

02;10

Особенности переходного излучения в режиме скользящих углов вылета слаборелятивистского электрона из плоской мишени

© А.С. Кубанкин

Белгородский государственный университет
E-mail: kubankin@bsu.edu.ru

Поступило в Редакцию 2 апреля 2008 г.

Исследовано переходное излучение (ПИ) слаборелятивистского электрона в области вакуумного ультрафиолета в геометрии скользящих углов вылета электрона из мишени. Предсказан эффект значительного (в десятки раз) увеличения угловой плотности ПИ при уменьшении указанного угла. Выявлена существенная зависимость формы спектрально-углового распределения ПИ от диэлектрической восприимчивости мишени, угла вылета и энергии излучающего электрона.

PACS: 78.70.-g

Исследование углового распределения ПИ нерелятивистской заряженной частицы, нормально пересекающей границу раздела среда-вакуум [1], показало сильное влияние соотношения между действительной $\varepsilon'(\omega)$ и мнимой $\varepsilon''(\omega)$ частями диэлектрической проницаемости среды на величину и положение максимума углового распределения ПИ (ω — энергия кванта). В [1] показано, что при $\varepsilon''(\omega) = 0$ максимум углового распределения точно совпадает с углом полного внутреннего отражения света от границы раздела, величина максимума имеет большее значение, чем для случая, когда $\varepsilon''(\omega) \neq 0$. Положение максимума углового распределения ПИ нерелятивистских частиц определяется только величинами $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$.

Значительно более интересным является слаборелятивистский случай, когда кулоновское поле излучающей частицы начинает деформироваться и угловое распределение ПИ становится чувствительным не только к $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$, но и величине энергии излучающей частицы. Наиболее интересной для рассмотрения является область вакуум-

ного ультрафиолета (ВУФ), где соотношение между $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ может существенно меняться, что приводит к резким изменениям спектрально-угловых характеристик ПИ.

В [2] исследовано ПИ релятивистских электронов в области мягкого рентгена при малых углах падения излучающего электрона на границы раздела среда-вакуум и показана возможность увеличения выхода ПИ в случаях, когда излучающая релятивистская частица движется под углом порядка угла полного внутреннего отражения излучения от границы. Ниже будет продемонстрирована возможность резкого увеличения угловой плотности ПИ в случае скользящего вылета слаборелятивистских электронов из мишени и показано, что механизм роста отличается от рассмотренного в [2].

Предсказываемый в работе эффект позволяет рассчитывать на увеличение плотности ПИ в области 10–100 eV в десятки раз, что представляет несомненный интерес с точки зрения создания эффективных источников ВУФ излучения.

Спектрально-угловое распределение ПИ электрона [3], пересекающего границу раздела среда-вакуум, в плоскости реакции, содержащей скорость излучающего электрона \mathbf{V} и нормаль к плоскости поверхности мишени, можно представить в виде

$$\begin{aligned} \omega \frac{dN}{d\omega d\Omega} &= \frac{e^2}{\pi^2} \frac{\chi'^2 + \chi''^2}{\left((1 - V \cos(\varphi) \sin(\Theta))^2 - V^2 \sin^2(\varphi) \cos^2(\Theta) \right)^2} \\ &\times \frac{V^2 \sin^2(\varphi) \cos^2(\Theta)}{\left(1 - V \cos(\varphi) \sin(\Theta) - V \sin(\varphi) \beta' \right)^2 + V^2 \sin^2(\varphi) \beta''^2} \\ &\left(V \sin(\varphi) (\sin(\Theta) - V \cos(\varphi)) \beta' - \sin(\Theta) (1 - V^2 \sin^2(\varphi) - \right. \\ &\left. - V \cos(\varphi) \sin(\Theta)) \right)^2 + V^2 \sin^2(\varphi) (\sin(\Theta) - V \cos(\varphi))^2 \beta''^2 \\ &\times \frac{1}{\left((1 + \chi') \cos(\Theta) + \beta' \right)^2 + \left(\chi'' \cos(\Theta) + \beta'' \right)^2}, \quad (1) \\ \beta' &= \frac{1}{2} \sqrt{\sqrt{(\cos^2(\Theta) + \chi')^2 + \chi''^2} + \cos^2(\Theta) + \chi'}, \\ \beta'' &= \frac{1}{2} \sqrt{\sqrt{(\cos^2(\Theta) + \chi')^2 + \chi''^2} - \cos^2(\Theta) - \chi'}, \end{aligned}$$

где угол наблюдения Θ отсчитывается от нормали к плоскости поверхности среды, а угол вылета электрона из среды φ отсчитывается от плоскости поверхности среды с диэлектрической восприимчивостью $\chi = \chi' + i\chi''$.

