Изв. АН Армянской ССР, Физика, 14, 383—394 (1979)

# ИССЛЕДОВАНИЕ КРАЕВОГО ЭФФЕКТА В ПЛАСТИНЕ С УЧЕТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

Л. А. ВАРДАНЯН, Г. М. ГАРИБЯН, ЯН ШИ

Проведен подробный общий и численный анализ краевого эффекта в полном излучении, образованном заряженной частицей при пролете через пластину с учетом многократного рассеяния и поглощения. Краевой эффект является в некотором смысле обобщением переходного излучения на случай наличия многократного рассеяния частицы. Показано, что это рассеяние приводит к двум явлениям: сглаживанию интерференционных максимумов и минимумов в частотном спектре переходного излучения, связанному с расстройкой фазовых соотношений полей излучения при наличии рассеяния, и обогащению спектра в области высоких частот (при достаточно больших значениях лоренц-фактора частицы), обусловленному доминирующей ролью тормозного механизма в краевом эффекте. Показано также, что при достаточно больших толщинах пластины величина краевого эффекта не зависит от толщины пластины.

При пролете быстрой заряженной частицы через среду она испытывает рассеяние на атомах вещества среды. В результате полное излучение, наблюдаемое вне слоя вещества (в области частот, превышающих атомные), состоит из тормозного излучения, возникающего на всем пути движения частицы в веществе, и другой части, обусловленной наличием границ слоя (пластины), т. е. краевого эффекта [1].

Когда поглощающая способность $\mu$ вещества пластины является конечной, уже нельзя считать, что доля тормозной части в полном излучении пропорциональна толщине $a$ пластины [2]. Однако если ввести понятие эффективной толщины пластины

$$a_{\text{эфф}} = \frac{1 - \exp(-\mu a)}{\mu}, \tag{1}$$

то краевой эффект вполне можно определить как разность интенсивностей полного излучения и тормозного излучения без учета границ с длины пути, равной $a_{\text{эфф}}$ [3, 4].

Если движение частицы считать равномерным и прямолинейным, то тормозное излучение отсутствует, и краевой эффект представляет собой обычное переходное излучение. Следовательно, в общем случае краевой эффект можно было бы назвать «переходным излучением» с учетом многократного рассеяния. Необходимо только отметить, что при использовании такого названия допускается известная условность, так как при достаточно больших частотах величина краевого эффекта может стать отрицательной, хотя интенсивность полного излучения, разумеется, остается всегда положительной. Аналогичная задача об образовании излучения в пластине рассматривалась также в работах [5—7], в которых, однако, не приведено явное выражение для частотного спектра излучения.

В настоящей работе на основе формул, полученных нами ранее [1, 2] (см. также [4]), проведен общий и численный анализ краевого эффекта как функции частоты $\omega$ при различных значениях лоренц-фактора $\gamma$ заряженной частицы и толщины $a$ пластины. В частности, показано, что многократное рассеяние приводит к сглаживанию экстремумов спектра краевого эффекта (по сравнению со спектром обычного переходного излучения), а при больших энергиях частицы — еще и к обогащению этого спектра высокими частотами. Влияние рассеяния существенно также в тонких пластинах, а в достаточно толстых пластинах величина краевого эффекта не зависит от толщины пластины.

## 1. Формула для частотного спектра краевого эффекта в пластине

Согласно введенному нами определению, спектральная интенсивность краевого эффекта дается формулой

$$W_{\text{к. э.}}(\omega) = W_{\text{пол}}(\omega) - W_{\text{торм}}(\omega). \tag{2}$$

Здесь $W_{\text{пол}}(\omega)$ — спектральная интенсивность полного излучения, испускаемого из пластины, находящейся в вакууме (см. [2]):

$$\begin{aligned} W_{\text{пол}}(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c} \operatorname{Re} \Bigg\{ & \frac{1+e^{-hx_a}}{2} \left( \ln \frac{s_1}{s_2} - \frac{s_2}{h} \ln \frac{s_2+h}{s_2} - 1 \right) + \\ & + e^{-(h+s_2)x_a} \left[ \frac{s_2+h}{h} G((s_2+h)x_a) - \frac{s_2}{h} G(s_2 x_a) - G(s_1 \operatorname{th} x_a) \right] - \\ & - s_1 e^{-(h+s_2)x_a} \int\limits_0^\infty e^{-s_1 x} G\left( \frac{s_1(x+\operatorname{th} x_a)}{1+x \operatorname{th} x_a} \right) dx - \\ & - \int\limits_0^{x_a} [(s_2+h)e^{-hx} + s_2 e^{-hx_a}] e^{-s_2 x} G(s_1 \operatorname{th} x)\, dx + \\ & + \frac{1}{h} \int\limits_0^{x_a} [(s_2+h)e^{-hx} - s_2 e^{-hx_a}] e^{-s_2 x} \left( \operatorname{cth} x - \frac{1}{x} \right) dx \Bigg\}, \end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{gathered} s_1 = \sigma\gamma^{-2}, \quad s_2 = \sigma\left(\gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - \frac{i\mu c}{\omega}\right), \quad h = 2i\sigma\frac{\mu c}{\omega}, \\ \sigma = \frac{1-i}{4}\gamma\sqrt{\frac{\omega}{q_0}}, \quad x_a = (1-i)\gamma^{-1}\sqrt{\omega q_0}\,\frac{a}{c}, \\ q_0 = \left(\frac{E_s}{m_0 c^2}\right)^2 \frac{c}{8L}, \quad E_s = 21\ \text{МэВ}, \quad G(z) = e^z \operatorname{Ei}(-z), \end{gathered} \tag{4}$$

