

Б.90

6

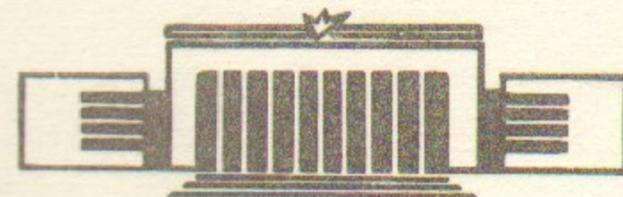
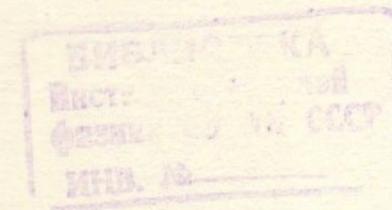


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.Д.Букин, Э.А.Кураев

ПОПРАВКА К СЕЧЕНИЮ ПРОЦЕССА
 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$
В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОМ ПРЕДЕЛЕ

ПРЕПРИНТ 84-109



НОВОСИБИРСК

ПОПРАВКА К СЕЧЕНИЮ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$
 В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОМ ПРЕДЕЛЕ

А.Д.Букин, Э.А.Кураев

А Н Н О Т А Ц И Я

Найдена поправка к сечению тормозного излучения при e^+e^- рассеянии в ультрарелятивистском приближении, позволяющая расширить область его применимости для случая малых переданных импульсов.

В экспериментах на встречных e^+e^- пучках в области энергий $2E \sim 1$ ГэВ на установках со светимостью $L \sim 10^{30} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$ может наблюдаться процесс тормозного излучения при e^+e^- рассеянии в кинематической области, когда фотон и один из лептонов рассеиваются на большой угол, а второй лептон почти не меняет направления своего движения и не регистрируется аппаратурой. Сечение процесса имеет порядок 10^{-32} см^2 . Этот процесс, представляющий интерес сам по себе, может использоваться как дополнительный мониторирующий процесс в отличие от стандартного, использующего упругое e^+e^- рассеяние. Этот процесс также может давать вклад в качестве фонового в другие выделяемые при обработке каналы.

Формула для сечения процесса

$$e^-(p_1) + e^+(p_2) \rightarrow e^-(p_3) + e^+(p_4) + \gamma(k)$$

полученная в работе Берендса и др. [1]

$$d\sigma = \frac{4\alpha^3}{(2\pi)^2 E^2} F_e \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4 - k) \frac{d^3 p_3}{2\varepsilon_3} \frac{d^3 p_4}{2\varepsilon_4} \frac{d^3 k}{2\omega}, \quad (1)$$

где E - энергия электронов и позитронов в пучке (в С.Ц.И.)

$$F_e = W [ss'(s^2 + s'^2) + uu'(u^2 + u'^2) + tt'(t^2 + t'^2)] (k_1 k_2 k_3 k_4 ss' tt')^{-1} - \frac{4m^2}{k_1^2} \left(\frac{s'}{t} + \frac{t}{s'} + 1 \right)^2 - \frac{4m^2}{k_2^2} \left(\frac{s'}{t'} + \frac{t'}{s'} + 1 \right)^2 - \frac{4m^2}{k_3^2} \left(\frac{s}{t} + \frac{t}{s} + 1 \right)^2 - \frac{4m^2}{k_4^2} \left(\frac{s}{t'} + \frac{t'}{s} + 1 \right)^2, \quad (2)$$

$$W = u(st + s't') + u'(st' + s't) + 2tt'(s + s') + 2ss'(t + t'),$$

$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad u = (p_2 - p_3)^2, \quad t = (p_2 - p_4)^2, \\ s' = (p_3 + p_4)^2, \quad u' = (p_1 - p_4)^2, \quad t' = (p_1 - p_3)^2, \quad k_i = 2k p_i, \quad i=1, \dots, 4.$$