Знаменатели первого и второго множителей (1) определяют максимумы углового распределения ПИ, образующиеся за счет трансформации кулоновского поля излучающей частицы в вакууме и среде соответственно. Знаменатель второго множителя в случае $\chi'(\omega) > 0$ является резонансным и определяет положение спектрально-углового максимума излучения Вавилова–Черенкова. Знаменатель третьего множителя (1) определяет максимум углового распределения излучения, образующийся вследствие полного внутреннего отражения квантов от плоскости раздела среда-вакуум и хорошо описан [1].

В выражение для спектрально-углового распределения ПИ нерелятивистских электронов ($V \ll 1$) входит только третий множитель, и форма углового распределения излучения определяется только величинами $\chi'(\omega)$ и $\chi''(\omega)$:

$$\omega \frac{dN}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} (\chi'^2 + \chi''^2) \times \frac{V^2 \sin^2(\varphi) \cos^2(\Theta) \sin^2(\Theta)}{((1 + \chi') \cos(\Theta) + \beta')^2 + (\chi'' \cos(\Theta) + \beta'')^2}. \quad (2)$$

Положение максимума углового распределения находится вблизи угла полного внутреннего отражения, определяемого равенством $\cos(\Theta) = \sqrt{-\chi'}$, и не зависит от ориентации импульса излучающей частицы.

При увеличении энергии электрона, его кулоновское поле трансформируется и форма спектрально-углового распределения определяется не только диэлектрической восприимчивостью среды, но и импульсом электрона. Максимумы углового распределения слаборелятивистского ПИ образуются двумя механизмами. Первый механизм определяется трансформацией кулоновского поля электрона, при $|\chi'| \ll 1$ и $\varphi \gg \arccos(\frac{1}{4}(V + \sqrt{V^2 + 8}))$ максимумы наблюдаются вблизи углов $\Theta \approx \frac{\pi}{2} - \varphi \pm \arccos(\frac{1}{4}(V + \sqrt{V^2 + 8}))$. Второй механизм определяется полным внутренним отражением и максимумы находятся вблизи углов $\Theta \approx \pm \arccos(\sqrt{-\chi'})$. Обычно максимумы обоих механизмов независимы, но при определенном угле падения электрона на границу раздела

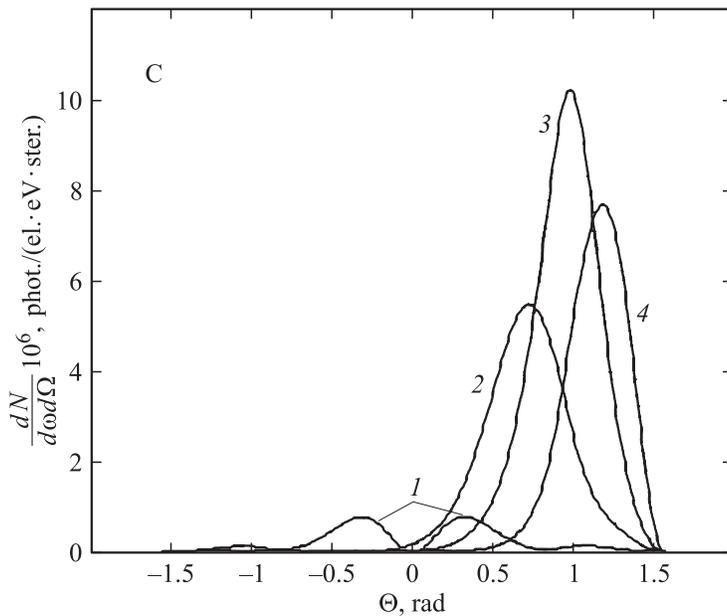


Рис. 1. Эффект увеличения угловой плотности ПИ. $\varepsilon = 0.5 \text{ MeV}$, $\omega = 50 \text{ eV}$.
 1 — $\varphi = \pi/2$, 2 — $\varphi = 0.7$, 3 — $\varphi = 0.45$, 4 — $\varphi = 0.2$.

сред положение максимумов может совпасть, в результате чего угловая плотность ПИ существенно возрастает. На рис. 1 представлены спектрально-угловые распределения ПИ при фиксированной энергии кванта для разных углов падения излучающей частицы на границу раздела сред (в вычислениях используются экспериментально определенные зависимости $\chi'(\omega)$ и $\chi''(\omega)$ для углерода [4], ε — энергия электрона, Ω — телесный угол). Положение максимума углового распределения излучения в оптимальном случае (кривая 3) совпадает с углом полного внутреннего отражения.