$m_0$ — масса покоя пролетающей частицы, $\omega_0$, $\mu$ и $L$ — плазменная частота, линейный коэффициент поглощения и радиационная единица длины вещества пластины, $\operatorname{Ei}(z)$ — интегральная показательная функция комплексного аргумента $z$. Величина $W_{\text{торм}}(\omega)$ — спектральная интенсивность тормозного излучения, испускаемого частицей в безграничной среде, с учетом многократного рассеяния (по Мигдалу [8]) с длины пути $a_{\text{эфф}}$ и с учетом поглощающей способности вещества:

$$W_{\text{торм}}(\omega)=\frac{2e^2}{\pi c}\operatorname{Re}\left\{\frac{1-e^{-hx_a}}{h}(h+s_2)\int\limits_0^\infty e^{-(s_2+h)x}\left(\operatorname{cth}x-\frac{1}{x}\right)dx\right\}. \quad (5)$$

Нетрудно убедиться, что в случае непоглощающей пластины ($h\to 0$) формула (3) в точности переходит в формулу (30) работы [1]. В общем случае формулы (3) и (5) зависят от четырех безразмерных параметров: $x_a$, $s_1$, $s_2$ и $h$, которые являются отношениями пяти длин: толщины пластины $a$, длины поглощения $\mu^{-1}$, зоны формирования тормозного излучения (с учетом многократного рассеяния) $z_{\text{торм}}=c\gamma/\sqrt{\omega q_0}$ и зон формирования переходного излучения в веществе $z_{\text{вещ}}=\pi c/\omega\left(\gamma^{-2}+\frac{\omega_0^2}{\omega^2}-\frac{i\mu c}{\omega}\right)$ и в вакууме $z_{\text{вак}}=\pi c\gamma^2/\omega$, а именно:

$$x_a=(1-i)\frac{a}{z_{\text{торм}}},\quad s_1=\frac{\pi(1-i)}{4}\frac{z_{\text{торм}}}{z_{\text{вак}}},$$
$$s_2=\frac{\pi(1-i)}{4}\frac{z_{\text{торм}}}{z_{\text{вещ}}},\quad h=\frac{1+i}{2}\cdot\frac{z_{\text{торм}}}{\mu^{-1}}. \quad (6)$$

Как отмечалось в [1], поведение краевого эффекта в значительной степени зависит от отношения $z_{\text{торм}}/|z_{\text{вещ}}|$, т. е. от величины $|s_2|$. При недостаточно большом значении $\gamma$ ($\gamma<\gamma_{\text{кр}}$) кривая зависимости $z_{\text{торм}}(\omega)$ находится целиком выше кривой $|z_{\text{вещ}}(\omega)|$. При увеличении $\gamma$ эти кривые сближаются. Значение $\gamma_{\text{кр}}$ определяется из условия, что указанные кривые соприкасаются. Если иметь в виду легкую частицу (электрон), то

$$\gamma_{\text{кр}}\sim\frac{\omega_0}{q_0}. \quad (7)$$

При $\gamma>\gamma_{\text{кр}}$ кривые $z_{\text{торм}}(\omega)$ и $|z_{\text{вещ}}(\omega)|$ пересекаются в точках $\omega_1$ и $\omega_2$, так что в области $\omega_1<\omega<\omega_2$ имеем $z_{\text{торм}}<|z_{\text{вещ}}|$, а вне этой области — $z_{\text{торм}}>|z_{\text{вещ}}|$.

В том случае, когда $\omega_1\ll\omega_0\gamma\ll\omega_2$ и поглощение мало, имеем простые выражения для $\omega_1$ и $\omega_2$:

$$\omega_1\sim\left(\frac{\omega_0^4\gamma^2}{q_0}\right)^{1/3},\quad \omega_2\sim q_0\gamma^2. \quad (8)$$

Когда же поглощение играет существенную роль, то

$$\omega_1\sim(\mu c\gamma)^2/4q_0, \quad (9)$$

а $\omega_2$ дается прежней формулой.

Ниже мы проанализируем формулу (2) в случаях разных отношений $z_{\text{торм}}/|z_{\text{вещ}}|$ и приведем результаты численного расчета.

