

К. 29

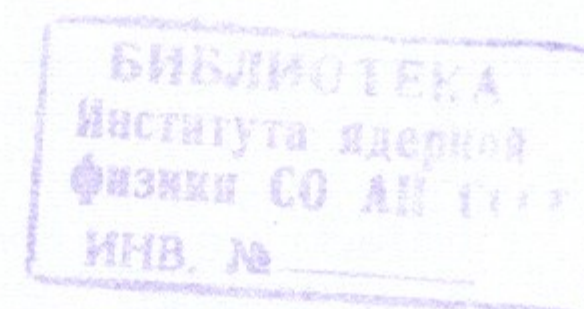
44

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

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76 - 70

В.М.Катков, В.М.Страховенко

О ВЛИЯНИИ ПОЛЯ ВСТРЕЧНОГО ПУЧКА
НА ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ



Новосибирск

1976

В.М.Катков, В.М.Страховенко

О ВЛИЯНИИ ПОЛЯ ВСТРЕЧНОГО ПУЧКА НА ТОРМОЗНОЕ
ИЗЛУЧЕНИЕ.

А Н Н О Т А Ц И Я

Изучается воздействие поля встречного пучка на процесс тормозного излучения при столкновении электронов (позитронов) высокой энергии. Показано, что это воздействие может приводить к заметному уменьшению сечения.

В работе [1] проведен детальный анализ влияния магнитного поля на тормозное излучение при столкновениях электрон-электронных (электрон-позитронных) встречных пучков*. В настоящей работе показано, что и в отсутствие внешнего поля имеют место аналогичные эффекты, возникающие в результате коллективного воздействия встречного пучка на движение частицы.

Оценки, сделанные в [1,2], показывают, что в рассматриваемом случае ультрарелятивистских частиц ($\gamma = \epsilon/m \gg 1$, ϵ - энергия частицы, m - ее масса) можно пренебречь влиянием внешнего поля в блоке излучения, описывающем поглощение промежуточного и излучение тормозного фотона, и учитывать это влияние только при излучении промежуточного фотона электроном отдачи**.

Рассмотрим действие различных областей встречного пучка на движение частицы в зависимости от расстояния находящихся в них частиц z_i до налетающей частицы. Введем длину l_c , такую что $d \gg l_c \gg s$, где d - размер пучка, $s = n^{-1/3}$ - среднее расстояние между частицами (n - плотность частиц). По смыслу выбора величины l_c можно считать, что частицы, находящиеся в области, для которой выполняется условие $z_i < l_c$, действуют на налетающую частицу независимо. Такое воздействие адекватно описывается в терминах многократного рассеяния.

Влияние частиц встречного пучка, находящихся в области $z_i > l_c$ на движение налетающей частицы можно описывать как действие на нее внешнего поля непрерывно распределенного заряда, поскольку в этой области расстояние между самими частицами много меньше расстояния до налетающей частицы.

Таким образом можно выделить два основных механизма, влияющих на движение частицы. Первый из них - многократное рассеяние на частицах встречного пучка, которое имеет место и в нейтральной среде, второй связан с действием объемного заряда на частицу.

Рассмотрим первый из этих механизмов. Как показано в работах [3,4], влияние многократного рассеяния на тормозное излучение (эффект Ландау - Померанчука)*** начинается тогда, когда средний

* Впервые этот вопрос рассматривался в [2].

** Эта возможность обусловлена тем, что длины формирования тормозного и промежуточного фотона различаются примерно в γ^2 раз.

*** Подчеркнем, что в рассматриваемом случае речь идет о влиянии многократного рассеяния на формирование виртуального фотона.

квадрат угла многократного рассеяния на длине формирования фотона становится сравним с квадратом характерного угла излучения $\sim 1/\gamma^2$, так что параметром, определяющим степень этого влияния, является величина $\eta = \bar{v}^2 \gamma^2$. В случае $\eta \ll 1$ этим эффектом можно пренебречь, когда же $\eta \gg 1$ влияние многократного рассеяния становится существенным.

