

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКЕ ЭФФЕКТА ЛАНДАУ – ПОМЕРАНЧУКА – МИГДАЛА

Н.Ф.Шульга, С.П.Фомин

Харьковский физико-технический институт ¹⁾

310108 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 6 мая 1996 г.

Дано теоретическое объяснение "неожиданного" поведения спектра излучения ультрарелятивистских электронов в тонком слое вещества, обнаруженного недавно на ускорителе СЛАК [1, 2] при проведении эксперимента по исследованию эффекта Ландау – Померанчука – Мигдала.

PACS: 12.20.Fv, 41.60.-m

1. Недавно на ускорителе СЛАК был выполнен эксперимент [1, 2] по проверке эффекта Ландау – Померанчука – Мигдала (ЛПМ-эффект [3, 4]) подавления тормозного излучения ультрарелятивистских электронов в веществе. Анализ полученных данных показал хорошее согласие между предсказаниями теории Мигдала ЛПМ-эффекта и экспериментом для относительно толстых мишеней, и "неожиданное" поведение спектра излучения в области малых частот для тонких мишеней [1, 2]. Особенно большое расхождение теории и эксперимента наблюдалось для мишени золота толщиной 0.7 % радиационной длины. Удовлетворительного объяснения этого расхождения, как отмечается в [1, 2], пока найти не удалось. Анализу данной проблемы посвящена настоящая работа.

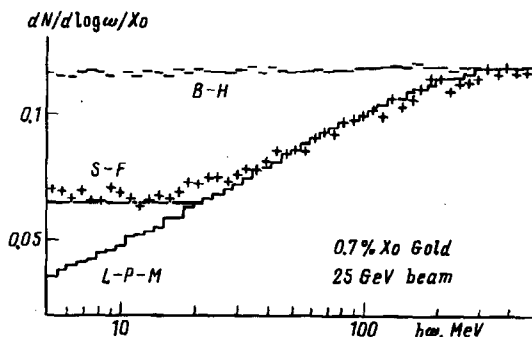
Мы показываем, что наблюдавшиеся в [1, 2] отклонения от предсказаний теории Мигдала имеют место в случае, когда не выполняются условия применимости последней. Развита в [3, 4] теория справедлива, если толщина мишени велика по сравнению с длиной когерентности процесса излучения. Мы анализируем здесь противоположный случай и показываем, что в [1, 2] было получено не только экспериментальное подтверждение ЛПМ-эффекта, но и обнаружен эффект подавления тормозного излучения в тонком слое вещества, теория которого была развита в работах [5, 6].

2. Эксперимент по исследованию ЛПМ-эффекта был выполнен на ускорителе СЛАК при энергии электронов $E = 25$ ГэВ. Измерения проведены для мишеней ряда элементов от углерода до урана. Толщины мишеней L выбирались порядка нескольких процентов радиационной длины X_0 . Для золота измерения проведены при $L = 0.1\%$, 0.7% и $6\%X_0$. Интервал энергий измеряемых гамма-квантов составлял $0.5 - 500$ МэВ.

Сравнение полученных данных с результатами расчетов, выполненных в [1, 2] на основе формулы Мигдала, показало хорошее согласие теории с экспериментом в области относительно больших частот. В области же мягких гамма-квантов в ряде случаев наблюдалось расхождение между результатами измерений и расчетов (см. рис.5 и 6 работы [1]). Это расхождение было особенно значительным для тонких мишеней. На рисунке крестиками представлены экспериментальные данные [2], относящиеся к мишени золота толщиной

¹⁾ e-mail: kfti@rocket.kharkov.ua

$L = 0.7\% X_0$. Гистограммы LPM и ВН на рисунке соответствуют результатам Монте-Карло расчетов спектра излучения по теории Мигдала [4] и теории Бете и Гайтлера [7]. Авторы эксперимента обращают внимание на значительное расхождение результатов расчетов как по формуле Мигдала, так и по формуле Бете-Гайтлера с полученными экспериментальными данными в области малых частот. Данное расхождение они связывают с влиянием краев мишени. Вместе с тем в [1, 2] отмечается, что удовлетворительного объяснения этого эффекта пока не найдено.



