

Об экспериментальном обнаружении эффекта подавления тормозного излучения релятивистских электронов в тонком слое вещества

С.П.Фомин

ИТФ ННЦ ХФТИ, г. Харьков

1. ВВЕДЕНИЕ

Тормозное излучение релятивистского электрона формируется в большой пространственной области вдоль импульса частицы. Эта область носит название зоны формирования излучения или длины когерентности l_c [1]. Продольный размер этой области быстро увеличивается с ростом энергии частицы $l_c = 2\gamma^2/\omega$, где $\gamma = \epsilon/m$ – Лоренц-фактор электрона, ϵ и m – энергия и масса электрона, ω – энергия излучаемого γ -кванта.

При достаточно высоких энергиях электронов длина когерентности может достигать макроскопических размеров и даже превышать размер самой мишени. Существенное влияние на процесс излучения при этом могут оказывать особенности взаимодействия электрона с атомами мишени в пределах длины когерентности.

Ландау и Померанчук показали [2], что многократное рассеяние релятивистского электрона на атомах среды в пределах длины когерентности процесса тормозного излучения может привести к значительному уменьшению спектральной плотности излучения по сравнению с результатом теории Бете и Гайтлера. Количественная теория этого явления, получившего название ЛПМ-эффекта, была разработана Мигдалом на основе метода кинетического уравнения [3]. При высоких энергиях ЛПМ-эффект приводит к существенному подавлению излучения и должен учитываться при проектировании детекторов и защиты для ускорителей сверхвысоких энергий.

Недавно на ускорителе СЛАК был выполнен эксперимент по проверке ЛПМ-эффекта [4,5]. Пучок электронов с энергией $\epsilon = 25$ ГэВ падал на мишени толщины L порядка нескольких процентов радиационной длины X_0 . Измерялась спектральная плотность γ -излучения в интервале энергий $\omega = 0.5 \dots 500$ МэВ для мишеней ряда элементов от углерода до урана. Анализ полученных данных показал хорошее согласие между предсказаниями теории Мигдала [3] ЛПМ-эффекта и экспериментом для относительно толстых мишеней и "неожиданное" поведение спектров излучения в области малых частот для тонких мишеней. Особенно большое расхождение теории и эксперимента наблюдалось для мишени золота толщиной $0.7\% X_0$ [4,5].

Ниже будет показано, что наблюдавшиеся в эксперименте [4,5] отклонения от предсказаний

теории Мигдала имеют место в случае, когда не выполняются условия применимости последней. Развита в [2,3] теория справедлива, если толщина мишени велика по сравнению с длиной когерентности процесса излучения. Анализ противоположного случая проводился ранее в работах [6]. Для количественного описания результатов эксперимента [4,5], однако, нельзя использовать непосредственно формулы работ [6], поскольку они являются асимптотическими и дают лишь качественное описание эффекта. Количественная теория эффекта подавления тормозного излучения в тонком слое вещества была разработана недавно в работе [7].

В настоящей работе на основе численных расчетов спектральной плотности излучения с использованием развитого в [7] подхода проведен анализ полученных в СЛАК экспериментальных данных [4,5]. Показано, что помимо экспериментального подтверждения ЛПМ-эффекта в [4,5] обнаружен эффект подавления тормозного излучения в тонком слое вещества, теоретически описанный в работах [6,7].

2. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

Для расчетов спектральной плотности излучения релятивистских электронов в тонкой мишени воспользуемся подходом, предложенным в работе [7]. Важным преимуществом этого подхода является существенное упрощение формул для спектральной плотности излучения в интересующем нас случае $L \ll l_c$ в сочетании с точным учетом многократного рассеяния электронов на атомах мишени на основе теории Мольера и Бете [8].

В этом случае для спектральной плотности тормозного излучения пучка электронов, прошедшего сквозь мишень толщины L , имеем [7]

$$\frac{d\xi}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi} \int d^2\vartheta f(\vartheta) \left[\frac{2\xi^2 + 1}{\xi \sqrt{\xi^2 + 1}} \ln(\xi + \sqrt{\xi^2 + 1}) - 1 \right], \quad (1)$$

где $\xi = \gamma\vartheta/2$ и ϑ – угол рассеяния электрона мишенью и функция распределения частиц по углам рассеяния определяется выражением

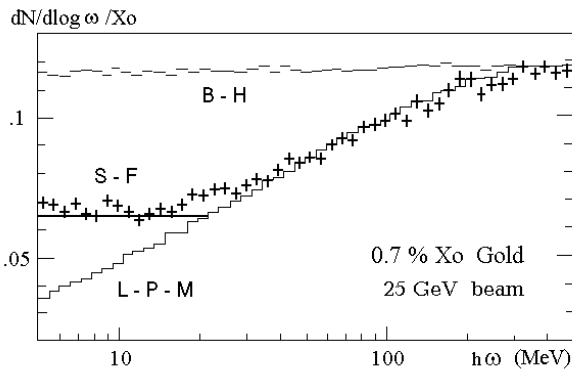
$$f(\vartheta) = \frac{1}{2\pi B \gamma_c^2} \int_0^\infty \eta d\eta J_0 \left(\eta \frac{\vartheta}{\gamma_c \sqrt{B}} \right) \cdot \exp \left(\frac{\eta^2}{4B} \ln \frac{\eta^2}{4} - \frac{\eta^2}{4} \right).$$

