Письма в ЖЭТФ, том 65, вып.8, стр.581 - 584 © 1997г. 25 апреля

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО КОГЕРЕНТНОМУ ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Н.Ф.Шульга, С.Н.Добровольский

Национальный научный центр
Харьковский физико-технический институт[1]
310108 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 11 марта 1997 г.

Показано, что макроскопические поперечные размеры мишени могут оказать значительное влияние на спектр переходного излучения релятивистских электронов в тонких слоях вещества и что эффект чрезвычайно важен для экспериментов по когерентному переходному излучению в инфракрасном диапазоне волн.

PACS: 52.25.Nr

1. Недавно был выполнен ряд экспериментов [1–3] по изучению когерентного переходного излучения релятивистских электронов в тонких слоях вещества. Измерения проводились на пучках электронов с энергией порядка 100 МэВ. Исследовалось когерентное переходное излучение коротких банчей электронного пучка в инфракрасном диапазоне волн, когда толщина мишени мала по сравнению с длиной излученной волны. Для анализа результатов этих экспериментов использовались формулы теории переходного излучения, относящиеся к мишеням с бесконечным поперечным размером [4–6].

В настоящей работе мы обращаем внимание на то, что для ультрарелятивистских электронов поперечные расстояния, ответственные за процесс переходного излучения, могут иметь макроскопические размеры, превышающие не только поперечный размер мишени, но и размер канала, в котором движется пучок. Такая ситуация, в частности, имеет место в экспериментах [1–3]. Мы показываем, что учет конечных макроскопических размеров мишени приводит к значительному искажению спектра переходного излучения и к существенному уменьшению интенсивности излучения в инфракрасном диапазоне волн по сравнению со случаем, когда поперечный размер мишени бесконечен. Это обстоятельство является чрезвычайно важным, так как учет поперечных размеров мишени может привести к уменьшению на несколько порядков интенсивности излучения, ожидаемой при неограниченном поперечном размере мишени. Рассматриваемый эффект имеет место уже для переходного излучения одной частицы в тонком слое вещества, поэтому мы остановимся здесь на анализе этого простейшего случая.

2. Рассмотрим переходное излучение релятивистского электрона, пролетающего через тонкий слой вещества. С этой целью введем векторный потенциал поля частицы $\mathbf{A}(\mathbf{r},t)$, движущейся в среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\mathbf{r}) = 1 + \epsilon_1(\mathbf{r})$, где $\epsilon_1(\mathbf{r})$ – добавка к вакуумному значению диэлектрической постоянной ($\epsilon_1(\mathbf{r})$ =const внутри пластинки и $\epsilon_1(\mathbf{r}) = 0$ вне пластинки). Тогда уравнение для фурье-компоненты поля $\mathbf{A}_\omega(\mathbf{r})$ может быть записано в виде [7,8]

[1]e-mail: kfti@rocket.kharkov.ua

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2}\right) \mathbf{A}_\omega(r) = -\frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_\omega(\mathbf{r}) + \frac{\epsilon_1\omega^2}{c^2}\mathbf{A}_\omega(\mathbf{r}) + \epsilon\left(\vec{\nabla}\frac{1}{\epsilon}\right)\operatorname{div}\mathbf{A}_\omega(r), \quad (1)$$

где $\mathbf{j}_\omega(\mathbf{r})$ – фурье-компонента плотности тока заряда.

На больших расстояниях от мишени ($R \to \infty$) решение уравнения (1) имеет следующую асимптотику:

$$\mathbf{A}_\omega|_{R\to\infty} = \frac{e^{ikR}}{cR}\int d^3r e^{-i\mathbf{kr}}\left\{\mathbf{j}_\omega(\mathbf{r}) + \frac{c}{4\pi}\left(\epsilon_1(\mathbf{r})\frac{\omega^2}{c^2}\mathbf{A}_\omega + \epsilon\left(\vec{\nabla}\frac{1}{\epsilon}\right)\operatorname{div}\mathbf{A}_\omega\right)\right\}, \quad (2)$$

где $\mathbf{k}$ – волновой вектор в направлении излучения, $|\mathbf{k}| = \omega/c$. Зная эту асимптотику, можно построить вектор Пойтинга излученных частицей электромагнитных волн и найти спектрально-угловое распределение излучения

$$\frac{dE}{d\omega do} = \frac{1}{4\pi^2 c}|\mathbf{k}(\mathbf{I}_e + \mathbf{I}')|^2, \quad (3)$$

где

$$\mathbf{I}_e = \int d^3r e^{-i\mathbf{kr}}\mathbf{j}_\omega(\mathbf{r}),$$

$$\mathbf{I}' = \frac{c}{4\pi}\int d^3\mathbf{r} e^{-i\mathbf{kr}}\left(\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_1(\mathbf{r})\mathbf{A}_\omega(\mathbf{r}) + \epsilon\left(\vec{\nabla}\frac{1}{\epsilon}\right)\operatorname{div}\mathbf{A}_\omega(\mathbf{r})\right).$$

В рассматриваемом нами случае тонкой мишени можно считать, что скорость частицы в пределах мишени постоянна. При этом $\mathbf{I}_e = 0$, и мы будем иметь дело только с переходным излучением, которое определяется неоднородностью диэлектрической проницаемости $\epsilon(\mathbf{r})$. Если, кроме того, выполняется условие

$$\epsilon_1 a_z\omega/c \ll 1, \quad (4)$$

где a_z – толщина пластинки, то поле частицы будет слабо изменяться при ее прохождении через мишень. При этом в первом приближении по параметру (4) решение уравнения (1) будет соответствовать потенциалу поля частицы в вакууме:

$$\mathbf{A}^0_\omega(\mathbf{r}) = \mathbf{n}\frac{2e}{c}e^{i\omega z/v}K_0(\rho\omega/v\gamma), \quad (5)$$