Спектральная плотность излучения электронов с энергией 25 ГэВ в золотой мишени толщиной 0.7% радиационной длины. Крестики – данные эксперимента [2]; гистограммы LPM и ВН – результаты Монте-Карло расчетов по теории Ландау-Померанчука-Мигдала и по теории Бете-Гайтлера, приведенные в работе [2]; сплошная линия SF – результат расчетов по формуле (9) настоящей работы

3. В работах [3, 4] было показано, что если средний квадрат угла многократного рассеяния электрона высокой энергии в аморфной среде в пределах длины когерентности процесса тормозного излучения $l_c = 2E^2/m^2\omega$ (E и m – энергия и масса электрона, ω – частота излученного фотона, здесь и далее используется система единиц, в которой скорость света положена равной единице) станет сравним с квадратом характерного угла излучения релятивистской частицы $\theta_\gamma^2 = m^2/E^2$, то должно наблюдаться подавление тормозного излучения. В этом случае для гамма-квантов с частотой

$$\omega < \omega_{LPM} = E_s^2 E^2 / m^4 X_0 \quad (1)$$

спектр излучения определяется формулой Мигдала [4], которая в пределе малых частот излучаемых гамма-квантов имеет вид

$$\frac{dE_{LPM}}{d\omega} \approx \frac{|e| m L}{\sqrt{\pi} E X_0} \sqrt{\omega X_0}, \quad (2)$$

где e – заряд электрона, $E_s^2 = 4\pi m^2/e^2$. Согласно (5), спектральная плотность излучения электрона в веществе в области малых частот оказывается меньше соответствующего результата, определяемого формулой Бете и Гайтлера [7]:

$$\frac{dE_{BH}}{d\omega} = \frac{4 L}{3 X_0} \quad (3)$$

Таким образом, многократное рассеяние приводит к подавлению излучения гамма-квантов относительно низких частот $\omega < \omega_{LPM}$. Этот эффект носит название ЛПМ-эффекта.

Теория Мигдала ЛПМ-эффекта относится к случаю, когда толщина мишени L велика по сравнению с длиной когерентности l_c . В работах [5, 6] был

рассмотрен противоположный случай (случай тонкой мишени) и показано, что при $L \ll l_c$ (то есть для $\omega \ll \omega_c$, где $\omega_c = 2E^2/m^2L$) спектр излучения определяется формулой

$$\left\langle \frac{dE}{d\omega} \right\rangle = \frac{2e^2}{\pi} \int d^2\theta f(\theta) \left\{ \frac{2\xi^2 + 1}{\xi\sqrt{\xi^2 + 1}} \ln \left(\xi + \sqrt{\xi^2 + 1} \right) - 1 \right\}, \quad (4)$$

где $\xi = E\theta/2m$, θ - угол рассеяния частицы мишенью и $f(\theta)$ - функция распределения частиц по углам θ .

Формула (9) показывает, что при выполнении условия $L \ll l_c$ спектральная плотность излучения не зависит от частоты излучаемого фотона и определяется только углами рассеяния частиц мишенью. При выводе этой формулы в [5] не использовался конкретный закон рассеяния частиц в веществе, поэтому формулой (9) можно пользоваться для описания излучения в тонких слоях как аморфного, так и кристаллического вещества. При этом различие в излучении будет обусловлено только различным характером рассеяния частиц в аморфной мишени и в кристалле [5, 6].

В тонком слое аморфного вещества функция $f(\theta)$ определяется соотношением (20) работы [8], которое учитывает как многократное, так и однократное рассеяние частиц на атомах мишени. При выполнении условия $E^2\overline{\theta_{am}^2}/m^2 \ll 1$, где $\overline{\theta_{am}^2}$ - среднее значение квадрата угла многократного рассеяния частицы мишенью, формула (9) дает соответствующий результат Бете и Гайтлера (6). Если же $E^2\overline{\theta_{am}^2}/m^2 \gg 1$, то, согласно (9), с логарифмической точностью

$$\left\langle \frac{dE}{d\omega} \right\rangle \approx \frac{2e^2}{\pi} \left(\ln \frac{E_s^2 L}{m^2 X_0} - 1 \right). \quad (5)$$

Мы воспользовались здесь тем, что при $E^2\overline{\theta_{am}^2}/m^2 \gg 1$ для всех углов θ , дающих главный вклад в излучение, распределение частиц по углам имеет гауссов вид с $\overline{\theta_{am}^2} = E_s^2 L/E^2 X_0$.

Отметим, что применительно к аморфной мишени аналогичный результат был получен в работе [9] на основе метода кинетического уравнения Мигдала. В [9], однако, механизм излучения электрона в пластинке трактовался как некая разновидность переходного излучения. Это, видимо, привело авторов работы [1] к выводу о невозможности использования результатов работы [9] для анализа своих экспериментальных данных (см. стр.11 работы [1]).

