записать в виде

$$d\sigma = (d\sigma)_{QED} + (d\sigma)_{\text{Т.Э.}} \qquad (3)$$

где $d\sigma_{QED}$ - квантовоэлектродинамический вклад в сечение процесса [2], $d\sigma_{\text{Т.Э.}}$ - вклад диаграмм (см.рис.2) с участием тяжелого электрона. В рассматриваемом нами приближении (вблизи резонанса $e^*_\pm$) интерференция амплитуды рис.2 с QED-амплитудой отсутствует (с точностью до членов $\sim\lambda^4$ по сравнению с $\sim\lambda^2$), поскольку первая является почти мнимой и вторая реальна.

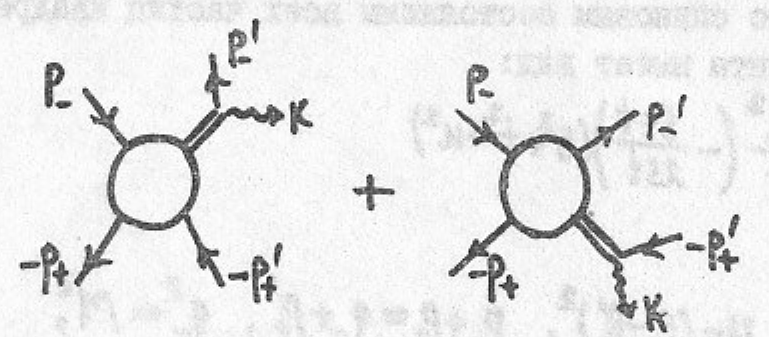

Рис.2.

Интерференционный вклад амплитуд рис.2 также отсутствует из-за различного положения резонансов

$$d\sigma_{\text{Т.Э.}} = d\sigma_+ + d\sigma_- , \qquad (4)$$

$$d\sigma_- = \frac{\alpha}{\pi}\frac{\Gamma_0^2}{(2\chi'_- - M^2)^2 + M^2\Gamma_0^2}\frac{s^2+u^2+t_1^2}{(-st_1M^2)}\left(s+t_1+u_1\left(1-\frac{2\chi'_-}{M^2}\right)\right)\frac{\chi'_-}{M^2}\,d\nu_+ d\nu_- d\varphi \cos\psi\cdot d\psi ,$$

$$d\sigma_+ = \frac{\alpha}{\pi}\frac{\Gamma_0^2}{(2\chi'_+ - M^2)^2 + M^2\Gamma_0^2}\frac{s^2+u_1^2+t^2}{(-stM^2)}\left(s+t+u_1\left(1-\frac{2\chi'_+}{M^2}\right)\right)\frac{\chi'_+}{M^2}\,d\nu_+ d\nu_- d\varphi\cdot\cos\psi\, d\psi ,$$

где $\Gamma_0 = \alpha\lambda^2 M/2$ - ширина резонансного состояния Т.Э. в его системе покоя [3], $\chi'_\pm = k p'_\pm$, ψ - угол между осью пучков и плоскостью конечных частиц, φ - азимутальный угол в этой плоскости, $y_\pm = \varepsilon'_\pm/\varepsilon$ - доли энергий конечных электрона и позитрона.

Приведем для полноты сечение процесса, рассчитанного в рамках QED : [2]

$$d\sigma_{QED} = \frac{\alpha^3\Gamma}{32\pi}\,d\nu_+ d\nu_- d\varphi\cdot\cos\psi\cdot d\psi ,$$

$$\Gamma = \{u(st+s_1t_1) + u_1(s_1t+t_1s) + 2ss_1(t+t_1) + 2tt_1(s+s_1)\}\{ss_1(s^2+s_1^2) + tt_1(t^2+t_1^2) +$$

$$+ uu_1(u^2+u_1^2)\}(\chi_+\chi'_+\chi_-\chi'_- ss_1tt_1)^{-1} , \qquad (5)$$

где $s = (p_+ + p_-)^2$, $t = (p_- - p'_-)^2$, $u = (p_- - p'_+)^2$, $s_1 = (p'_+ + p'_-)^2$, $t_1 = (p_+ - p'_+)^2$,

$u_1 = (p_+ - p'_-)^2$, $\chi_\pm = kp_\pm$, $\chi'_\pm = kp'_\pm$.