Выражение для величины η при прохождении заряженной частицы через встречный пучок имеет вид

$$\eta = \bar{v}^2 \gamma^2 = n l_v \int_{\bar{v}_1}^{\bar{v}_2} d\sigma(\bar{v}) \bar{v}^2 \gamma^2 = \frac{32\alpha^2 \pi n \gamma^3 (\epsilon - \omega)}{\omega m^3} \ln \frac{\bar{v}_2}{\bar{v}_1} \quad (I)$$

здесь $\sigma(\bar{v})$ - сечение рассеяния на угол \bar{v} , а в качестве l_v взята длина формирования промежуточного фотона при минимальном

переданном импульсе [1]: $l_v \sim 4(\epsilon - \omega)\gamma^3 / \omega m$

Верхний предел интегрирования в (I) $\bar{v}_2 \sim 1$. В соответствии со сказанным выше в качестве нижнего предела выберем $\bar{v}_1 \sim 1/\epsilon$. При любых разумных значениях ϵ , n величина $\eta \ll 1$ и влиянием многократного рассеяния можно пренебречь. Например, при $\epsilon = 3,5$ ГэВ, $\omega/\epsilon = 10^{-2}$, $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для η согласно (I) имеем $\eta \sim 10^{-2}$.

Рассмотрим теперь влияние объемного заряда встречного пучка на тормозное излучение*. При излучении фотона в релятивистском случае можно пренебречь продольной составляющей силы внешнего поля, так что действие поля объемного заряда по своему характеру не отличается от действия магнитного поля. Учитывая, что при пролете через встречный пучок отклонение частицы мало по сравнению с его поперечными размерами, будем считать поле постоянным на траектории частицы. Тогда можно использовать результаты работы [1], где вместо напряженности магнитного поля H будет входить величина $H_{\text{эф}}$, зависящая от начального положения частицы в пучке.

Поле встречного пучка является суммой полей составляющих его частиц. Воспользовавшись известным видом поля заряда, движущегося равномерно со скоростью \vec{v} (см., например, [5] §38) и учитывая, что продольные размеры пучков l много больше поперечных, в предположении, что плотность частиц $n(\vec{r})$ не зависит от продольной координаты, получаем следующее выражение для поперечных компонент поля

$$\vec{E}_n = \int \frac{2en(\vec{r}')(\vec{r} - \vec{r}') d^3r'}{(\vec{r} - \vec{r}')^2}, \quad \vec{H}_n = [\vec{v} \times \vec{E}_n] \quad (2)$$

* На возможность такого влияния указывалось в [2].

Ускорения, вызываемые действием полей E и H (2) с релятивистской точностью совпадают, так что в качестве $H_{\text{эф}}$ надо брать $2H_n$ из (2)*.

Как показано в [1,2] влияние внешнего поля на процесс тормозного излучения зависит от значения величины

$$a = 4\gamma^3 \frac{H_{\text{эф}}}{H_0} \left(\frac{\epsilon}{\omega} - 1 \right), \quad H_0 = \frac{m^2}{e} = 4,41 \cdot 10^{13} \text{ Гс}$$

В рассматриваемом случае величина a , а вместе с ней и сечение процесса оказываются зависящими от поперечных координат, так что для числа фотонов, излученных по направлению движения одного из пучков (индекс 1) за одно прохождение, имеем

$$dN_1(\omega) = l_1 l_2 \int d^2p n_1(\vec{p}) n_2(\vec{p}) d\sigma \{ n_1(\vec{p}), \omega \} \quad (3)$$

где $n_1(\vec{p})$, $n_2(\vec{p})$ - плотности распределения частиц в пучках. Среднее сечение можно определить следующим образом:

$$d\sigma_s(\omega) = \frac{\int d^2p n_1(\vec{p}) n_2(\vec{p}) d\sigma \{ n_1(\vec{p}), \omega \}}{\int d^2p n_1(\vec{p}) n_2(\vec{p})} \quad (4)$$

Выражение для входящего в (3), (4) сечения при любых значениях величины a получено в [1] (формулы (2.18), (2.21)). В случае $a \ll 1$ (см. [1] формула (2.24)) $(d\sigma - d\sigma_0)/d\sigma_0 \sim a^2$ и зависимостью сечения тормозного излучения от поля можно пренебречь. Там же (формула (2.23)) приведен асимптотический вид этого сечения при $a \gg 1$, когда поле существенно влияет на процесс:

$$d\sigma = \frac{2\alpha^3}{m^2} \left(1 - \frac{\omega}{\epsilon} \right) \frac{d\omega}{\omega} \left\{ \left(v - \frac{2}{3} \right) \left[\ln \left(\frac{m^2}{q_{\text{min}}^2 a^{2/3}} \right) - C_1 \right] + \frac{2}{2\lambda} - \frac{9}{4} \frac{\Gamma(2/3)}{(3a)^{1/3}} \left(v + \frac{6}{5} \right) \right\} \quad (5)$$