Формула (10) показывает, что при $E^2\overline{\theta_{am}^2}/m^2 \gg 1$

$$\left\langle \frac{dE}{d\omega} \right\rangle < \frac{dE_{BH}}{d\omega}. \quad (6)$$

Таким образом, как в случае толстой мишени ($L \gg l_c$), так и в случае тонкой мишени ($L \ll l_c$) при $E^2\overline{\theta_{am}^2}/m^2 \gg 1$ имеет место эффект подавления тормозного излучения. Формулы, описывающие этот эффект при $L \gg l_c$ и при $L \ll l_c$, однако, существенно различаются. А именно, различной оказывается зависимость спектра излучения от энергии электрона E , от частоты излучаемого гамма-кванта ω и от толщины мишени L .

Аналогичный эффект имеет место и при прохождении ультрарелятивистских электронов через кристалл вблизи кристаллографической оси. В этом случае, однако, имеет место эффект подавления когерентного излучения [6, 10].

Эффект подавления излучения в тонком слое вещества обусловлен особенностями развития в пространстве и времени процесса тормозного излучения электрона при высоких энергиях [6, 10]. Ультррелятивистский электрон после рассеяния на большой угол некоторое время ($t < l_c/v$) находится в "полуголом" состоянии, то есть в значительной степени без своего нормального кулоновского поля [11]. Такой электрон практически утрачивает способность излучать при последующих столкновениях с атомами среды. Это приводит к ослаблению излучения электрона в тонком слое вещества ($L \ll l_c$), благодаря которому линейная зависимость спектра излучения от толщины мишени L (результат Бете-Гайтлера) сменяется более слабой логарифмической (формула (10)).

4. Представленные на рисунке экспериментальные данные соответствуют случаю, когда в различных областях частот гамма-квантов одновременно имеют место как ЛПМ-эффект ($\omega_c < \omega < \omega_{LPM}$), так и эффект подавления излучения в тонком слое вещества ($\omega < \omega_c$). Сплошной линией на рисунке представлены результаты расчета спектра излучения по формуле (9), соответствующие условиям эксперимента [1, 2].

Хорошее согласие результатов расчета с экспериментом указывает на то, что наблюдавшийся в [1, 2] эффект уменьшения излучения в области малых частот обусловлен особенностями влияния многократного рассеяния на излучение ультррелятивистского электрона в тонком слое вещества. Таким образом, в эксперименте [1, 2] было не только дано подтверждение ЛПМ-эффекта, но и обнаружен эффект подавления излучения в тонком слое вещества.

Обратим внимание на то, что с ростом энергии электронов быстро увеличивается область частот, в которой должен иметь место рассматриваемый нами эффект. Так, при $E = 300$ ГэВ (энергии электронов и позитронов, при которых в настоящее время проводятся эксперименты в ЦЕРН) для мишени золота толщиной $L = 1\% X_0$, согласно полученным формулам, эффект должен проявляться в области частот $\omega < 5$ ГэВ. Это обстоятельство необходимо учитывать при подготовке новых экспериментов (в том числе по исследованию ЛПМ-эффекта) на ускорителях высоких энергий ЦЕРН и Фермилаб.

Авторы выражают благодарность проф. С.Дреллу за обсуждение полученных результатов и за возможность познакомиться со статьей [12], в которой исследуется аналогичная проблема на основе метода эйконального приближения.

-
1. S.R.Klein, P.Antony, R.Becker-Szendy et al., Preprint SLAC-6378, Stanford, 1993.
 2. P.L.Anthony, R.Becker-Szendy, P.E.Bosted et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 1949 (1995).
 3. Л.Д.Ландау и И.Я.Померанчук, Докл. АН СССР **92**, 535, 735 (1953).
 4. А.Б.Мигдал, Докл. АН СССР **96**, 49 (1954).
 5. Н.Ф.Шульга и С.П.Фомин, Письма в ЖЭТФ **27**, 126 (1978).
 6. S.P.Fomin and N.F.Shul'ga, Phys. Lett. **A114**, 148 (1986).
 7. H.A.Bethe and W.Heitler, Proc. Roy. Soc. **A146**, 83 (1934).
 8. H.A.Bethe, Phys. Rev. **89**, 1256 (1953).
 9. Ф.Ф.Терновский, ЖЭТФ **39**, 171 (1960).
 10. А.И.Ахиезер, Н.Ф.Шульга, *Электродинамика высоких энергий в веществе*, М.: Наука, 1994 (A.I.Akhiezer and N.F.Shul'ga, *High Energy Electrodynamics in Matter*, Gordon and Breach, Luxembourg, 1996).
 11. Е.Л.Фейнберг, ЖЭТФ **50**, 202 (1966).
 12. R.Blankenbecler and S.Drell, Phys. Rev. D 1996 (to be published).