

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К СЕЧЕНИЮ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

В. Н. БАЙЕР, В. С. ФАДИН, В. А. ХОЗЕ

НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

(Поступила в редакцию 11 января 1967 г.)

Рассмотрены радиационные поправки к сечению рассеяния электронов на встречных пучках с учетом излучения жестких фотонов. С логарифмической точностью получено выражение для радиационных поправок к сечению рассеяния электронов при современной постановке эксперимента.

1. Основной целью опытов по рассеянию электронов на встречных пучках, в которых в последнее время получены первые экспериментальные результаты [1-3], является проверка применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях. При этом теоретические формулы, которые сравниваются с опытом, должны быть достаточно точными. Как известно, формула Меллера для сечения рассеяния электрона на электроне получена в низшем приближении теории возмущений. Для оценки точности формулы Меллера необходимо вычислить следующие члены ряда теории возмущений, т. е. найти радиационные поправки. Вклад виртуальных фотонов в радиационные поправки расходится в области малых импульсов виртуальных фотонов (инфракрасная расходимость). Это связано с тем, что понятие упругого процесса в электродинамике является условным, поскольку в каждом акте рассеяния излучаются мягкие кванты. При этом сечение излучения также расходится в области малых частот. Однако суммарное сечение упругого и неупругого процессов не содержит расходимости в данном порядке по e^2 , но, конечно, существенно зависит от условий эксперимента, так как от них зависит, какая часть сечения неупругого рассеяния измеряется на опыте. Следует отметить, что в ультрарелятивистском случае как мягкие, так и жесткие фотоны излучаются в основном в узкие конусы вдоль направления начальных и конечных частиц.

2. В современных опытах, выполняемых с помощью систем искровых камер, фиксируются оба рассеянных электрона, но не измеряется их энергия. Поэтому, вообще говоря, допускается излучение жестких фотонов. Это излучение необходимо учесть, что существенно усложняет задачу.

Вакуумные вклады и вклады излучения мягких фотонов в e^6 приближении теории возмущений вычислялись неоднократно — в работах [4, 5] (в л.с.), в работах [6, 7] (в с.д.и.). В работах [8, 9] рассматривалось излучение жестких фотонов, однако для других условий эксперимента, — когда рассеянные электроны вылетают в заданные телесные углы (счетчики).

3. Рассмотрим кинематику задачи. Импульсы начальных электронов обозначим \mathbf{p}_1 и $\mathbf{p}_2 = -\mathbf{p}_1$, импульсы конечных электронов пусть будут \mathbf{p}_3 и \mathbf{p}_4 , а импульс излученного фотона — \mathbf{k} . Проведем плоскость через импульсы конечных частиц. Построим в этой плоскости единичный вектор \mathbf{p} , на-

правленный по биссектрисе угла между векторами \mathbf{p}_3 и $-\mathbf{p}_4$. Учтем, что сечение рассеяния зависит от угла рассеяния ϑ , в то время как на опыте событие рассеяния характеризуется двумя углами между векторами \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_3 , \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_4 . В качестве угла рассеяния может быть выбран любой из них, но такой подход нарушает симметрию между рассеянными электронами и потому неудобен. Целесообразно ввести симметричное определение угла рассеяния ϑ как угла между векторами \mathbf{p} и \mathbf{p}_1 , причем плоскость, проходящая через векторы \mathbf{p} и \mathbf{p}_1 , назовем плоскостью рассеяния. Такое определение оказывается удобным при обработке экспериментальных данных [2].

Излучение фотона приводит к неколлинеарности импульсов конечных электронов. Ясно, что в случае рассеяния на большие углы основной причиной неколлинеарности является излучение вдоль направления движения начальных частиц, так что допустимый угол неколлинеарности связан с максимальной энергией фотона, излучаемого в этом направлении. При этом отклонение от коллинеарности происходит в основном в плоскости рассеяния. Поскольку имеется выделенное направление отклонения от коллинеарности, представляется разумным понимать под «событием рассеяния» все случаи, когда концы векторов $\mathbf{p}_3 / |\mathbf{p}|$ и $-\mathbf{p}_4 / |\mathbf{p}|$ попадают в некоторый эллипс на сфере, окружающей место соударения электронов, с полуосями $\Delta\vartheta/2$, $\Delta\psi/2$, причем большая полуось проходит в плоскости рассеяния, а вектор \mathbf{p} проходит через центр эллипса (рис. 1). Отметим, что плотность событий рассеяния велика вблизи большой оси эллипса и падает вдали от нее.

В дальнейшем будем считать, что конечные электроны являются ультррелятивистскими (только такие электроны регистрируются на опыте), т. е. $E_3, E_4 \gg E_{min} \gg m$; кроме того, предполагается выполнение условия $\vartheta \gg \Delta\vartheta$,

$$1/\gamma \ll \Delta\vartheta (\Delta\psi) \ll 1, \quad (1)$$

где $\gamma = E/m$, причем величины $\Delta\vartheta$, $\Delta\psi$ одного порядка (на опыте они составляют несколько градусов).