где e – заряд электрона, γ – его лоренц-фактор, π – единичный вектор вдоль скорости частицы $\mathbf{v}$, ось z параллельна $\mathbf{v}$, ρ – поперечная координата и $K_0(x)$ – модифицированная функция Бесселя [9]. Подставляя это выражение для $\mathbf{A}^0_\omega$ в (3), получим первый член разложения спектрально-угловой плотности излучения по степеням параметра $\epsilon_1 a_z\omega/c$. При этом в случае, когда частица проходит через центр цилиндрично-симметричной тонкой пластинки радиусом a_1, находим следующее выражение для спектрального распределения излучения в интервале углов $(\vartheta, \vartheta + d\vartheta)$:

$$\frac{d^2E}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2E_\infty}{d\omega d\Omega}F^2(\gamma\sin\vartheta, \omega/\omega_\perp), \quad (6)$$

где $\omega_\perp = \gamma/a_\perp$, $d\Omega = \sin\vartheta d\vartheta$, $d^2E_\infty/d\omega d\Omega$ – спектрально-угловое распределение излучения для мишени с бесконечными поперечными размерами ($a_\perp \to \infty$) [7,8],

$$\frac{d^2E_\infty}{d\omega d\Omega} = \frac{2e^2}{\pi}\left(\frac{\epsilon_1 a_z \omega}{c}\right)^2 \frac{\sin^2\vartheta}{(\sin^2\vartheta + \gamma^{-2})^2} \tag{7}$$

и $F(y,x)$ – функция, определяющая влияние поперечных размеров мишени на переходное излучение:

$$F(y,x) = \frac{y^2+1}{y}\left[\int_0^x udu K_1(u)J_1(yu) + \frac{\epsilon_1}{1+\epsilon_1} x K_0(x) J_1(yx)\right]. \tag{8}$$

Здесь $y = \gamma\sin\vartheta$, $x = \omega/\omega_\perp$, $K_1(x)$, $K_0(x)$ и $J_1(x)$ – соответствующие функции Бесселя [9].

Функция $F(y,x)$ имеет простые асимптотики при малых и больших значениях аргумента x. Если $x \gg 1$, то $F(y,x) \approx 1$. Спектрально-угловая плотность переходного излучения в этой области частот (то есть при $\omega \gg \omega_\perp$) совпадает с соответствующим результатом для мишени с безграничными поперечными размерами ($a_\perp \to \infty$).

Если же $x \ll 1$, то есть $\omega \leq \omega_\perp$, то в области характерных углов переходного излучения $\vartheta \leq \gamma^{-1}$

$$F(y,x) = \frac{1}{4}(y^2+1)x^2\left[1 - 2\frac{\epsilon_1}{1+\epsilon_1}\left(C + \ln\frac{x}{2}\right)\right], \tag{9}$$

где $C = 0.577$ – постоянная Эйлера. Спектрально-угловая плотность излучения в этой области частот быстро убывает с уменьшением ω и становится малой по сравнению со случаем $a_\perp \to \infty$ даже при $\omega \sim \omega_\perp$. Интегрирование по u в (8) соответствует интегрированию по поперечной радиальной координате мишени $\rho = v\gamma u/\omega$. При этом верхний предел интеграла определяется поперечным размером мишени $\rho_{max} = a_\perp$. Основной вклад в этот интеграл вносят значения

$$\rho_{eff} \leq \min(\lambda\gamma, a_\perp), \tag{10}$$

где $\lambda = c/\omega$ – длина излученной волны. Второе слагаемое в (8) обусловлено поперечным скачком диэлектрической проницаемости. При $\lambda\gamma \ll a_\perp$ вкладом этого слагаемого в спектр излучения можно пренебречь.

Таким образом, согласно (6), при $\lambda\gamma \sim a_\perp$ происходит значительное изменение характера переходного излучения. В области частот, для которой $\lambda\gamma \ll a_\perp$, спектр переходного излучения не зависит от поперечных размеров мишени. Если же $\lambda\gamma \geq a_\perp$, то мы приходим к значительному подавлению величины спектральной плотности переходного излучения по сравнению со значением этой величины при $a_\perp \to \infty$. В случае эксперимента [1] $\lambda \sim 0.1$ см, $\gamma \sim 200$ и, следовательно, $\lambda\gamma \sim 20$ см. Поперечные же размеры мишени в этом эксперименте составляли 5×10 см. Таким образом, в этом эксперименте существенное влияние на когерентное переходное излучение должны оказывать поперечные размеры мишени.

1. Y.Shibata, K.Ishi, T.Takahashi et al., Phys. Rev. **E49**, 785 (1994).
2. Y.Shibata, K.Ishi, T.Takahashi et al., Phys. Rev. **A44**, R3449 (1991); **A45**, R8340 (1992).
3. U.Happek, A.J.Sievers and E.B.Blum, Phys. Rev. Lett. **67**, 2962 (1991).
4. В.Л.Гинзбург, В.Н.Цытович, *Переходное излучение и переходное рассеяние*, М.: Наука, 1984.
5. Г.М.Гарибян, ЖЭТФ **33**, 1403 (1957).
6. В.Е.Пафомов, И.М.Франк, ЯФ **5**, 631 (1967).
7. Г.М.Гарибян, Ян Ши, *Рентгеновское переходное излучение*, Ереван: Изд-во АН Арм.ССР, 1983.
8. М.Л.Тер-Микаелян, *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*, Ереван: Изд-во АН Арм.ССР, 1969.
9. Г.Б.Двайт, *Таблицы интегралов и другие математические формулы*, М.: Наука, 1983.