Б18

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт 52

В.Н.Байер,В.СФадин,В.А.Хозе

Радиационные эффекты в опытах на встречных электронных пучках

НОВОСИБИРСК 1966

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрен процесс излучения фотона с произвольной энергией при рассеянии электронов высокой энергии на большой угол. Найдены сечения этого процесса в случае, когда фотон излучается в узкие конусы вдоль направлений движения частиц. С логарифмической точностью получена общая формула для радиационных поправок к сечению рассеяния электрона на электроне. Вычислено сечение излучения мягких квантов в случае произвольных углов рассеяния электронов.

RADIATIVE EFFECTS IN ELECTRON COLLIDING BEAM EXPERIMENTS

V.N.BAYER, V.S.FADIN, V.A.KHOZE

ABSTRACT

The process of emission of photons with arbitrary energy in high energy electron scattering is considered. The cross-section of this process is found in the case, when photons are emitted in narrow cones along the directions of motion of the electrons. The general formula for radiative corrections to electron-electron scattering is obtained with logarithmic accuracy. The cross-section of soft photon emission for arbitrary electron scattering angle is calculated.

I. В последнее время были получены первые экспериментальные результаты по рассеянию электронов большой энергии на встречных пучках [I,2]. По мере роста точности эксперимента, что необходимо для проверки применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях (а это является основной целью опытов на встречных электронных пучках) при сравнении опыта с теорией необходимо будет учитывать радиационные поправки к сечению рассеяния электрона на электроне. Как известно, в радиационные поправки дают вклад как виртуальные фотоны (и пары), так и излучение реальных фотонов. Это связано с тем, что при рассеянии заряженных частиц на ненулевой угол всегда возникают ускорения, приводящие к излучению фотонов, и проявляется в структуре теории в виде инфракрасной расходимости. Суммарное сечение упругого (с учетом вакуумных поправок) и неупругого (с излучением реальных фотонов) процессов в данном порядке по e^2 не содержит инфракрасной расходимости, но, естественно, существенно зависит от условий эксперимента. По этой причине исследование процессов излучения фотонов при электронных столкновениях представляет значительный интерес. Следует отметить, что как мягкие, так и жесткие фотоны излучаются в основном в узкие конуса в направлении движения начальных и конечных частиц (если ограничиться логарифмической точностью, то можно учитывать только эти конуса).

В данной работе найдены простые выражения для сечений процесса рассеяния электронов с излучением фотона с произвольной энергией в узкие конуса вдоль направлений движения частиц. С использованием этих выражений получены общие формулы для радиационных поправок к сечению рассеяния электрона на электроне. Наконец, вычислено сечение излучения мягких фотонов в случае произвольных углов рассеяния электронов.

2. Рассмотрим процесс излучения фотона с произвольной энергией вдоль импульса $\vec{P}_1$ ($\vec{P}_I$, $\vec{P}_2$ - импульсы начальных частиц; $\vec{P}_3$, $\vec{P}_4$ - импульсы конечных частиц, $\vec{k}$ - импульс фотона), когда угловые размеры детектора $2\vartheta_0 \ll 1$, в случае больших углов рассеяния $\theta \gg 1/\gamma$ $(\gamma = E/m)$. Для получения сечения этого процесса воспользуемся формулами (2,I) - (2,5) статьи [4]. Поскольку интегрирование по углу вылета фотона будет производиться с точностью до членов порядка ϑ_0^2, $1/\gamma^2$, то во всех ве-

личинах, входящих в эти формулы, кроме (kp_1) можно положить $\vartheta_k = 0$ (ϑ_k – угол между векторами $\vec{k}$ и $\vec{p}_1$). Произведя отбор главных членов, получаем с указанной точностью ж):

$$d\sigma_1 = \frac{\alpha^3}{8\pi^2}\frac{d\xi\, d\Omega\, d\Omega_k}{(1-c^2)^2}\left[f^2(\xi) + \frac{(1+c)^4+(1-c)^4(1-\xi)^4}{f^2(\xi)}\right]\times \tag{I}$$

$$\times\left[\frac{1}{(kp_1)}\left(1+\frac{1}{(1-\xi)^2}\right) - \frac{m^2\xi}{(1-\xi)(kp_1)^2}\right]$$

где

$$\xi = \frac{\omega}{E}, \quad c = \cos\theta, \quad f(\xi) = 2 - \xi(1-c) \tag{2}$$

Из формулы (I) видно, что для мягких фотонов сечение имеет максимум при $\vartheta_k \sim 1/\gamma$, спадая при $\vartheta_k = 0$ приблизительно в γ^2 раз. Так как члены порядка $1/\gamma^2$ отбрасывались, то формула (I) дает неверную картину зависимости сечения от ϑ_k при $\vartheta_k \ll 1/\gamma$ в случае мягких фотонов. Это, однако, не сказывается на применимости интегрального сечения вследствие малости вклада этих углов. Такой спад сечения излучения мягких фотонов на очень малых углах ведет к относительному уширению пика в сечении для мягких фотонов по сравнению с пиком для жестких фотонов.