## 2. Случай $|s_2| \gg 1$

В рассматриваемом случае в интегралах в формулах (3) и (5), содержащих множители $\exp(-s_2 x)$ или $\exp(-(h+s_2)x)$, существенны малые значения $x$. После разложения предэкспоненциальных сомножителей подынтегральных функций по степеням $x$ эти интегралы можно вычислить явно. В результате получаем выражение

$$W_{\text{торм}}(\omega) = \frac{2e^2}{3\pi c} \operatorname{Re} \frac{x_a}{s_2}, \tag{10}$$

которое при отсутствии поглощения совпадает с формулой Тер-Микаеляна [9] для интенсивности тормозного излучения с длины пути $a$ и с учетом поляризации безграничной среды.

Что касается краевого эффекта (2), то после указанного выше разложения получаем

$$W_{\text{к. э.}}(\omega) = W_{\text{пер}}(\omega) + W_{\text{инт}}(\omega), \tag{11}$$

где первый член не зависит от $q_0$ и представляет собой интенсивность обычного переходного излучения (без учета многократного рассеяния), испущенного из пластины данной толщины, а второй член, исчезающий при $q_0 \to 0$, описывает влияние многократного рассеяния на переходное излучение. Имея в виду одновременно (2) и (11), можно также считать, что этот член в известном смысле описывает «интерференцию» между переходным и тормозным излучениями. Приведем явные выражения для слагаемых формулы (11) в двух крайних случаях.

1) Пусть толщина пластины много больше зоны формирования переходного излучения в среде $|z_{\text{вещ}}|$, т. е.

$$|x_a s_2| \gg 1. \tag{12}$$

В этом случае

$$W_{\text{пер}}(\omega) = \frac{e^2}{\pi c}(1+Q) \operatorname{Re}\left\{\frac{s_2+s_1}{s_2-s_1} \ln\frac{s_2}{s_1} - \frac{s_2}{h} \ln\frac{s_2+h}{s_2} - 1\right\}, \tag{13}$$

$$\begin{gathered} W_{\text{инт}}(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c} \operatorname{Re}\left\{\frac{1-Q}{s_2^2}\left[-\frac{2}{3} + \frac{p}{2} F(1;4;5;1-p)\right] + \right. \\ \left. + \frac{2}{s_2^4}\left[-\frac{14}{15} - \frac{11}{15}Q - 2p(1+Q)\left(1 - \frac{2}{7}(2+3p) F(1;7;8;1-p)\right)\right]\right\}, \end{gathered} \tag{14}$$

где $p = s_1/s_2$, $Q = \exp(-hx_a)$, $F(\alpha;\beta;\gamma;z)$ — гипергеометрический ряд (см., например, [10]).

Нетрудно убедиться, что при отсутствии поглощения, т. е. при $h \to 0$ формула (14) совпадает с формулой (40) работы [1] (в последней формуле допущена опечатка: вместо коэффициента $-40/7$ следует читать $-80/7$).

Сравним величины (13) и (14). В «дограничной» области частот, т. е. когда

$$\left|\frac{z_{\text{вак}} - z_{\text{вещ}}}{z_{\text{вак}}}\right| \gtrsim 1, \qquad (15)$$

интенсивность переходного излучения $W_{\text{пер}}(\omega)$ имеет порядок $e^2/c$ и много больше $W_{\text{инт}}(\omega)$ из-за условия $|s_2| \gg 1$.

Однако в «заграничной» области частот, т. е. когда

$$\left|\frac{z_{\text{вак}} - z_{\text{вещ}}}{z_{\text{вак}}}\right| \ll 1, \qquad (16)$$

величина (13) резко уменьшается и может стать сравнимой с (14). Разлагая эти величины по малому параметру (16), получаем

$$W_{\text{пер}}(\omega) = \frac{e^2\gamma^4}{6\pi c}(1+Q)\left[\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^4 + \left(\frac{\mu c}{\omega}\right)^2\right], \qquad (17)$$

$$W_{\text{инт}}(\omega) = \frac{8e^2\gamma^4 q_0}{15\,\omega\pi c}\left[7(1-Q)\frac{\mu c}{\omega} + \frac{32\,q_0}{7\,\omega}(8-13\,Q)\right]\cdot \qquad (18)$$

При $\mu = 0$ сумма (17) и (18) совпадает с формулой (41) работы [1]. Как видно из (17) и (18), при больших частотах величина краевого эффекта (11) может стать отрицательной. Однако интенсивность полного излучения (3) остается, разумеется, всегда положительной.