На рис. 2 представлены отношения спектрально-угловых распределений скользящего случая к нормальному, взятых в максимуме углового распределения (для скользящего случая φ подбирался оптимальным образом, $G = \omega \frac{dN^{Grazing}}{d\omega d\Omega} \Big|_{\max} / \omega \frac{dN^{Normal}}{d\omega d\Omega} \Big|_{\max}$). Кривые 1 и 3 соответствуют нерелятивистскому и релятивистскому случаям соответственно. Незна-

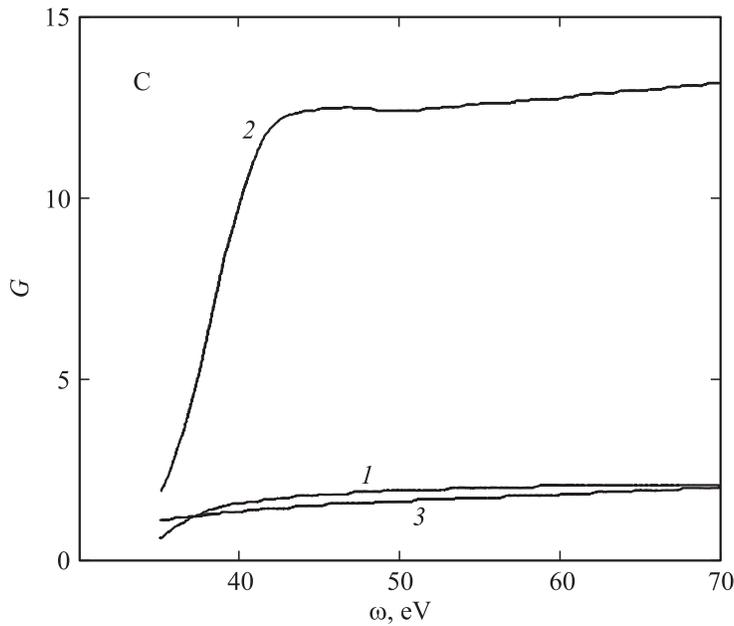


Рис. 2. Подавление эффекта увеличения угловой плотности ПИ. Отношение спектрально-угловых распределений скользящего к нормальному случаю, взятых в максимуме углового распределения при оптимальном угле падения φ . 1 — $\varepsilon = 0.05$ MeV, 2 — $\varepsilon = 0.5$ MeV, 3 — $\varepsilon = 5$ MeV.

чительный рост угловой плотности ПИ в нерелятивистском случае объясняется слабой зависимостью формы углового распределения от угла ориентации (2). В релятивистском случае, описанном в [2], угловое распределение ПИ преимущественно определяется степенью трансформации кулоновского поля электрона, и в области проявления обсуждаемого эффекта (при $\chi'' = 0$ в пределе $\gamma \rightarrow \infty$, γ — Лоренц-фактор излучающего электрона) отношение спектрально-угловых распределений скользящего к нормальному случаю, взятых в максимуме углового распределения, равно 4.

Таким образом, выполненные исследования предсказывают возможность существенного увеличения спектрально-угловой плотности переходного излучения слабoreлятивистских электронов, пересекающих

границу раздела среда-вакуум под скользящими углами (рост интенсивности в десятки раз проявляется вблизи углов полного внутреннего отражения квантов от границы раздела ($\Theta \approx \arccos(\sqrt{-\chi'})$) при энергии электронов порядка 100 KeV). Увеличение угловой плотности проявляется наиболее существенно в области 10–100 eV в случае, когда положение максимума углового распределения ПИ, образующегося за счет трансформации кулоновского поля электрона, близко к углу полного внутреннего отражения излучения от границы раздела среда-вакуум. Существенно, что обсуждаемый эффект не проявляется для нерелятивистских и ультрарелятивистских электронов.

Данная работа поддержана грантами президента РФ для молодых кандидатов наук МК-2555.2007.2 и РФФИ № 06-02-16942.

Список литературы

- [1] Кобзев А.П., Михалык С., Рутковски Е., Франк И.М. // Ядерная физика. 1973. Т. 18. В. 4. С. 865.
- [2] Couillaud C. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 2002. V. 495. P. 171.
- [3] Гарибян Г.М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. Ереван: АН Армянской ССР, 1983.
- [4] Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. // At. Data Nucl. Data Tables. 1993. V. 54. P. 2.