в ультрарелятивистском пределе $s, s', |t|, |t'|, |u|, |u'| \gg m^2$, имеет преимущество в краткости записи перед имевшимся в литературе ранее (см., например [2]). Отметим, что выражения для сечения, полученное в [2], несмотря на громоздкость, справедливо в более широкой области чем (2), а именно в пределе $s \gg m^2$, а переданные импульсы $(-t)^{1/2}, (-t')^{1/2}$ при этом могут быть произвольными. Однако, в обсуждаемой здесь кинематической области, когда квадрат переданного импульса между заряженными частицами может быть мал по абсолютной величине по сравнению с квадратом массы электрона, прямое применение формулы для сечения с (2) невозможно: сечение может принимать отрицательное значение. Этот факт явился причиной для написания этой работы. Выражение для сечения с учетом поправок $\sim m^2$, полученное в [3], также становится отрицательным в области малых частот фотона и, поэтому, неприменимо в области $|t|, |t'| \lesssim m^2$. Причиной появления отрицательных значений сечения (1,2) является отсутствие в (2) членов пропорциональных квадрату массы электрона и не содержащих в знаменателе квадратов инвариантов K_i , опущенных при ее выводе (что справедливо в ультрарелятивистском пределе при $|t|, |t'| \gg m^2$).

Прямым вычислением (результат подтвержден также вычислением с помощью программы REDUCE на ЭВМ) мы получили поправку к F_e этого типа:

$$F_e \rightarrow \tilde{F}_e = F_e + \Delta F_e, \quad (3)$$

где

$$\Delta F_e = \frac{2m^2}{k_2 k_4 t'^2} [4(s-k_1)(s-k_4) - t^2] + \frac{2m^2}{k_1 k_3 t^2} [4(s-k_2)(s-k_3) - t'^2] + \frac{16m^4}{t'^2} \left(\frac{s}{k_4^2} + \frac{s'}{k_2^2} \right) + \frac{16m^4}{t^2} \left(\frac{s}{k_3^2} + \frac{s'}{k_1^2} \right). \quad (4)$$

Численное моделирование сечения (1) с \tilde{F}_e (3) в качестве F_e при $s, s' \gg m^2$ ни в какой кинематической облас-

ти переданных импульсов не приводит к отрицательным значениям и согласуется с результатом моделирования использующим матричный элемент, написанный согласно правилам Фейнмана.

Приведем также упрощенное выражение для \tilde{F}_e в кинематической области, когда угол между импульсом фотона и импульсом любой заряженной частицы (в С.П.И.) велик по сравнению с m/E , а переданные импульсы ^{произведены в распадах} могут быть малы $(-t)^{1/2}, (-t')^{1/2} \lesssim m$:

$$F_e = W \frac{[ss'(s^2+s'^2) + tt'(t^2+t'^2) + uu'(u^2+u'^2)]}{k_1 k_2 k_3 k_4 ss' tt'} (1 + \delta_1 + \delta_2),$$

$$\delta_1 = \frac{m^2}{t} \cdot \frac{X^2}{1-X+\frac{X^2}{2}}, \quad \delta_2 = \frac{m^2}{t'^2} \cdot \frac{y^2}{1-y+\frac{y^2}{2}}, \quad X = \frac{k_3}{s}, \quad y = \frac{k_4}{s}. \quad (5)$$

Выражение (5) может быть получено с использованием приближения эквивалентных фотонов.

Выражаем благодарность В.Н.Байеру, В.С.Фадину и В.Голубеву за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а:

1. F.A. Berends R. Gastmans and T.T. Wu, Preprint KUL-TF-79/022
F.A. Berends et al Phys. Lett 103B p124-128 (1981).
2. V.N. Baier and S.A. Kheifets, Nucl. Phys. 47 (1963) p313.
3. F.A. Berends and R. Keiss, Nucl. Phys. B 228(1983) p537.

А.Д.Букин, Э.А.Кураев

ПОПРАВКА К СЕЧЕНИЮ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$
В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОМ ПРЕДЕЛЕ

Препринт
№ 84-109

Работа поступила 21 мая 1984г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 15.08-1984 г. МН 04506

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.0,6 печ.л., 0,4 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 109.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90