Предполагая резонанс узким $\Gamma_0 \ll M \sim \varepsilon$ проведем усреднение сечения в окрестности резонанса

$$\overline{d\sigma_-} = \frac{\alpha^2\lambda^2}{2sM^2}(s+t)\frac{s^2+u_1^2+t^2}{(-st)}\,d\nu_- dO\Big|_{\nu_+ = 1-\frac{M^2}{s}} ,$$

$$\overline{d\sigma_+} = \frac{\alpha^2\lambda^2}{2sM^2}(s+t_1)\frac{s^2+u^2+t_1^2}{(-st_1)}\,d\nu_+ dO\Big|_{\nu_- = 1-\frac{M^2}{s}} , \qquad (6)$$

$s = 4\varepsilon^2$, $t = -2\varepsilon^2 y_-(1-\cos(\widehat{\vec{p}_-\vec{p}'_-}))$, $t_1 = -2\varepsilon^2 y_+(1+\cos(\widehat{\vec{p}_-\vec{p}'_+}))$,

$u = -2\varepsilon^2 y_+(1-\cos(\widehat{\vec{p}_-\vec{p}'_+}))$, $u_1 = -2\varepsilon^2 y_-(1+\cos(\widehat{\vec{p}_-\vec{p}'_-}))$.

Отметим, что вклад в сечение $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ от Т.Э. (6) совпадает с сечением двухступенчатого процесса: образования $e^{\pm *}$ в процессе $e^+e^- \to e^{\pm}e^{\mp *}$ в соответствии с (2) и затем изотропным в своей системе покоя распадом $e^{\pm *} \to e^{\pm}\gamma$.

Ниже мы приведем сечения процессов $\gamma e \to \gamma e$, $e^+e^- \to \gamma\gamma$ [3], $\gamma\gamma \to e^+e^-$ с учетом интерференции QED -амплитуд с амплитудами отвечающими промежуточному состоянию с Т.Э., предполагая отсутствие резонансных эффектов и считая малой константу взаимодействия Т.Э. $\lambda \ll 1$:

$$\frac{d\sigma^{\gamma e \to \gamma e}}{dO_\gamma} = \frac{\alpha^2}{2S}\left\{\frac{\chi_1}{\chi_2} + \frac{\chi_2}{\chi_1} + 2\left(\frac{\lambda}{M}\right)^2\left[\frac{\chi_1^2}{\chi_1 - M^2} - \frac{\chi_2^2}{\chi_2 + M^2}\right]\right\}, \tag{7}$$

где $p_1 + q_1 = p_2 + q_2$, $\chi_{1,2} = 2p_1 q_{1,2}$;

$$\frac{d\sigma^{\gamma\gamma \to e^+e^-}}{dO_-} = \frac{\alpha^2}{2S}\left\{\frac{\chi_1}{\chi_2} + \frac{\chi_2}{\chi_1} + 2\left(\frac{\lambda}{M}\right)^2\left[\frac{\chi_1^2}{\chi_1 + M^2} + \frac{\chi_2^2}{\chi_2 + M^2}\right]\right\}, \tag{8}$$

где $q_1 + q_2 = p_- + p_+$, $\chi_{1,2} = 2p_- q_{1,2}$

$$\frac{d\sigma^{e^+e^- \to \gamma\gamma}}{dO_1} = \frac{1}{2!}\,\frac{\alpha^2}{2S}\left\{\frac{\chi_1}{\chi_2} + \frac{\chi_2}{\chi_1} + 2\left(\frac{\lambda}{M}\right)^2\left[\frac{\chi_1^2}{\chi_1 + M^2} + \frac{\chi_2^2}{\chi_2 + M^2}\right]\right\}. \tag{9}$$

Из сравнения сечений (6) и (8) видно, что процесс тормозного излучения на большие углы при e^+e^- столкновении более перспективен в отношении поиска Т.Э., чем двухквантовая аннигиляция e^+e^- пары в опытах на встречных e^+e^- пучках.