2) Пусть теперь

$$|x_a s_2| \ll 1. \qquad (19)$$

Если при этом выполняется также условие

$$|x_a| \ll |s_1|, \qquad (20)$$

то имеем

$$W_{\text{пер}}(\omega) = \frac{e^2}{2\pi c}|(s_2 - s_1)\,x_a|^2\,(1 - 2\,C - 2\ln|s_1 x_a|), \qquad (21)$$

$$W_{\text{инт}}(\omega) = \frac{2\,e^2}{3\pi c}\,\mathrm{Re}\,\frac{(s_2 - s_1)\,x_a}{s_1 s_2}, \qquad (22)$$

где $C = 0{,}5772$ — постоянная Эйлера.

Сравнивая (21) и (22), замечаем, что интенсивность переходного излучения в рассматриваемом случае пропорциональна $a^2$, в то время как интерференционный член пропорционален $a$. Поэтому при достаточно малой толщине $a$ последний член может стать главным; тогда интенсивность полного излучения (сумма (10) и (22)) определяется формулой Бете-Гайтлера

$$W_{\text{пол}}(\omega) = \frac{2\,e^2}{3\pi c}\,\mathrm{Re}\,\frac{x_a}{s_1}\cdot \qquad (23)$$

Таким образом, при выполнении условия $|s_2| \gg 1$, т. е.

$$|z_{\text{вещ}}| \ll z_{\text{торм}} \qquad (24)$$

переходный механизм играет определяющую роль, если рассматривать «дограничную» область частот (15) и не слишком тонкие пластины. При этом многократное рассеяние приводит к расстройке фазовых соотношений полей в результате искривления траектории заряженной частицы внутри вещества. Это влияние проявляется в сглаживании интерференционных максимумов и минимумов в частотном спектре рентгеновского переходного излучения. Явление сглаживания тем значительнее, чем меньше энергия заряженной частицы.

Когда же частота находится в «заграничной» области (16) или пластина является достаточно тонкой, как уже отмечалось, члены (18) или (22), пропорциональные $q_0$ (т. е. обусловленные рассеянием), становятся существенными.

## 3. Случай $|s_2| \ll 1$

В этом случае интенсивность тормозного излучения (5) нетрудно вычислить явно:

$$W_{\text{торм}}(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c} \frac{a_{\text{эфф}}}{z_{\text{торм}}}. \tag{25}$$

Что касается краевого эффекта, то оказывается, что картина существенно зависит от отношения среднего квадрата угла многократного рассеяния на толщине пластины $\langle \theta^2 \rangle_a = 4 q_0 \gamma^{-2} a/v$ к квадрату характерного угла излучения $\gamma^{-2}$.

1) Пусть

$$\langle \theta^2 \rangle_a \gg \gamma^{-2}, \text{ т. е. } |x_a| \gg |s_1|. \tag{26}$$

Первый интеграл (от нуля до бесконечности) в формуле (3) можно оценить следующим образом. Разобьем интеграл на две части так, что в первой части (от нуля до некоторого $x_1$) в аргументе функции $G$ можно пренебречь $x \operatorname{th} x_a$ по сравнению с единицей, а во второй части (от $x_1$ до бесконечности) можно пренебречь единицей по сравнению с $x \operatorname{th} x_a$, а также $\operatorname{th} x_a$ по сравнению с $x$. Тогда обе части интеграла вычисляются без труда. Остальные интегралы оцениваются аналогичным способом. В результате получаем, что если величина $|x_a| \lesssim 1$, то

$$W_{\text{к. э.}}(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c} \operatorname{Re}\left\{ \ln \frac{\operatorname{sh} x_a}{s_1} - 1 - C - x_a \right\}. \tag{27}$$

Если же $|x_a| \gg 1$, то

$$W_{\text{к. э.}}(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c} \left\{ \frac{1-Q}{2} \ln \frac{2}{|s_2|} + \frac{1+Q}{2} \ln \frac{1}{2|s_1|} - \frac{1+Q}{2} - \frac{1-Q}{2} \operatorname{Re}\left( \frac{s_2}{h} \ln \frac{s_2+h}{s_2} \right) - C \right\}. \tag{28}$$

В частности, при отсутствии поглощения отсюда получаем

$$W_{\text{к. э.}}(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c} \left\{ \ln \frac{1}{2|s_1|} - 1 - C \right\}. \tag{29}$$

В аналогичной формуле (36) работы [1] допущена, к сожалению, неточность. Более точной является приведенная выше формула (29), которая, как и следовало ожидать, с точностью до главного члена совпадает с удвоенной формулой (26) работы [11], где рассматривается полубесконечная среда без учета поляризации.

Из приведенных формул (27) и (28) видно, что если в рассматриваемом случае снова воспользоваться представлением (11), то второй («интерференционный») член, обусловленный рассеянием, получается того же порядка или больше первого.

