

успехи

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт 108

С.М.Суханов, В.С.Фадин, В.А.Хозе

Радиационные эффекты в опытах на встречных
электрон-позитронных пучках

г.Новосибирск 1967

Я. И. Д. А. И. А.

Препринт

Рассмотрен процесс взаимодействия фотонов с поляризованными электронами в узком конусе угла рассеяния для случая взаимодействия фотонов с поляризованными электронами.

Изучено явление взаимодействия фотонов с поляризованными электронами в узком конусе угла рассеяния для случая взаимодействия фотонов с поляризованными электронами.

С.М.Суханов, В.С.Фадин, В.А.Хозе

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ОПЫТАХ НА ВСТРЕЧНЫХ

ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

Изучены процессы взаимодействия фотонов с поляризованными электронами в узком конусе угла рассеяния для случая взаимодействия фотонов с поляризованными электронами.

В. Радиационный процесс взаимодействия фотонов с поляризованными электронами в узком конусе угла рассеяния для случая взаимодействия фотонов с поляризованными электронами.

В. Радиационный процесс взаимодействия фотонов с поляризованными электронами в узком конусе угла рассеяния для случая взаимодействия фотонов с поляризованными электронами.

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрен процесс излучения фотона с произвольной энергией в узкие конуса вдоль направления движения частиц при электрон-позитронном столкновении.

Получено сечение излучения мягких фотонов вдоль импульсов начальных частиц при произвольных углах рассеяния. С логарифмической точностью получено выражение для радиационных поправок к сечению рассеяния электрона на позитроне при современной постановке эксперимента.

1. В связи с проводимыми в настоящее время экспериментами на встречных электрон-позитронных пучках ([1,2]) исследование процессов излучения фотонов при электрон-позитронных столкновениях представляет значительный интерес.

Постановка задачи и конкретное рассмотрение этого круга вопросов для электрон-электронных соударений проведены в работах [4,6]. В данной статье используется методика, применявшаяся в этих работах.

Найдены выражения для сечения электрон-позитронного рассеяния с излучением фотона произвольной энергии в узкие конуса вдоль направления движения частиц. Получено сечение излучения мягких квантов для произвольных углов рассеяния электрона. С логарифмической точностью получены выражения для радиационных поправок к сечению электрон-позитронного рассеяния.

2. Рассмотрим процесс излучения фотона с энергией ω вдоль направления импульса начального электрона \vec{p}_1 в случае, когда угловые размеры детектора фотонов $\frac{\omega}{E} < 2\theta \ll 1$ и углы рассеяния θ велики ($\sin\theta \gg \frac{1}{\gamma}$).

Примем следующие обозначения: \vec{p}_1, \vec{p}_2 (\vec{p}_e, \vec{p}_p) - импульсы начального и конечного электрона (позитрона); \vec{k} - импульс фотона; $\gamma = E/m$. Конечные частицы считаем ультрарелятивистскими ($1 - \omega/E \gg \frac{1}{\gamma}$). Так как интегрирование по углу вылета фотона будет производиться с точностью до членов порядка θ^2 , $\frac{1}{\gamma^2}$, то воспользуемся формулами (2.1) + (2.5) статьи [3] с соответствующими заменами и произведем в них отбор главных

членов, дающих интегральный вклад с указанной точностью, получим:

$$d\sigma_1 = \frac{\alpha^2}{8\pi^2} \frac{d\xi d\Omega_3 d\Omega_4}{(1-c)^2} \left[1 + \frac{(1+c)^4 + (1-c)^4 (1-\xi)^4}{f^4(\xi)} \right] \times \quad (1)$$

$$\times \left[\frac{1}{(k\rho_2)} \left(1 + \frac{1}{(1-\xi)^2} \right) - \frac{m^2 \xi}{(1-\xi)(k\rho_1)^2} \right] \quad (2)$$

где $\xi = \omega/E$; $c = \cos\theta$; $f(\xi) = 2 - \xi(1-c)$

В случае мягких фотонов и углов вылета фотонов $\theta_n \leq 1/\gamma$ формула (1) ведет себя аналогично формуле (1) статьи [4].