В заключение мы коснемся методики обработки экспериментальных данных с целью получения информации о константе λ тяжелого электрона в зависимости от его массы в процессе $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$. Имея экспериментальное распределение по инвариантной массе пары $e^-\gamma$, целесообразно построить гистограмму с шириной канала ΔM, по порядку величины равной разрешению детектора. Тогда число событий в i -м канале равно $N_i = N_{QED} + N_{Т.Э.}$, где N_{QED} и $N_{Т.Э.}$ – вклад обычного тормозного излучения и реакции с рождением Т.Э., рассчитанные теоретически:

$$N_{QED} = \frac{d\sigma_{QED}}{dM}\cdot\Delta M\cdot L\cdot\varepsilon_1, \quad N_{Т.Э.} = \lambda^2\sigma_0^-\,\varepsilon_2$$

L – интеграл светимости, ε_1, ε_2 – вероятности регистрации всех

конечных частиц из реакций $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ и $e^+e^- \to e^{\pm}e^{\mp *}$, $e^{\mp *} \to e^{\mp}\gamma$ соответственно. σ_0^- – полное сечение реакции, получающееся интегрированием формул (6) по телесному углу детектора ($\theta > \theta_0$ для всех конечных частиц):

$$\sigma_0^- = \frac{2\pi\alpha^2\lambda^2}{M^2}\left\{(1+\nu^2)\ln\frac{1+C_0}{1-C_0} - \nu C_0\left[1 + \nu + \frac{1}{2}\nu^2\left(1 + \frac{1}{3}C_0^2\right)\right]\right\},$$

$$\nu = 1 - \frac{M^2}{S}, \quad C_0 = \cos\theta_0.$$

Отсюда следует $\lambda^2(M_i) = (N_i - N_{QED})/L\sigma_0^-\varepsilon_2$. Если спектр масс статистически согласуется с чисто электродинамическим, то ограничив величину случайной флуктуации двумя стандартными ошибками на λ^2 можно получить ограничение сверху: $\lambda^2 < 2\sqrt{N_i}/L\sigma_0\varepsilon_2$. Поскольку σ_{QED} а следовательно и $N_i \sim 1/\varepsilon^2$, то при заданном интеграле светимости и вероятности регистрации точность ограничения на $\lambda^2 \sim 1/\varepsilon$.

Заметим, что ограничение на (λ/M) можно получить из вклада Т.Э. в аномальный магнитный момент электрона $\mu_e = \left(\frac{g_e - 2}{2}\right)$

$$\Delta\mu_e^{(Т.Э.)} \simeq \frac{\alpha}{\pi}\left(\frac{\lambda m_e}{M}\right)^2$$

Принимая во внимание достигнутую в настоящее время точность в измерении $\mu_e \sim 2.10^{-10}$, получим для $M = 500\,MeV$ $\lambda < 0{,}3$.

Л и т е р а т у р а :

1. F.E. Low Phys. Rev. Lett. 14, p238(1965)
2. F.A. Berends, R. Gastmans and T.T. Wu Preprint KUL-TF-79/022(1979).

3. Г.И.Гах. Вопросы атомной науки и техники, Харьков, 1976. ХФТИ 76-27, вып. I(27)

Работа поступила - 5 февраля 1981 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 25.II-1981 г. МН 06114
Усл. 0,5 печ.л., 0,4 учетно-изд.л.
Тираж 150 экз. Бесплатно
Заказ № 21.

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР