26

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ИЯФ 88 - 70

В.Н.Байер, В.В.Гейдт

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К СЕЧЕНИЮ ДВОЙНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Новосибирск

1970

В.Н.Байер, В.В.Гейдт

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К СЕЧЕНИЮ ДВОЙНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А Н Н О Т А Ц И Я

В приближении мягких фотонов найдены радиационные поправки к сечению двойного тормозного излучения при столкновении электронов большой энергии.

RADIATIVE CORRECTIONS
TO THE DOUBLE BREMSSTRAHLUNG CROSS-SECTION

V.N.Baier, V.V.Geidt

Abstract

The radiative corrections to the cross-section of double bremsstrahlung have been found in soft photon approximation. At present experimental conditions one has

$$d\sigma_{2\gamma} = d\sigma_{2\gamma}^{0} \cdot (1-\delta)$$

here $d\sigma_{2\gamma}^{0}$ - cross-section without radiative corrections,

$$\delta = \frac{48\alpha}{5\pi} \frac{(8\zeta(3)-1)}{(7\zeta(3)+10)} \ln\frac{E}{\omega_0} = 0,011 \ln\frac{E}{\omega_0}$$

where ω_0 - energy threshold for photon detection, $\zeta(3) = 1,201$.

1. Двойное тормозное излучение (ДТИ), т.е. излучение двух фотонов в противоположные стороны при столкновении электронов, или электрона и позитрона большой энергии, является одним из основных процессов, используемых для измерения светимости и нормировки сечений в опытах на встречных пучках. Впервые сечение ДТИ было измерено в Новосибирске [1]. Измерение сечения ДТИ с точностью до 20% проводилось в Новосибирске (см.,напр., [2]) и с точностью до 6% в Орсэ (Франция) [3]. Результаты эксперимента находятся в полном согласии с теоретическим значением сечения, найденным в работах [4-6] в низшем приближении теории возмущений. При достигнутой точности эксперимента существенный интерес представляют радиационные поправки к сечению ДТИ. Вычисление радиационных поправок к сечению процесса высокого порядка, каким является ДТИ,сопряжено с большими вычислительными трудностями. Поэтому мы ограничимся здесь вычислением радиационных поправок в приближении мягких фотонов [7].

В этом случае сечение процесса можно представить в виде

$$d\sigma = d\sigma_0 \exp 2\alpha (B+\widetilde{B}) \tag{1}$$

где вклад виртуальных фотонов:

$$B = \frac{-i}{8\pi^3}\int \frac{d^4K}{K^2-\lambda^2}\sum_{i<j} Z_i\theta_i Z_j\theta_j\left[\frac{(2P_i\theta_i-K)_\mu}{K^2-2KP_i\theta_i}+\frac{(2P_j\theta_j+K)_\mu}{K^2+2KP_j\theta_j}\right]^2 \tag{2}$$

и вклад реальных фотонов:

$$\widetilde{B} = \frac{1}{8\pi^2}\int_0^{\varepsilon} \frac{d^3K}{(K^2+\lambda^2)^{1/2}}\sum_{i<j} Z_i\theta_i Z_j\theta_j\left(\frac{P_{i\mu}}{KP_i}-\frac{P_{j\mu}}{KP_j}\right)^2 \tag{3}$$

здесь P_i -импульсы заряженных частиц, Z_i - знак заряда, $\theta_i = +1$ для выходящих линий и $\theta_i = -1$ для входящих линий, ε - предельно допустимая энергия дополнительного фотона.

Ограничившись рассмотрением процесса в e^{10} порядке теории возмущений и проводя несложные вычисления получим сечение ДТИ в виде

$$d\sigma(\Delta^2,\omega_1,\omega_2) = d\sigma_0(\Delta^2,\omega_1,\omega_2)\left(1-\frac{2\alpha}{\pi}\Phi\left(\frac{\Delta^2}{4}\right)\int\limits_{\varepsilon}^{E}\frac{d\omega_3}{\omega_3}\right) \tag{4}$$

где $d\sigma_0(\Delta^2,\omega_1,\omega_2)$ – сечение "упругого процесса" (формула (4) работы [4]), Δ^2 – квадрат передачи импульса, E – энергия электрона, ω_1,ω_2 – энергия фотонов, излучаемых при ДТИ. $\Phi\left(\frac{\Delta^2}{4}\right)$ –характерная функция для процессов с участием мягких фотонов

$$\Phi(x) = \frac{1+2x^2}{x\sqrt{1+x^2}}\ln\left(x+\sqrt{1+x^2}\right)-1 \tag{5}$$

Отметим, что сечение "тройного" тормозного излучения (два фотона летят в одну сторону, а третий в другую) в случае мягких фотонов имеет вид (ср. [8]):

$$d\sigma_{\omega_1\omega_2\omega_3} = \frac{8}{\pi^2}r_0^2\alpha^3\cdot\frac{3}{5}\left[8\zeta(3)-1\right]\frac{d\omega_1}{\omega_1}\cdot\frac{d\omega_2}{\omega_2}\cdot\frac{d\omega_3}{\omega_3} \tag{6}$$

$\zeta(3)$ – дзета-функция Римана ($\zeta(3) = 1{,}201$).

При малых Δ^2 сечение $d\sigma_0\sim\Delta^2$, поэтому малые передачи импульса несущественны и нижний предел интегрирования по Δ^2 можно положить равным 0, верхний предел по $\Delta^2\sim E^2$ и ввиду сходимости интегралов может быть положен равным бесконечности. Проводя простые вычисления получим сечение ДТИ с учётом радиационных поправок с логарифмической точностью

$$d\sigma_{\omega_1\omega_2} = \frac{8r_0^2\alpha^2}{\pi}\left\{\left(1-\frac{\omega_1}{E}\right)\left(1-\frac{\omega_2}{E}\right)\eta_1+\frac{\omega_1^2\omega_2^2}{E^4}\eta_3+\right.$$
$$\left.+\left[\left(1-\frac{\omega_1}{E}\right)\frac{\omega_2^2}{E^2}+\left(1-\frac{\omega_2}{E}\right)\frac{\omega_1^2}{E^2}\right]\eta_2\right\} \tag{7}$$

где

$$\eta_1 = \eta_1^0-\delta\eta_1^0 = \frac{5}{4}+\frac{7}{8}\zeta(3)-\frac{2\alpha}{\pi}\cdot\frac{3}{5}\left(8\zeta(3)-1\right)\ln E/\varepsilon$$

$$\eta_2 = \eta_2^0 - \delta\eta_2^0 = \frac{1}{2} + \frac{7}{8}\zeta(3) - \frac{2\alpha}{\pi}\left(\frac{23}{8}\zeta(3) - \frac{1}{6}\right)\ln E/\varepsilon \qquad (8)$$

$$\eta_3 = \eta_3^0 - \delta\eta_3^0 = \frac{7}{8}\zeta(3) - \frac{2\alpha}{\pi}\,\frac{7}{4}\zeta(3)\ln E/\varepsilon$$

Здесь приведены значения каждого η_{1-3} для проинтегрированного по всем углам вылета фотонов сечения. В случае конечных интегралов углов вылета фотонов коэффициенты η^0_{1-3} следует взять из работы [4], а поправки $\delta\eta^0_{1-3}$ соответственно пропорционально изменить.

Поскольку в сечение ДТИ основной вклад дают малые передачи импульса $\Delta^2 \sim m^2$, то радиационные поправки не содержат "больших" логарифмов типа $\ln E/m$. В формуле (8) сохранены лишь логарифмические члены в найденных поправках. Заметим, что диаграммы поляризации вакуума в них вкладов не дают.

Сечение ДТИ с хорошей численной точностью ($<$ 1%) может быть представлено в мультипликативной форме (ср.[1], [6]), т.е.

$$\eta_1^0\,\eta_3^0 = \eta_2^0 \qquad (9)$$

где η_i^0 - значения коэффициентов в (7) без учёта радиационных поправок. С учётом поправок соотношение (9) выполняется с той же точностью.

В проведенных экспериментах по изучению ДТИ фактически измерялось сечение процесса (7), проинтегрированное по энергии фотонов $\omega_0 \le \omega_1 \le E$; $\omega_0 \le \omega_2 \le E$. При такой постановке опыта для нахождения сечения с учётом радиационных поправок необходимо в сечении (4) интегрировать по частотам фотонов по областям: $\omega_0 \le \omega_1 \le E$, $\omega_0 \le \omega_2 + \omega_3 \le E$ и $\omega_0 \le \omega_1 + \omega_3 \le E$, $\omega_0 \le \omega_2 \le E$.

Проводя такие вычисления получим в приближении мягких фотонов

$$\sigma = \sigma_0(1-\delta) \qquad (10)$$

где σ_0 – сечение без учёта радиационных поправок,

$$\delta = \frac{48\alpha}{5\pi}\,\frac{(8\zeta(3)-1)}{(7\zeta(3)+10)}\ln E/\omega_0 = 0{,}011 \ln\frac{E}{\omega_0} \qquad (11)$$

В конкретных условиях для эксперимента в Новосибирске ω_0/E = 1/100, тогда δ = 0,05 ; в ОРСЭ ω_0/E = 1/3, тогда δ = 0,01. Так что поправки следует учитывать в уже проведенных экспериментах. Возрастание поправок при уменьшении нижней грани энергии фотонов обусловлено тем, что при $\omega_3 > \omega_0$ происходит эффективное уменьшение области интегрирования по основному фотону.

Авторы благодарны В.А.Сидорову и А.Г.Хабахпашеву за обсуждение.

Литература

1. П.Голубничий, А.Онучин, С.Попов. В.Сидоров. Атомн.энергия 22, 168, 1966.
2. А.Г.Хабахпашев. Диссертация. Новосибирск,1970.
3. J.E.Augustin et all.Phys.Lett.31B,673,1970
4. В.Н.Байер, В.М.Галицкий. ЖЭТФ - письма 2, 259, 1965.
5. В.Н.Байер, В.С.Фадин, В.А.Хозе. ЖЭТФ, 50, 1611, 1966.
6. В.Н.Байер, В.М.Галицкий, В.С.Фадин, В.А.Хозе. ЯФ, 8, 1174, 1968.
7. D.R.Yennie,S.C.Frautschi and H.Suura Ann.Phys.13,379,1961
8. V.N.Bayer and V.M.Galitsky.Phys.Lett.13,355,1964

Ответственный за выпуск В.В.Гейдт
Подписано к печати 1.09.70 г.
Усл. 0,4 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.
Заказ № 88 . ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР, нв.