2) Пусть теперь

$$\langle\theta^2\rangle_a \ll \gamma^{-2}, \text{ т. е. } |x_a| \ll |s_1|. \tag{30}$$

Тогда в силу неравенства $|s_1| < |s_2| \ll 1$ выполняются также условия $|x_a| \ll 1$ и $|s_1 x_a| \ll 1$. Поэтому в первом интеграле (от нуля до бесконечности) формулы (3) величину $x \operatorname{th} x_a$ можно считать малой по сравнению с единицей, а в остальных двух интегралах (от нуля до $x_a$) мала переменная $x$. Разлагая подынтегральные функции по степеням $x$ и ограничиваясь главными членами, получаем

$$W_{\text{к. э.}}(\omega) = \frac{2e^2}{3\pi c} \operatorname{Re} \frac{x_a}{s_1}. \tag{31}$$

С точки зрения представления (11) краевой эффект в этом случае главным образом состоит из «интерференционного» члена. Впрочем, выписанный член (31) является главным также и в интенсивности полного излучения, так как в рассматриваемом случае интенсивность тормозного излучения (25) имеет вид $(2e^2/\pi c)\operatorname{Re} x_a$ и мала по сравнению с (31). Это означает, что при одновременном выполнении условий $|x_a| \ll |s_1| < |s_2| \ll 1$ интенсивность полного излучения снова определяется формулой Бете-Гайтлера (23).

Подводя итоги, мы видим, что при выполнении условия $|s_2| \ll 1$, т. е.

$$z_{\text{торм}} \ll |z_{\text{вещ}}| \tag{32}$$

тормозной механизм является доминирующим в краевом эффекте. Это означает, что если представить краевой эффект в виде (11), то «интерференционный» член играет значительную роль, а иногда является главным. Заметим в этой связи также, что в вышеприведенных формулах (27), (29) и (31) вообще отсутствует плазменная частота вещества $\omega_0$, характеризующая поляризационные свойства среды.

## 4. Замечание об эффекте обогащения спектра краевого эффекта

В предыдущем разделе мы видели, что при $|s_2| \ll 1$ и $|x_a| \ll |s_1|$ (или $a \ll z^2_{\text{торм}}/z_{\text{вак}}$) спектральная интенсивность полного излучения описывается формулой Бете-Гайтлера (31). Можно думать (см. [12, 13]), что когда пластина толстая, то в пограничных слоях толщиной порядка $z^2_{\text{торм}}/z_{\text{вак}}$ образуется такое же излучение, а излучение, образуемое в глубине пластины, описывается формулой Мигдала (25). А поскольку в случае $|s_2| \ll 1$ формула Бете-Гайтлера дает интенсивность большую, чем формула Мигдала с той же длины пути, то в пограничных слоях как бы образуется «избыток» излучения, который и обуславливает краевой эффект в рассматриваемом случае. Действительно, величина (29), полученная из анализа общей формулы (3), имеет порядок $e^2/c$. Величина такого же порядка получается из формулы Бете-Гайтлера (31), если положить в ней $a \approx z^2_{\text{торм}}/z_{\text{вак}}$ (т. е. $x_a \approx s_1$).

Как было сказано в конце раздела 1, область $|s_2| \ll 1$ находится между частотами $\omega_1$ и $\omega_2$ при $\gamma \gg \gamma_{\text{кр}}$. Граничная частота $\omega_{\text{гр}}$ обычного