Здесь $\chi_c^2 = 4\pi nLZ^2e^4/(p\nu)^2$, n - плотность атомов мишени, $Z|e|$ - заряд ядра атома, p - импульс электрона, $c=\hbar=1$, а величина B определяется из уравнения $B - \ln B = \ln(\chi_c^2/\chi_a^2) + 1 - 2C$, $\chi_a = \square/pR$, R - радиус экранировки атома, $C=0,577$ - постоянная Эйлера.

Отметим, что функция $f(\vartheta)$ при этом учитывает как многократное, так и однократное рассеяние электронов на атомах мишени.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рисунке представлены результаты теоретических расчетов по формуле (1) и данные эксперимента [4] для мишени золота толщиной 0.7% радиационной длины.



Спектральная плотность излучения электронов с энергией 25 ГэВ в золотой мишени толщиной 0.7% радиационной длины. Крестики - данные эксперимента [4]; гистограммы L-P-M и B-H - результаты Монте-Карло расчетов по теории Ландау-Померанчука-Мигдала и по теории Бете-Гайтлера, приведенные в работе [4]; сплошная линия S-F - результат расчетов по формуле (1).

Как видно из рисунка, в различных областях спектра реализуются различные режимы излучения. Так при $\omega > \omega_{LPM}$, где $\omega_{LPM} = 4\pi 137\gamma^2/X_0$ - характерная энергия возникновения ЛПМ-эффекта, определяемая условием $\gamma^2\vartheta^2 = 1$, излучение описывается формулой Бете-Гайтлера [2]. Для экспериментальных данных, представленных на рис., $\omega_{LPM} \approx 250$ МэВ. При $\omega < \omega_{LPM}$ имеет место подавление тормозного излучения, причем если при $\omega_{SF} < \omega < \omega_{LPM}$ спектральная плотность излучения описывается формулой Мигдала (ЛПМ-эффект), т.е. $d\varepsilon/d\omega \approx \sqrt{\omega}$, то при $\omega \leq \omega_{SF}$ снова происходит изменение поведения спектра излучения: как следует из формулы (1), спектральная плотность излучения перестает зависеть от ω . Величина ω_{SF} при этом определяется из условия $L = l_c$ и в нашем случае составляет $\omega_{SF} \approx 40$ МэВ (см. рисунок).

Наличие характерного «плато» в мягкой части спектра излучения электронов ($\omega \leq \omega_{SF}$) наблюдалось также и для других мишеней [5]. Однако для более толстых мишеней и меньшей энергии электронов область применимости формулы (1) существенно сужается, т.к. при $\omega \leq \gamma\omega_p$ становится существенным еще один механизм подавления излучения, связанный с влиянием поляризации среды на излучение [1]. Тем не менее, сравнение экспериментальных данных [5] с расчетным положением «плато», согласно формуле (1) показывает их удовлетворительное согласие (таблица).

Мишень, L	СЛАК эксп. 25 ГэВ ¹⁾	Теория ¹⁾
W, 2% X_0	0.025 ± 0.001	0.032
U, 3% X_0	0.028 ± 0.001	0.027
U, 5% X_0	0.019 ± 0.001	0.021
Au, 0.7% X_0	0.066 ± 0.001	0.065
Au, 0.7% X_0	0.070 ± 0.005 ²⁾	0.072 ²⁾

¹⁾ в тех же единицах, что и на рис. ²⁾ для $\varepsilon = 8$ ГэВ.

Обратим внимание на то, что с ростом энергии электронов быстро увеличивается область частот, в которой должен иметь место рассматриваемый эффект. Так при энергии электронов 1 ТэВ для мишени золота толщиной 0.7% X_0 , согласно полученным формулам, эффект должен проявляться в области энергий $\omega < 50$ ГэВ. Это обстоятельство необходимо учитывать при подготовке новых экспериментов на ускорителях высоких энергий.

Литература

1. Тер-Микаелян М.Л., Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях.- Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969.
2. Ландау Л.Д., Померанчук И.Я., Докл. АН СССР. 92, 535, 735 (1953).
3. Мигдал А.Б., Докл. АН СССР 96, 49 (1954).
4. Anthony P.L. et al., Phys.Rev.Lett. 75, 1949(1995).
5. Anthony P.L. et al., Phys. Rev. D56, 1373 (1997).
6. Шульга Н.Ф., Фомин С.П., Письма в ЖЭТФ. 27, 126 (1978); Phys. Lett. A114, 148 (1986).
7. Шульга Н.Ф., Фомин С.П. ЖЭТФ. 113, 58(1998).
8. Bethe H., Phys. Rev. 89, 1256 (1953).

Статья поступила: в редакцию 25 мая 1998 г.,
в издательство 1 июня 1998 г.