Указанный выше отбор событий рассеяния накладывает ограничения на область интегрирования по импульсу фотона. Введем систему координат с полярной осью, направленной вдоль \mathbf{p} , и плоскостью xz , совпадающей с плоскостью рассеяния. Тогда область интегрирования определяется с точностью до членов $\sim \chi^2$ следующими неравенствами:

$$0 \leq \xi \leq 2\chi(\varphi) / [\sin \vartheta_k + \chi(\varphi)], \quad (2a)$$

$$0 \leq \xi \leq \eta, \quad (2b)$$

где

$$0 \leq \vartheta_k \leq \pi, \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi, \quad \xi = \omega/E,$$

$$\eta = 1 - E_{min}/E, \quad 2\chi(\varphi) = [(\Delta\vartheta)^2 \cos^2 \varphi + (\Delta\psi)^2 \sin^2 \varphi]^{1/2}.$$

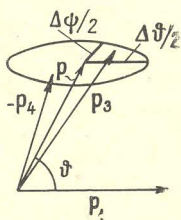


Рис. 1

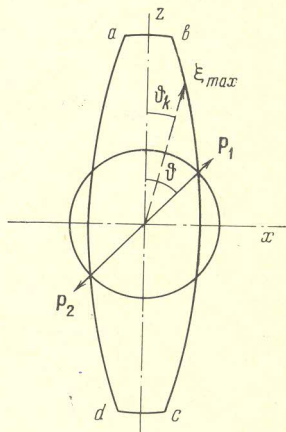


Рис. 2

Здесь θ_k — угол вылета фотона, $2\chi(\varphi)$ — максимально допустимый угол неколлинеарности, зависящий от азимутального угла. Сечение области интегрирования плоскостью $\varphi = 0$ приведено на рис. 2; граница области дает максимально допустимую частоту фотона при данном угле вылета, граница (ab) определяется неравенством (2б), граница (bc) — неравенством (2а). Вследствие симметрии постановки задачи область интегрирования также является симметричной.

Во всех последующих вычислениях сохраняются большие логарифмические члены типа $\ln \gamma$, $\ln \Delta\theta$, $\ln \Delta\psi$, а членами порядка единицы мы будем систематически пренебрегать.

Поскольку жесткие фотоны могут излучаться только вдоль направления конечных частиц,

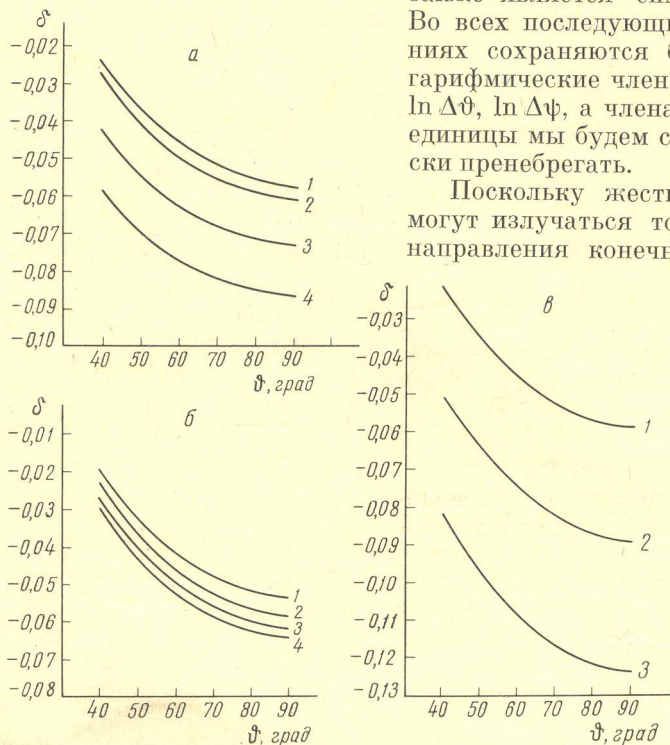


Рис. 3. Зависимость поправок δ от угла рассеяния: случай *a* — для $E = 160$ Мэв, $\Delta\theta = 7,0^\circ$, $\Delta\psi = 4,0^\circ$; кривая 1 — $\eta = 0,9$, 2 — $\eta = 0,7$, 3 — $\eta = 0,3$, 4 — $\eta = 0,1$; случай *б* — для $E = 160$ Мэв, $\Delta\theta = 7,0^\circ$, $\eta = 0,9$; кривая 1 — $\Delta\psi = 7,0^\circ$; 2 — $\Delta\psi = 4,0^\circ$; 3 — $\Delta\psi = 2,0^\circ$, 4 — $\Delta\psi = 1,0^\circ$; случай *в* — для $E = 160$ Мэв, $\Delta\psi = 4,0^\circ$, $\eta = 0,9$; кривая 1 — $\Delta\theta = 7,0^\circ$, 2 — $\Delta\theta = 4,0^\circ$, 3 — $\Delta\theta = 2,0^\circ$