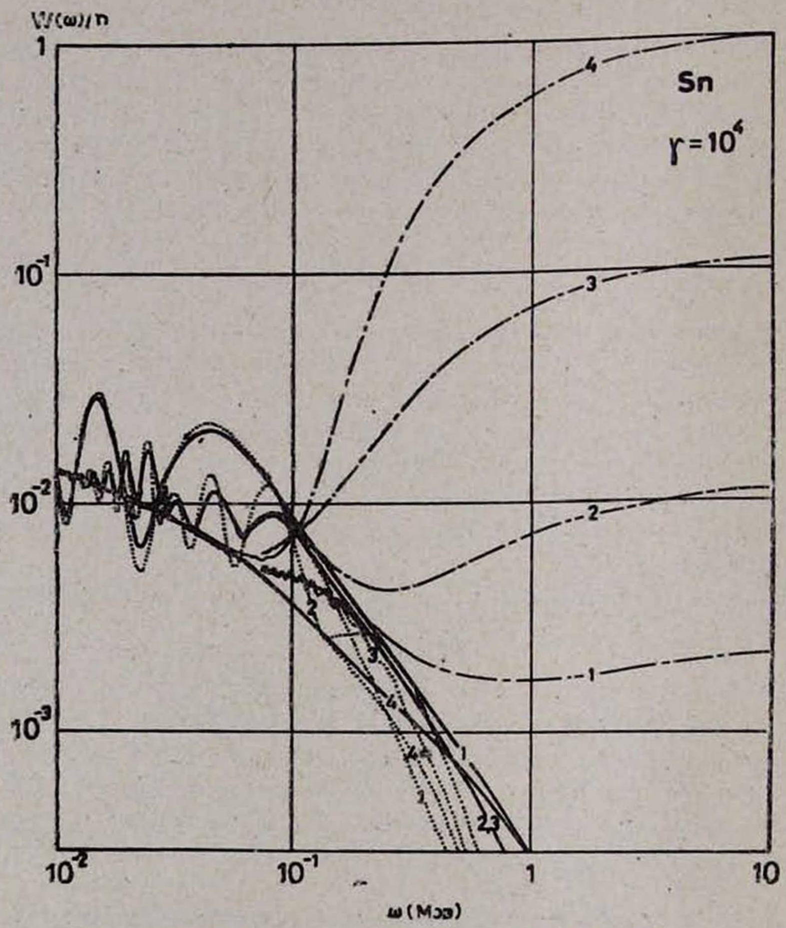


Рис. 1. Спектральная интенсивность полного излучения $W_{\text{пол}}(\omega)$ (штрихпунктирные кривые), образуемого в оловянной пластине ($\omega_0 = 51{,}19$ *эВ*, $L = 1{,}21$ *см*) электроном с лоренц-фактором $\gamma = 10^4$. Сплошные кривые соответствуют величине краевого эффекта $W_{\text{к. э.}}(\omega)$, точечные — интенсивности обычного переходного излучения $W_{\text{пер}}(\omega)$. В области сравнительно низких частот кривые $W_{\text{пол}}(\omega)$ сливаются с соответствующими кривыми $W_{\text{к. э}}(\omega)$. Цифры на кривых соответствуют различным значениям толщины $a$: 1—20; 2—100; 3—$10^3$; 4—$10^4$ *мкм*.

переходного излучения (без учета многократного рассеяния) находится также между $\omega_1$ и $\omega_2$. При $\omega \gtrsim \omega_{гр}$ спектральная интенсивность обычного переходного излучения даже в случае достаточно толстой пластины становится весьма малой по сравнению с его интенсивностью при $\omega < \omega_{гр}$, где она порядка $e^2/c$. А при наличии многократного рассеяния спектральная интенсивность краевого эффекта порядка $e^2/c$ вплоть до частот порядка $\omega_2 \approx q_0\gamma^2$ (см. (8)). Другими словами, в этой области частот имеет место своеобразное обогащение спектра краевого эффекта высокими частотами. Это обогащение, как уже было сказано выше, обусловлено тем, что заряженная частица рассеивается в пограничных слоях пластины несколько иначе, чем в глубине пластины.

## 5. Результаты численного расчета

На рис. 1—3 приведены кривые зависимости спектральных интенсивностей полного излучения $W_{пол}(\omega)$ и краевого эффекта $W_{к.\,э.}(\omega)$ для разных толщин $a$ оловянной пластины и разных значений лоренц-факто-

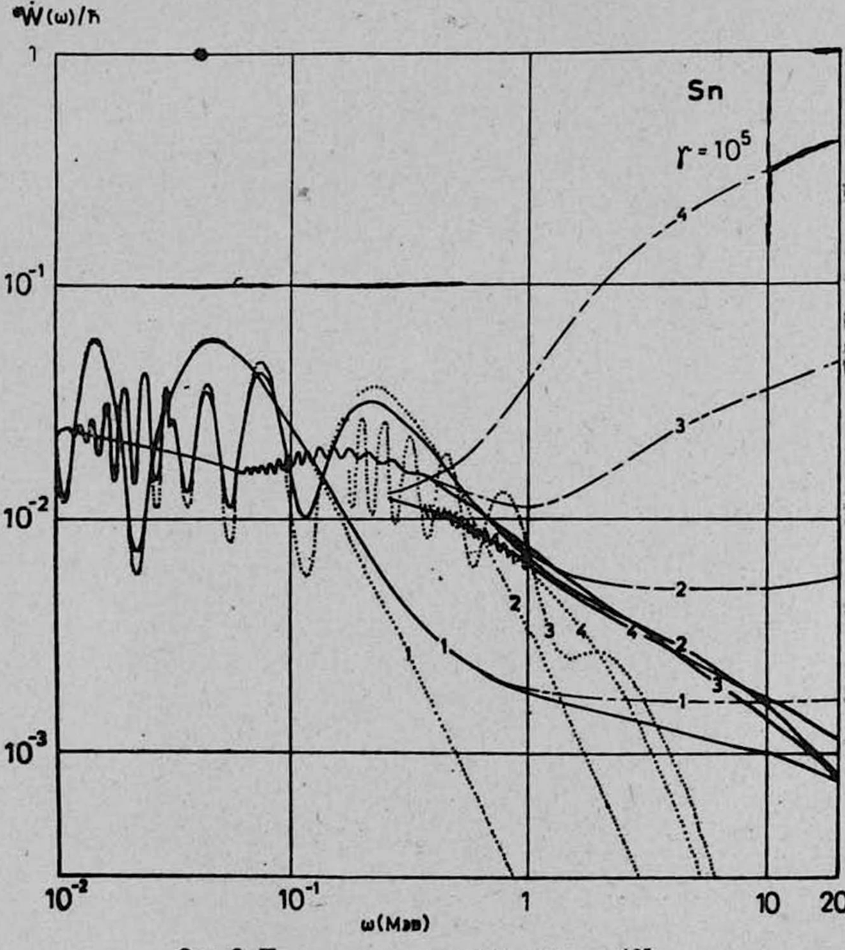


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для $\gamma = 10^5$.