После тривиального интегрирования по углам вылета фотона получаем: жж)

$$d\sigma_1 = \frac{r_0^2\alpha}{4\pi\gamma^2}\frac{d\xi}{\xi}\frac{d\Omega}{(1-c^2)^2}\left[f^2(\xi) + \frac{(1+c)^4+(1-c)^4(1-\xi)^4}{f^2(\xi)}\right]\times \tag{3}$$

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

где

$$n = \vartheta_0\gamma$$

ж) Здесь и в дальнейшем конечные электроны считаются ультрарелятивистскими, т.е. $1-\xi \gg 1/\gamma$

жж) Следует отметить, что если один из электронов рассеялся на угол θ, то при заданной энергии фотона ω второй электрон вылетает под углом χ, с принятой точностью:

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

Сечение излучения вдоль импульса $\vec{p}_2$ имеет такой же вид, если угол отсчитывать от направления $\vec{p}_2$. Столь же просто можно получить сечение излучения фотона вдоль импульса конечной частицы $d\sigma_3$. Это сечение оказывается равным:

$$d\sigma_3 = d\sigma_0\frac{\alpha}{4\pi^2}(1-\xi)\,d\xi\, d\Omega_k E^2\left[\frac{1+(1-\xi)^2}{(kp_3)} - \frac{m^2\xi}{(kp_3)^2}\right] \tag{4}$$

где $d\sigma_0$ – меллеровское сечение.

Проинтегрировав по углу вылета фотона, получаем:

$$d\sigma_3 = d\sigma_0\frac{\alpha}{2\pi}\frac{d\xi}{\xi}\left[(1+(1-\xi)^2)\ln(1+n^2(1-\xi)^2) - \frac{2n^2(1-\xi)^3}{1+n^2(1-\xi)^2}\right] \tag{5}$$

Характерно, что сечение (4), (5) зависит от угла рассеяния как меллеровское, в то время как угловая зависимость в формулах (2), (3) переходит в меллеровскую только при $\xi \to 0$. Это является отображением того факта, что излучение жестких фотонов вдоль направления движения начальных частиц искажает угловое распределение конечных частиц, в то время как при излучении в направлении конечных частиц такого искажения не происходит.

3. Перейдем к рассмотрению сечения рассеяния на большие углы в случае, когда излученные фотоны не регистрируются. Нас будут интересовать радиационные поправки к этому сечению. В настоящее время на эксперименте фиксируются два разлетающихся после рассеяния электрона, но не измеряется их энергия. Таким образом, под "событием рассеяния" понимаются все случаи, когда излучение фотона не приводит к значительной неколлинеарности импульсов конечных электронов. Как уже отмечалось, причиной неколлинеарности является излучение жестких фотонов в направлении движения начальных частиц, так что допустимый угол неколлинеарности связан с предельной энергией фотонов, излучаемых в этом направлении. С другой стороны, излучение фотонов в направлении движения конечных частиц не приводит к неколлинеарности и, следовательно, ограничений на их энергию фотонов не возникает.

Вакуумные вклады в радиационные поправки и вклады излучения мягких фотонов вычислялись неоднократно (см., например, [3], [4]).

Поэтому следует рассмотреть вклад излучения жестких фотонов. Для этой цели воспользуемся сечениями, полученными в предыдущем разделе. Если учесть, что эти формулы в пределе $\omega \to 0$, переходят в соответствующие выражения с классическими токами, то ясно, что мы можем выписать сечение рассеяния электрона на электроне на большой угол с радиационными поправками с учетом излучения фотонов с произвольной частотой. По указанной выше причине мы будем считать разными предельные частоты фотонов, излучаемых вдоль направления движения начальных частиц ξ_1, ξ_2 и направления движения конечных частиц $\xi_3 = \xi_4$. С логарифмической точностью[ж)] это сечение имеет вид:

$$d\sigma = d\sigma_0 \left\{ 1 + \frac{22}{3} \frac{\alpha}{\pi} \ln\gamma + \frac{4\alpha}{\pi} \ln\gamma \left[\ln\xi_3 - \xi_3 + \frac{\xi_3^2}{4} \right] \right\} +$$

$$+ \frac{r_0^2 d\Omega}{\gamma^2} \frac{\alpha}{\pi} \ln\gamma \left\{ \frac{1}{(1-c)^2} \left[\ln\frac{\xi_1^2 f(\xi_1)}{2(1-\xi_1)} + \frac{\xi_1}{1-\xi_1} + \frac{2c}{f(\xi_1)} - c \right] \right. \qquad (6)$$