оказывается удобным отдельно проводить интегрирование по импульсам мягких и жестких фотонов. Вклад вакуумных поправок и мягких фотонов вычисляется стандартным образом. При этом интегрирование по импульсам мягких фотонов проводится по пересечению шара, радиус которого есть расстояние от центра фигуры (рис. 2) до точки пересечения ее с импульсом \mathbf{p}_1 , и области интегрирования рис. 2. С принятой точностью вклад жестких фотонов дается следующим выражением:

$$\frac{d\sigma_{3+4}}{d\Omega_{\mathbf{p}}} = 2\sigma_0(\theta) \int \frac{\alpha}{\pi^2} \frac{E^2(1-\xi)}{(2-\xi)^2} d\xi d\Omega_h \times \left[\frac{1+(1-\xi)^2}{(kp_3)} - \frac{m^2\xi}{(kp_3)^2} \right], \quad (3)$$

где $\sigma_0(\theta)$ — формула Меллера. В силу симметрии задачи излучение фотонов вдоль направлений \mathbf{p} и $-\mathbf{p}$ одинаково. Проводя интегрирование по импульсам мягких и жестких фотонов, получаем с указанной выше логариф-

$$d\sigma = d\sigma_0(1 + \delta), \quad (4)$$

$$\delta = \frac{2\alpha}{\pi} \left\{ \ln \gamma \left[11/3 + 2 \ln \eta - 2\eta + 1/2 \eta^2 \right] + \ln^2(\xi_0 \eta) + \right. \\ \left. + \ln \xi_0 \left[2 \ln \gamma - 1 - 2\eta + 1/2 \eta^2 - 2 \ln \frac{\Delta\theta + \Delta\psi}{2 \sin^2 \theta} \right] \right\}, \quad (5)$$

где

$$\xi_0 = \Delta\theta / \sin \theta, \quad \eta = 1 - E_{min} / E.$$

Заметим, что наиболее существенной является зависимость поправок δ от углов рассеяния, поскольку на опыте измеряется только зависимость сечения от угла рассеяния, но не измеряется абсолютная величина сечения. Эта зависимость при некоторых реальных параметрах приведена на рис. 3 а, б, в.

Радиационные поправки к сечению электрон-электронного рассеяния при современной постановке эксперимента вычислялись также в работах [10, 11], в которых, в отличие от настоящей работы, рассматривалась несимметричная постановка задачи и не рассматривалась зависимость от $\Delta\psi$. Кроме того, в работе [10], как и в [8], неправильно учтен вклад излучения жестких фотонов (пропущен член с ξ^2); в работе [11] найдены асимптотические выражения для радиационных поправок при произвольных частотах излученных фотонов, но при $\Delta\theta \sim 1$, так что члены, содержащие $\ln \Delta\theta$, опущены.

Авторы выражают глубокую благодарность В. А. Сидорову, неоднократно указывавшему на желательность симметричной постановки задачи, и Е. А. Кушниренко за обсуждение вопросов, связанных с экспериментами.

Литература

- [1] Г. И. Будкер, Е. 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] Г. И. Будкер, Е. А. Кушниренко, А. А. Наумов, А. П. Онучин, С. Г. Попов, В. А. Сидоров, А. Н. Скринский, Г. М. Тумайкин. Атомная энергия, **22**, 164, 1967.
- [3] W. Barber, B. Gitterlman, G. O'Neil, B. Richter. Phys. Rev. Lett., **16**, 1127, 1966.
- [4] M. Readhead. Proc. Roy. Soc., **A220**, 219, 1953.
- [5] Р. Половин. ЖЭТФ, **31**, 449, 1956.
- [6] K. Hida, T. Murota, M. Goto, M. Sasamura. Progr. Theor. Phys., **24**, 223, 1960.
- [7] H. Suura. Progr. Theor. Phys., **24**, 225, 1960.
- [8] S. Tsai. Phys. Rev., **120**, 269, 1960.
- [9] V. N. Bayer, S. A. Kheifets. Nucl. Phys., **47**, 313, 1963.
- [10] S. Tsai. Proc. of the Intern. Symp. on Electron and Proton Interact. at High Energ., Hamburg, **2**, p. 387, 1965.
- [11] В. Н. Баеяр, В. С. Фадин, В. А. Хозе. ДАН СССР, **174**, 323, 1967.

RADIATION CORRECTIONS TO THE SCATTERING CROSS-SECTIONS OF ELECTRONS IN COLLIDING BEAMS

V. N. BAIER, V. S. FADIN, V. A. KHOSE

Radiation corrections to the scattering cross-section of electron in colliding beams taking into account the hard photon emission have been considered. The expression for radiation corrections to the cross-sections of electron scattering under the existing experimental conditions has been obtained within logarithmic accuracy.