ра $\gamma$ электрона. Для сравнения приведены также частотные спектры обычного переходного излучения $W_{\text{пер}}(\omega)$.

На рисунках хорошо видны явления сглаживания интерференционных максимумов и минимумов и обогащения высокими частотами в спектре

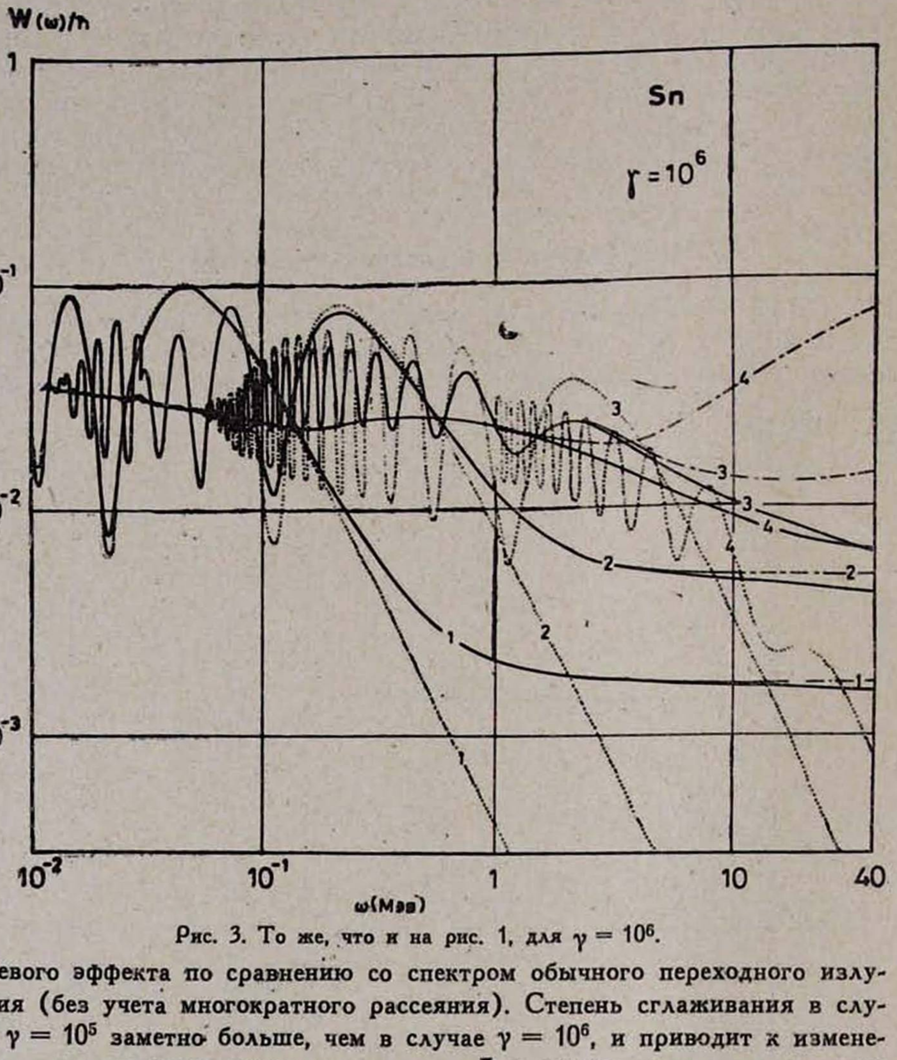


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для $\gamma = 10^6$.

краевого эффекта по сравнению со спектром обычного переходного излучения (без учета многократного рассеяния). Степень сглаживания в случае $\gamma = 10^5$ заметно больше, чем в случае $\gamma = 10^6$, и приводит к изменению интенсивности почти в два раза. Для одного и того же значения $\gamma$-фактора степень сглаживания тем больше, чем больше толщина пластины (пока толщина остается меньше длины поглощения).

Обогащение наступает при $\gamma \gg \gamma_{\text{кр}}$. Для олова $\gamma_{\text{кр}} \sim 1{,}6 \cdot 10^4$, поэтому при $\gamma = 10^4$ (рис. 1) мы фактически не наблюдаем обогащения, тогда как при $\gamma = 10^5$ и $10^6$ (рис. 2 и 3) явление обогащения становится весьма значительным.