$$+ \frac{1}{(1+c)^2} \left[2(\ln\xi_1 - \xi_1) + \frac{\xi_1^2}{2} \right] + \frac{1}{2} \ln\frac{2\xi_1}{f(\xi_1)} + \frac{(1-c)\xi_1}{2f(\xi_1)} +$$

$$\left. \text{члены } (c \to -c,\ \xi_1 \to \xi_2) \right\}$$

Заметим здесь, что в предыдущих работах по вычислению радиационных поправок к сечению рассеяния электрона на электроне на встречных пучках [3,4], в предположении, что конечные электроны регистрируются парами счетчиков, проводилось усреднение по счетчикам. Выражение (6) содержит радиационные поправки к "событиям рассеяния"

4. Рассмотрим излучение мягких фотонов ($\xi \ll 1$), но при рассеянии электронов на произвольный угол ($\theta > 1/\gamma$). Этот вопрос представляет заметный интерес, поскольку рассеяние на малые углы может использоваться для мониторирования факта столкновения пучков. При этом представляет интерес вопрос об излучении, сопровождающем такое рассеяние. Поскольку регистрируются только электроны, потерявшие небольшую часть своей энергии, то интересно именно излучение мягких фотонов. Нас опять будет интересовать излучение фотонов в малый угол $\vartheta_0 \ll 1$ вдоль направления движения начальных электронов и расчет опять будет проводиться с точностью до членов $\vartheta_0^2, 1/\gamma^2$.

ж) С этой точностью вклады излучения фотона вдоль импульсов $\vec{p}_3$ и $\vec{p}_4$ одинаковы. Предполагается, что допустимый угол неколлинеарности $\Delta\theta \gg 1/\gamma$.

Мы воспользуемся известными формулами для излучения мягких фотонов (см., напр. [5]). Простой анализ показывает, что при данной постановке задачи вклад в дифференциальное по ξ сечение дают лишь члены, связанные с излучением фотона данной частицей. Вкладами излучения другой частицей, а также интерференционными членами в этом приближении можно пренебречь. Тогда получаем

$$d\sigma = d\sigma_0\, dW(\omega)$$

$$dW(\omega) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{d\omega}{\omega} \left\{ \frac{2x^2+1}{x\sqrt{1+x^2}} \ln\frac{(1+n^2)(x+\sqrt{1+x^2})^3}{2\left[2x(1+x^2) - \gamma^2 x(1-\beta\mu) + \sqrt{1+x^2}\,\beta\gamma\sqrt{z^2+(1-\mu^2)}\right]} + \right.$$

$$\left. + \frac{z}{\sqrt{z^2+(1-\mu^2)}} - 1 - \frac{2n^2}{1+n^2} \right\} \qquad (7)$$

где

$$4m^2x^2 = (p_1 - p_3)^2 = 4\vec{p}_1^{\,2} \sin^2\frac{\theta}{2}$$

$$\mu = \cos\vartheta_0$$

$$z = \gamma(\mu - \beta) + \frac{2x^2}{\beta\gamma} \qquad (8)$$

Видно, что при больших углах рассеяния формула (7) переходит в формулу (3), если предположить, что в последней $\xi \to 0$:

$$d\sigma = d\sigma_0 \frac{\alpha}{\pi} \frac{d\omega}{\omega} \left[\ln(1+n^2) - \frac{n^2}{1+n^2} \right] \qquad (9)$$

Из выражения (9) следует, что вероятность излучения мягкого фотона при рассеянии на большие углы не зависит от угла рассеяния. Это обстоятельство имеет прозрачный физический смысл и связано с тем, что при больших углах рассеяния в малый угол излучает только начальная частица. По этой причине с логарифмической точностью сечение излучения мягких фотонов в конус равно половине интегрального сечения излучения данной частицей (см. [5], формула (9)).

Важно отметить, что проведенные выше рассуждения показывают, что измерения сечения процесса с излучением фотона означает измерение соответствующего вклада в радиационные поправки. Это обстоятельство может быть использовано для прямого измерения этих вкладов.

В заключение авторы выражают благодарность А.П.Онучину и В.А.Сидорову за обсуждение вопросов, связанных с экспериментом.

Литература

I.Г.И.Будкер,Н.А.Кушниренко,А.А.Наумов,А.П.Онучин,С.Г.Попов, В.А.Сидоров,А.Н.Скринский,Г.М.Тумайкин.Атомная энергия,19,498,1965.

2.W.Barber,B.Gittelman,G.O'Neill,B.Richter.Phys.Rev.Lett.(in press)

3.Y.S.Tsai.Phys.Rev.120,269,1960.

4.V.N.Bayer,S.A.Kheifets.Nuclear Physics,47,313,1963.

5.V.N.Bayer,V.M.Galitsky.Phys.Lett.13,355,1964.