Как отмечалось в работе [4], если одна частица рассеялась на угол θ , то при заданной энергии ω фотона, вылетающего вдоль \vec{p}_1 , вторая частица вылетает под углом χ , причем с принятой точностью

$$\cos \chi = 1 - \frac{2(1+c)}{2 - \xi(2-\xi)(1-c)} \quad (3)$$

Поэтому выражение для сечения излучения фотона вдоль направления импульса начального позитрона получается из формулы (1) заменой

$$c \rightarrow 1 - \frac{2(1-c)}{2 - \xi(2-\xi)(1+c)}; \quad p_1 \rightarrow p_2 \quad (4)$$

причем эту замену необходимо произвести во всей формуле (1), в том числе и в элементе объема $d\Omega_3$. Тогда получим:

$$d\sigma_2 = \frac{\alpha^2}{8\pi^2} \frac{d\Omega_3 (1-\xi)^2 d\xi d\Omega_4}{(1-c)^2 (k\rho_2)} \left[1 + \frac{1}{(1-\xi)^2} - \frac{m^2 \xi}{(k\rho_2)(1-\xi)} \right] \times \quad (5)$$

$$\times \left[1 + \frac{(1-c)^4 + (1+c)^4 (1-\xi)^4}{f^4(\xi)} \right]; \quad \text{где } f_2(\xi) = 2 - \xi(1+c)$$

Интегрируя по углам вылета фотона, получим:

$$d\sigma_1 = \frac{\alpha^2 d}{4\pi^2 \gamma^2} \frac{d\xi}{\xi} \frac{d\Omega_3}{(1-c)^2} \left[1 + \frac{(1+c)^4 + (1-c)^4 (1-\xi)^4}{f^4(\xi)} \right] \times \quad (6)$$

$$\times \left[\left(1 + \frac{1}{(1-\xi)^2} \right) \ln(1+n^2) - \frac{2n^2}{(1+n^2)(1-\xi)} \right]$$

где $n = \beta \cdot \gamma$

Выражение для $d\sigma_2$ получается совершенно аналогично.

Выражение для сечения излучения фотона вдоль направления импульса \vec{p}_3 конечного электрона имеет вид, аналогичный полученному в работе [4]

$$d\sigma_3 = d\sigma_0 \frac{\alpha}{2\pi} \frac{d\xi}{\xi} \left[(1+(1-\xi)^2) \ln(1+n^2(1-\xi)^2) - \frac{2n^2(1-\xi)^2}{1+n^2(1-\xi)^2} \right] \quad (7)$$

где $d\sigma_0$ - сечение Баба.

3. Сечение излучения мягких фотонов ($\xi \ll 1$) для углов рассеяния электрона $\theta > 1/\gamma$ в малый угол $\theta \ll 1$ вдоль направления импульса начального электрона вычисляется с точностью до членов θ^2 , $1/\gamma^2$. В отличие от излучения при электрон-электронном столкновении, в котором сечение излучения мягких квантов при рассеянии на угол $O(\pi)$ равно 0, мы будем различать два случая: 1) $1/\gamma < \theta \leq \pi/2$ 2) $\pi/2 < \theta \leq \pi$. Сечение излучения мягких квантов в первом случае совпадает с сечением излучения при электрон-электронном рассеянии (ф-лы (7), (8) работы [4], где $d\sigma_0$ теперь сечение Баба.

Сечение излучения для второго случая имеет вид:

$$d\sigma = d\sigma_0 \frac{\alpha}{2\pi} \frac{d\omega}{\omega} \left\{ \frac{z'}{\sqrt{z'^2 - (1-\mu^2)}} - \frac{2n^2}{1+n^2} - 1 + 4 \ln(1+n^2) - \frac{1+2x'^2}{x' \sqrt{1+x'^2}} \ln \frac{(1+n^2)(x' + \sqrt{1+x'^2})^3}{2[2x'(1+x'^2) - \gamma^2 x'(1-\beta\mu) + \sqrt{1+x'^2} \beta \sqrt{z'^2 - (1-\mu^2)}]} \right. \quad (8)$$

$$\left. + 4 \left[1 + \frac{x'^4}{2\gamma^2(1-x'^2)} \right] \ln \frac{4x'^2}{\beta \sqrt{z'^2 - (1-\mu^2)} + z' \gamma \mu} \right\}$$

Здесь $4m^2 x'^2 = 4\beta^2 \cos^2 \theta/2$; $z' = \gamma(\mu - \beta) + \frac{2x'^2}{\beta}$; $\mu = \cos \theta$ (9)