Рассмотрим теперь зависимость величины краевого эффекта от толщины пластины $a$. Когда

$$a \gg |z_{\text{вещ}}| \quad \text{при} \ |z_{\text{вещ}}| \ll z_{\text{торм}}, \tag{33}$$

краевой эффект (сумма (13) и (14)) зависит от толщины только через комбинацию $Q = \exp(-\mu a)$, т. е. не зависит от $a$ как для случая слабо поглощающей пластины ($\mu a \ll 1$), так и для сильно поглощающей пластины ($\mu a \gg 1$). Аналогичная ситуация имеет место также в случае, когда

$$a \gg z_{\text{торм}} \quad \text{при} \quad |z_{\text{вещ}}| \gg z_{\text{торм}} \tag{34}$$

и краевой эффект определяется формулой (28). Объединяя случаи (33) и (34), мы приходим к выводу, что величина введенного нами краевого эффекта (2) не зависит от толщины пластины (как при $\mu a \ll 1$, так и при $\mu a \gg 1$), если

$$a \gg \min \{z_{\text{торм}}, |z_{\text{вещ}}|\}. \tag{35}$$

Сказанное хорошо видно на приведенных рис. 1—3.

С другой стороны, известно, что интенсивность (усредненная по небольшому интервалу частот) обычного переходного излучения в пластине перестает зависеть от толщины $a$, когда $a \gg |z_{\text{вещ}}|$. Легко видеть, что условие (35) является обобщением указанного неравенства на случай учета многократного рассеяния.

Ереванский физический
институт

Поступила 3.X.1979

## ЛИТЕРАТУРА


1. *Г. М. Гарибян, Ян Ши.* ЖЭТФ, 70, 1627 (1976).
2. *Л. А. Варданян, Г. М. Гарибян, Ян Ши.* Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 329 (1976).
3. *Г. М. Гарибян, Ян Ши.* Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 105 (1977).
4. *Ян Ши.* Препринт ЕФИ—260(53)—77, 1977; Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 1977, стр. 102.
5. *Ф. Ф. Терновский.* ЖЭТФ, 39, 171 (1960).
6. *В. Е. Пафомов.* ЖЭТФ, 49, 1222 (1965).
7. *В. Г. Барышевский, А. О. Грубич, Нго Дань Ньан.* ЖЭТФ, 72, 2034 (1977).
8. *А. Б. Мигдал.* ДАН СССР, 96, 49 (1954); ЖЭТФ, 32, 633 (1957).
9. *М. Л. Тер-Микаелян.* ДАН СССР, 94, 1033 (1954).
10. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Изд. Наука, М., 1971.
11. *И. И. Гольдман.* ЖЭТФ, 38, 1866 (1960).
12. *A. L. Avakian et al.* Phys. Rev., D16, 1596 (1977).
13. *Г. М. Гарибян.* Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 1977, стр. 15.


## ԵԶՐԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ ԹԻԹԵՂՈՒՄ ԿԼԱՆՄԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

Լ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ

*Աշխատանքում անցկացված է մասնիկի՝ թիթեղը հատելիս առաջացրած լրիվ ճառագայթման մեջ եզրային էֆեկտի մանրամասն ընդհանուր և թվային անալիզ։ Եզրային էֆեկտը որոշ իմաստով հանդիսանում է անցումային ճառագայթման ընդհանրացումը մասնիկի բազմակի ցրման առկայության դեպքում։ Ցույց է տրված, որ այդ ցրումը բերում է երկու երևույթների՝ ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների և մինիմումների հարթեցմանը անցումային*

ճառագայթման հաճախային սպեկտրում, որը կապված է ճառագայթման դաշտերի ֆազային հարաբերությունների խախտման հետ, և սպեկտրի հարստացմանը բարձր հաճախությունների տիրույթում (մասնիկի մեծ էներգիայի դեպքում), որը պայմանավորված է արգելակման ճառագայթման գերիշխող դերով եզրային էֆեկտում։ Ցույց է տրված նույնպես, որ թիթեղի մեծ հաստությունների դեպքում եզրային էֆեկտի մեծությունը կախված չէ թիթեղի հաստությունից։

# THE INVESTIGATION OF THE BOUNDARY EFFECT IN A PLATE WITH DUE REGARD FOR THE ABSORPTION

L. A. VARDANIAN, G. M. GARIBIAN, C. YANG

A detailed general and numerical analysis of the boundary effect of the tota radiation from a charged particle passing through a plate has been carried out with due regard for the multiple scattering and the absorption. The boundary effect is in a sense a generalization of transition radiation in the case of presence of multiple scattering. The multiple scattering is shown here to bring to two phenomena: 1) the smoothing of interference oscillations in the frequency spectrum of transition radiation due to the violation of phase relations of the radiation fields when the multiple scattering takes place; 2) the spectrum in the high-frequency range is enriched (at sufficiently large values of a particle Lorentz factor) due to the dominating role of a bremsstrahlung mechanism in the boundary effect. It is also shown that the boundary effect is independent of the plate thickness when it is sufficiently thick.