где $C_1 = \frac{4 - 2C - \ln 3}{3} \approx 0,58$, $C = 0,5772 \dots$ - постоянная Эйлера,

$$v = \left(1 - \frac{\omega}{\epsilon} \right) + \left(1 - \frac{\omega}{\epsilon} \right)^{-1}, \quad q_{\text{min}} = \frac{m\omega}{4\gamma^2(\epsilon - \omega)}$$

* Если встреча пучков происходит во внешнем поле H_0 , то $H_{\text{эф}} = |H_0 + 2H_n|$

Проиллюстрируем применение полученных формул и процедуру усреднения на модели, в которой $n_{1,2} = N_{1,2} \mathcal{V}(2-\rho)/\pi z^2 \ell_{1,2}$ (равномерно заряженный цилиндр радиуса z). Подставляя $n_1(\rho)$ в (2), получаем для величины поля

$$H_{\text{эф}}(\rho) = 2H_n(\rho) = \begin{cases} \frac{4eN_1\rho}{z^2\ell_1}, & \rho \leq z \\ \frac{4eN_1}{\rho\ell_1}, & \rho \geq z \end{cases}$$

Принимая, что $\ell_1 \approx 20\text{см.}$, $z \approx 0,1\text{см.}$, $N_1 \approx 10^{11}$ получаем $H_{\text{эф}}(z) \approx 100\text{ Гс.}$ Тогда для выбранных ранее значений $\mathcal{E} = 3,5\text{ ГэВ}$, $\omega/\mathcal{E} = 10^{-2}$, $a \approx 300 \gg 1$. В этом случае для сечения $d\sigma$ можно пользоваться формулой (5), в которую надо подставить полученное выражение $a(H_{\text{эф}}(\rho))$ и провести усреднение по ρ в (4), т.е. взять следующий интеграл:

$$\frac{1}{\pi z^2} \int d^2\rho \ln a^{2/3}(\rho) = \ln a^{2/3}(z) - \frac{1}{3}$$

Для использованных выше значений величин получаем, что учет действия поля встречного пучка уменьшает сечение примерно на 7%.

В работе [1] рассматривался также вклад реальных промежуточных фотонов в изучаемый процесс. Было показано, что при принятых выше значениях энергии и размерах пучка для частиц, движущихся в магнитном поле $H = 10^4\text{ Гс.}$, вклад реальных промежуточных фотонов в определенной области спектра может быть сравним с вкладом виртуальных фотонов. Поскольку число реальных промежуточных фотонов линейно зависит от величины внешнего поля, то в нашем случае, когда это поле на два порядка меньше, вклад этих фотонов можно пренебречь.

В заключение обратим внимание на следующее обстоятельство. Если длина формирования виртуального фотона ℓ_ν превосходит размер прямолинейного промежутка, то, вообще говоря, даже без учета влияния поля встречного пучка будет происходить эффективное увеличение минимальной передачи, что приведет к уменьшению сечения тормозного излучения. При этом необходимо учитывать характер движения вне прямолинейного участка траектории.

Авторы благодарны В.Н.Байеру, по инициативе которого была выполнена настоящая работа, за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.М.Катков, В.М.Страховенко, Препринт ИЯФ СО АН СССР 76-45.
2. В.Н.Байер, В.М.Катков, ДАН, 207, 68, 1972.
3. Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук, ДАН, 92, 535, 735, 1953.
4. V.M.Galitsky, I.I.Gurevich, *Nuovo Cimento*, 32, 396, 1964.
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля, "Наука", 1967.

Работа поступила - 3 июня 1976г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ

Подписано к печати 26.7-76г. МН 07432

Усл. 0,3 печ.л., тираж 150 экз. Бесплатно

Заказ № 70.

Отпечатано на ротаринте ИЯФ СО АН СССР