Аналогично статье [4] для случая $\sin \theta \gg 1/\gamma$ получаем выражение для сечения:

$$d\sigma = d\sigma_0 \frac{\alpha}{2\pi} \frac{d\omega}{\omega} \left[\ln(1+n^2) - \frac{n^2}{1+n^2} \right] \quad (10)$$

Здесь вероятность излучения не зависит от угла рассеяния. Это связано с тем, что при больших углах рассеяния в малый угол излучает только начальный электрон. Сечение излучения мягких квантов максимально при $\vartheta = \bar{\pi}$ и равно учетверенному сечению, выражаемому формулой (10), т.к. при рассеянии на угол $\bar{\pi}$ в малый угол вдоль импульса начального электрона излучают и начальный электрон, и конечный позитрон, причём их излучение когерентно.

4. Перейдем к рассмотрению радиационных поправок к электрон-позитронному рассеянию на большие углы. Для современной постановки экспериментов на встречных электрон-электронных пучках вопрос о радиационных поправках рассматривался в работах [5], [6], в которых были сформулированы два возможных определения события рассеяния и две постановки задачи. В случае электрон-позитронных столкновений обе постановки имеют смысл. При вычислении сохраняем большие логарифмические члены типа $\ln \gamma$, $\ln \theta$, $\ln \theta^{-1}$, а членами порядка единицы будем систематически пренебрегать. Выражение для вакуумных вкладов и вкладов от излучения мягких фотонов в e^6 приближении теории возмущений получены в работах [7], [8] и могут быть записаны в виде:

$$d\sigma_{e^+e^-} + d\sigma_{e^+e^-}^{rad} = d\sigma_0 \left\{ 1 - \frac{4\alpha}{\pi} \left[-\frac{11}{6} \ln \gamma + \frac{1}{2} \left(\ln \frac{4\gamma^2(1-c)}{(1+c)} - 1 \right) \ln \frac{1+c}{2\beta^2} \right] \right\} \quad (II)$$

Вычисления проводятся аналогично работе [6].

С указанной точностью сечения электрон-позитронного рассеяния с учетом радиационных поправок порядка e^2 оказываются равными для обеих постановок задачи и имеют вид:

$$d\sigma = d\sigma_0 (1 + \delta) \quad (I2)$$

$$\delta = \frac{2\alpha}{\pi} \left\{ \ln \gamma \left[\frac{11}{3} - 2\eta + \frac{\eta^2}{2} + 2 \ln \frac{2\eta}{1+c} \right] + \ln^2(\xi, \eta) + \ln \xi \cdot \left[2 \ln \gamma - 2\eta + \frac{\eta^2}{2} - 1 - 2 \ln \frac{(4\theta - 4\eta)(1+c)}{8(1-c)} \right] \right\} \quad (I3)$$

В заключение авторы выражают благодарность В.Н.Байеру за ценные обсуждения и Е.А.Кушниренко и А.П.Онучину за обсуждение вопросов, связанных с экспериментами.

I) Обозначения в этом разделе взяты из работы [6].

Л и т е р а т у р а

1. V.L. Auslander, G. I. Budker, A.A. Naumov et al. *Proceedings of the International Symposium on electron and positron storage rings. Saclay. 1966. Pressed universitaires de France.*
2. J. E. Augustin, R. A. Beck, R. Belleoche et al. *Proceedings of the International Symposium on electron and positron storage rings. Saclay 1966 Pressed universitaires de France*
3. V. N. Beyer, S. A. Khaifets. *Nucl. Phys.* 47 313 (1963)
4. В.Н.Байер, В.С.Фадин, В.А.Хозе. ДАН СССР 174, № 2, 1967.
5. S. Tsai. *Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies. Hamburg. 1965 v.II. 387*
6. В.Н.Байер, В.С.Фадин, В.А.Хозе. ЯФ 6, № 3, 1967.
7. Р.Половин, ЖЭТФ 31, 449, 1956.
8. M. Readhead. *Proc. Roy. Soc.* A220 219, 1953.

Ответственный за выпуск В.М.Катков

Подписано к печати 25.03.1967, заказ 108,
0,25 п.л., тираж 200 экз., бесплатно.

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР