ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIX, № 3 *РАДИОФИЗИКА* *1986*

УДК 539 1.07

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ЧЕРЕЗ СТОПКУ ПЛАСТИН

В. А. Аракелян

Рассмотрены потери энергии равномерно движущейся заряженной частицы в стопке из произвольного конечного числа пластин Получено общее выражение для полных потерь, которое исследовано в случае прозрачной стопки. Показано, что часть полных потерь, называемая поляризационными потерями, является независимой величиной в каждой из пластин стопки. В конечной прозрачной стопке пластин параметрическое черенковское излучение (ПЧИ) не формируется в виде монохроматического излучения, что имеет место в неограниченной слоистой среде. Показано также, что в прозрачном тонком слое вещества и в стопке из тонких прозрачных пластин потери происходят с эффектом плотности Ферми.

1. Пролет заряженной частицы в среде сопровождается потерями энергии частицы, которая расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды, а также на излучение различных типов волн. Теории потерь энергии заряда посвящено множество работ, среди которых отметим работы [1—9], где исследуются потери в средах без границ, и работы [10—14], относящиеся к одиночному слою вещества. Большой интерес вызывает нахождение потерь энергии движущегося заряда в слоистой среде [15]. В этой работе дано строгое решение задачи о потерях в слоистой среде, занимающей все пространство. Однако на практике число слоев всегда конечно, поэтому необходимо иметь решение этой задачи для ограниченной слоистой среды. Необходимость этого диктуется также некоторыми физическими соображениями. Дело в том, что для формирования того или иного вида потерь нужны определенные расстояния — зоны формирования (в литературе существуют различные названия этого понятия [16—18]). При введении ограничений на размеры слоистой среды может оказаться так, что некоторый вид потерь энергии заряда, имевший место в неограниченной слоистой среде, в конечной стопке не успевает формироваться. Например, при достаточно малой толщине стопки потери на переходное излучение в определенном интервале высоких частот не формируется [18]. В этом случае потери энергии заряда по сравнению с бесконечной стопкой изменяется не только количественно, но и качественно. Однако критическое число пластин, при котором начинаются качественные изменения, в данной работе не найдено. Целью настоящей работы является получение точной (и компактной) формулы для полных потерь, нахождение полюсов подынтегральной функции потерь, вычисление вклада этих полюсов в полные потери и рассмотрение некоторых других вопросов, относящихся к тонким прозрачным пластинам.

2. Полные потери. Часто все потери заряженной частицы в среде объединяются под названием ионизационных потерь. Целесообразно, однако, использовать термин «полные потери» с учетом того, что кроме потерь чисто ионизационного характера они включают в себя потери и от других механизмов.

Вычислим полные потери энергии частицы в стопке пластин, состоящей из N параллельных слоев одинаковой толщины a, которые отстоят друг от друга на расстоянии b. При этом заряд движется через стопку равномерно со скоростью v вдоль оси z, перпендикулярной к поверхностям пластин.

Полные потери энергии заряженной частицы представляют собой работу суммарного электромагнитного поля (т. е. собственного поля заряда и свободного поля излучения, возбуждаемого в стопке самим зарядом), совершенную над зарядом во все время его движения:

$$
\begin{aligned}
W = {} & e\int_{-\infty}^{0}[E_0''(r,t)+E_0^0(r,t)]\,v\,dt + \\
& + e\sum_{m=1}^{N}\int_{(m-1)(a+b)/v}^{(ma+(m-1)b)/v}[\mathcal{E}_m'(r,t)+\mathcal{E}_m''(r,t)+\mathcal{E}_m^0(r,t)]\,v\,dt + \\
& + e\sum_{m=1}^{N-1}\int_{(ma+(m-1)b)/v}^{m(a+b)/v}[E_m'(r,t)+E_m''(r,t)+E_m^0(r,t)]\,v\,dt + \\
& + e\int_{(Na+(N-1)b)/v}^{\infty}[E_N'(r,t)+E_N^0(r,t)]\,v\,dt.
\end{aligned}
\tag{1}
$$

Здесь $E_m^0(r,t)$ и $\mathcal{E}_m^0(r,t)$ — электрические поля заряда, которые переносятся зарядом в вакууме и в среде ($m=0,1,\ldots,N$). Значения этих полей хорошо известны (см., например, [4]). Величины $E_m^{\prime;\prime\prime}(r,t)$ и $\mathcal{E}_m^{\prime;\prime\prime}(r,t)$ являются полями излучения заряда в вакуумных отсеках и в пластинах стопки (штрихом обозначены волны, распространяющиеся в направлении движения заряда, двумя штрихами — волны в обратном направлении). Значения этих полей найдены в работе [19]. Первое слагаемое в выражении (1) равно полным потерям энергии заряда до стопки пластин ($z<0$), второе — потерям внутри пластинок, третье — в отсеках и четвертое — за стопкой пластин ($z>Na+$ $+(N-1)b$). Время $t=0$ соответствует моменту влета заряда в стопку, а сами поля взяты в точке, где находится движущаяся частица, т. е. при $\rho=0$ и $z=vt$. Суммирование в (1) осуществляется после фурье-разложения электрических полей и интегрирования по времени. Суммирование удается провести до конца благодаря тому, что существует связь между полями излучения в различных отсеках и пластинах стопки. Эта связь выражается через полиномы Чебышева, аргумент которых зависит от параметров стопки и от длины волны излучения [19]. После достаточно громоздких преобразований можно окончательно получить следующую формулу для полных потерь энергии заряда в стопке пластин:

$$W(N,a) = I_1 + I_2, \tag{2}$$

где

$$I_1 = \frac{2e^2 Na}{\pi v^2}\,\mathrm{Re}\int_0^{\varkappa_{\max}}\int_0^{\infty}\left(\frac{1-\beta^2}{\Lambda_0}-\frac{1-\beta^2\varepsilon}{\varepsilon\Lambda}\right) i\varkappa\,\omega\,d\varkappa\,d\omega,$$

$$I_2 = \frac{4e^2}{\pi v^2}\,\mathrm{Re}\int_0^{\infty}\int_0^{\infty}\left(\frac{\exp(-i\omega a/v)}{\lambda_0 Q_N(\zeta)}K_1+\frac{N\lambda\lambda_0}{\varepsilon T(\zeta)}K_2\right)e^{-i\varphi}\varkappa^3\,\omega\,d\varkappa\,d\omega.$$

Первый интеграл (I_1) представляет собой потери, обусловленные работой собственного поля заряда. Это обычные потери на длине Na в безграничной среде [1]. Второй интеграл (I_2) представляет собой работу, совершаемую полями излучения над зарядом, и является результатом наличия границ. Величины K_1, K_2, $Q_N(\zeta)$ и $T(\zeta)$ соответственно равны

$$
\begin{aligned}
K_1 = {} & \chi_1 e^{i\lambda_0 b}\,[\chi_1(e^{-iN\varphi}-Q_N(\zeta))+\chi_2 U_{N-1}(\zeta)N_2] + \\
& + \chi_2' e^{-i\lambda_0 b}\,[\chi_2(e^{iN\varphi}-Q_N(\zeta))-\chi_1 M_1 U_{N-1}(\zeta)],
\end{aligned}
\tag{3}
$$

$$K_2 = e^{i\lambda_0 b}(B\gamma - C\delta) + e^{-i\lambda_0 b}(D\delta - A\gamma) +$$
$$+ \exp\left(i\frac{\omega}{v}b\right)(A\gamma + C\delta) - \exp\left(-i\frac{\omega}{v}b\right)(B\gamma + D\delta),$$
$$Q_N(\zeta) = U_{N-1}(\zeta) - N_1 U_{N-2}(\zeta), \quad T(\zeta) = 1 - 2\zeta e^{-i\varphi} + e^{-2i\varphi}.$$

Здесь ε — диэлектрическая проницаемость пластин (предполагается, что $\mu = 1$), а $U(\zeta)$ — полином Чебышева второго рода от аргумента

$$\zeta = \frac{\lambda\lambda_0}{8\varepsilon}\left(e^{i\lambda_0 b} H + e^{-i\lambda_0 b} F\right). \tag{4}$$

В формулах (2) — (4) приняты следующие обозначения:

$$M_1 = -N_2 e^{2i\lambda_0 b} = -\frac{\lambda\lambda_0}{4\varepsilon} e^{i\lambda_0 b}\left(\frac{\varepsilon^2}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_0^2}\right)\left(e^{i\lambda a} - e^{-i\lambda a}\right),$$

$$\chi_1 = -\frac{\lambda\lambda_0}{4\varepsilon T(\zeta)}\left(C + D\exp\left(-i\left(\lambda_0 + \frac{\omega}{v}\right)b\right)\right),$$

$$\chi_2 = \frac{\lambda\lambda_0}{4\varepsilon T(\zeta)}\left(A + B\exp\left(i\left(\lambda_0 - \frac{\omega}{v}\right)b\right)\right),$$

$$\left.\begin{matrix} A \\ B \end{matrix}\right\} = \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0}\right)u_1 e^{\mp i\lambda a} - \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right)u_2 e^{\pm i\lambda a} + \frac{2\varepsilon}{\lambda}s_1\exp\left(\pm i\frac{\omega}{v}a\right),$$
$$\left.\begin{matrix} C \\ D \end{matrix}\right\} = \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right)u_1 e^{\mp i\lambda a} - \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0}\right)u_2 e^{\pm i\lambda a} - \frac{2\varepsilon}{\lambda}s_2\exp\left(\pm i\frac{\omega}{v}a\right), \tag{5}$$

$$\left.\begin{matrix} H \\ F \end{matrix}\right\} = \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0}\right)^2 e^{\pm i\lambda a} - \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right)^2 e^{\mp i\lambda a}, \quad N_1 = \frac{\lambda\lambda_0}{4\varepsilon}e^{-i\lambda_0 b}F,$$

$$\left.\begin{matrix} u_1 \\ u_2 \end{matrix}\right\} = \frac{1}{\Lambda_0}\left(\frac{\varepsilon}{\lambda} \mp \frac{v}{\omega}\right) + \frac{1}{\Lambda}\left(-\frac{1}{\lambda} \pm \frac{v}{\omega}\right), \quad \Lambda_0 = \varkappa^2 + \frac{\omega^2}{v^2}(1 - \beta^2),$$

$$\left.\begin{matrix} s_1 \\ s_2 \end{matrix}\right\} = \frac{1}{\Lambda_0}\left(-\frac{1}{\lambda_0} \pm \frac{v}{\omega}\right) + \frac{1}{\Lambda}\left(\frac{1}{\lambda_0\varepsilon} \mp \frac{v}{\omega}\right), \quad \Lambda = \varkappa^2 + \frac{\omega^2}{v^2}(1 - \beta^2\varepsilon),$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon - \varkappa^2}, \quad \lambda_0 = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \varkappa^2}, \quad \varphi = \frac{\omega}{v}(a + b),$$

$\varkappa$ — проекция волнового вектора излучения на плоскость $z = \mathrm{const}$, β — отношение скорости заряда v к скорости света c. При получении формулы (2) не делается никаких приближений ни по параметрам стопки, ни по параметрам пролетающего заряда.

Интегрирование I_1 и I_2 в общем случае для комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$ является весьма сложной задачей. Единственный метод интегрирования, при котором не конкретизируется вид функции $\varepsilon(\omega)$, это метод Ландау [4], основанный на аналитических свойствах функции $\varepsilon(\omega)$. В данном случае этот метод неприменим, так как некоторые слагаемые в выражении (2) содержат множители $\exp[i(\lambda - \omega/v)z_0]$, которые расходятся при стремлении $\omega'' \to \infty$ в комплексной плоскости ω. Имея это в виду, мы ограничимся здесь рассмотрением только прозрачных пластин ($\varepsilon''(\omega) = 0$). Строго говоря, $\varepsilon''(\omega)$ не равна нулю ни в одной реальной среде. Хотя такое допущение идеализирует задачу, оно позволяет получить некоторые важные физические следствия.

3. Прозрачная стопка. Исследуем формулу (2) в случае непоглощающей стопки пластин. Интегрирование в I_1 и I_2 ведется по положительным вещественным значениям ω и $\varkappa$ с учетом тех особенностей, которые могут быть на этих осях.

Функция под интегралом I_1 имеет два полюса в точках $\varkappa^2 - \omega^2(\beta^2\varepsilon - 1)/v^2 = 0$ (черенковский полюс) и $\varepsilon(\omega) = 0$ (поляризационный полюс). Главное значение интеграла I_1 при $\varepsilon''(\omega) = 0$ равно нулю, и, следовательно, величина интеграла будет равняться сумме полувычетов в точках черенковского и поляризационного полюсов. Приписывая среде бесконечно малое поглощение, можно убедиться, что полюс в точке $\varepsilon(\omega) = 0$ опускается в нижнюю полуплоскость комплексной переменной интегрирования ω, а следовательно, обход поляризационного полюса осуществляется сверху. Интегрирование по ω можно довести до конца, приняв (как это было сделано в [1]) осцилляторную модель диэлектрической проницаемости. Тогда вклад поляризационного полюса в I_1 будет равен

$$-I_{1,\text{пол}}(N, a) = \frac{Nae^2\omega_0^2}{2v^2}\left[\ln\frac{\varkappa_{\max}^2 v^2}{\omega_0^2} + \ln\frac{\varepsilon(0) - 1}{\varepsilon(0)}\right], \tag{6}$$

где $\omega_0 = (4\pi ne^2/m)^{1/2}$ — плазменная частота среды, а $\varepsilon(0)$ — статическая диэлектрическая проницаемость. Для вычисления черенковского излучения удобнее вначале выполнить интегрирование по $\varkappa$, а затем по ω (обход черенковского полюса $\varkappa = (\omega/v)\sqrt{\beta^2\varepsilon - 1}$ осуществляется снизу). В результате получаем известное выражение для черенковского излучения [1], умноженное на суммарную толщину всех пластин стопки Na:

$$I_{1,\text{чер}}(N, a) = \begin{cases} \dfrac{Nae^2\omega_0^2}{2v^2}\left[\ln(1-\beta^2) + \beta^2\right], & v < \dfrac{c}{\sqrt{\varepsilon(0)}} \\ \dfrac{Nae^2\omega_0^2}{2v^2}\left[\ln\dfrac{\varepsilon(0) - 1}{\varepsilon(0)} + \dfrac{1-\beta^2}{\varepsilon(0) - 1}\right], & v > \dfrac{c}{\sqrt{\varepsilon(0)}} \end{cases}. \tag{7}$$

Суммируя теперь поляризационные и черенковские потери, получим ту часть полных потерь в прозрачной среде, которая обусловлена только собственным полем заряда в стопке. Эта сумма совпадает с формулами (30), (31) работы [1] (при $v < c/\sqrt{\varepsilon(0)}$ и $v > c/\sqrt{\varepsilon(0)}$) для значения длины пролета частицы, равного Na, с той лишь несущественной разницей, что в первом члене формулы (6) в выражении ω_0^2 под знаком логарифма фигурирует множитель 4 вместо множителя 3,17, полученного в результате приближенного вывода формул (30), (31). Как видно из формул (6), (7), поляризационные потери не зависят от γ-фактора заряда ($\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$), тогда как черенковские потери зависят, но только при скоростях заряда $v < c/\sqrt{\varepsilon(0)}$. Это означает, что если ограничиться рассмотрением лишь действия собственного поля заряда, то при скоростях $v > c/\sqrt{\varepsilon(0)}$ в стопке пластин будет иметь место эффект плотности Ферми [1]. Однако полные потери состоят также из работы полей излучения над зарядом, которая может существенно изменить картину потерь энергии. Приступим теперь к рассмотрению этой части полных потерь (интеграла I_2), т. е. к роли наличия границ в стопке. В неограниченной слоистой среде наличие границ приводит к образованию параметрического черенковского излучения (ПЧИ) [15]. Это связано с наличием полюса в формуле для полных потерь в точке $T(\zeta) = 1 - 2\zeta e^{-i\varphi} + e^{-2i\varphi} = 0$ (параметрического черенковского полюса). То же выражение содержится в знаменателе подынтегрального выражения I_2 и в случае стопки пластин. Чтобы выяснить, имеет ли интеграл I_2 полюс в точке $T(\zeta) = 0$, выделим из интеграла I_2 потери в N независимых пластинах, находящихся в вакууме. Эти потери, разумеется, не должны содержать полюса $T(\zeta) = 0$. Такое разделение удается провести, и интеграл I_2 приводится к виду

$$I_2 = NI_2^{(1)} + I_2^{(2)}, \tag{8}$$

где $I_2^{(1)}$ — потери, обусловленные действием полей излучения одной пластины, помещенной в вакуум:

$$I_2^{(1)} = \frac{2e^2}{\pi v^2} \operatorname{Re} \int_0^\infty \frac{\varkappa^3 \omega}{F} (As_1 - Ds_2)\, d\varkappa\, d\omega. \tag{9}$$

Потери $I_2^{(2)}$ носят чисто интерференционный характер между пластинами стопки и равны

$$I_2^{(2)} = \frac{2\pi e}{v^2} \operatorname{Re} \int_0^\infty \frac{i\lambda\omega\varkappa^2 \exp(-i\omega a/v)}{\varepsilon T(\zeta)} \times$$
$$\times \left\{ \left(C + D \exp\left[-i\left(\lambda_0 + \frac{\omega}{v}\right) b \right] \right) \left[\exp\left[i(N-1)\left(\lambda_0 - \frac{\omega}{v}\right)(a+b) \right] \times \right.\right. \tag{10}$$
$$\left. \times E'_{N,t}(\boldsymbol{k}, N) - NE'_{1,t}(\boldsymbol{k}, 1) \right] - \left(A + B \exp\left[i\left(\lambda_0 - \frac{\omega}{v}\right) b \right] \right) \times$$
$$\left. + \left[E''_{0,t}(\boldsymbol{k}, N) - NE''_{0,t}(\boldsymbol{k}, 1) \right] \right\} d\varkappa\, d\omega.$$

Здесь $E''_{0,t}(\boldsymbol{k}, N)$ и $E'_{N,t}(\boldsymbol{k},N)$ — тангенциальные составляющие фурье-компонент полей переходного излучения перед и за стопкой из N пластин [19]. В знаменателе интеграла $I_2^{(2)}$ содержится выражение $T(\zeta)$, с чем связано наличие ожидаемого параметрического полюса. Однако можно показать, что этот полюс только кажущийся. Действительно, поля переходного излучения $E''_{0,t}(\boldsymbol{k},N)$ и $E'_{N,t}(\boldsymbol{k},N)$ состоят из слагаемых вида [19]

$$\left\{ \begin{matrix} E''_{0,t}(\boldsymbol{k}, 1) \\ E'_{1,t}(\boldsymbol{k}, 1) \end{matrix} \right\} \sum_{n=0}^{N} U_n(\zeta)\, e^{\pm in\varphi}, \tag{11}$$

которые будут иметь полюс в точке $T(\zeta) = 0$ только при $N \to \infty$:

$$\sum_{n=0}^{\infty} U_n(\zeta)\, e^{in\varphi} = \frac{e^{-2i\varphi}}{T(\zeta)}, \quad \sum_{n=0}^{\infty} U_n(\zeta)\, e^{-in\varphi} = \frac{1}{T(\zeta)}, \tag{12}$$

следовательно, для конечной стопки числитель подынтегрального выражения не содержит полюса в точке $T(\zeta) = 0$. Непосредственными вычислениями можно показать также, что этот числитель стремится к нулю при $T(\zeta) \to 0$ и имеет тот же порядок малости, что и знаменатель. Таким образом, интеграл $I_2^{(2)}$ (а значит, и I_2) не содержит полюса в точке $T(\zeta) = 0$. Следовательно, в прозрачной стопке с конечным числом пластин строго монохроматическое ПЧИ, имеющее место в неограниченной слоистой среде [15], генерироваться не будет. При тех значениях частоты и параметров стопки, которые минимизируют знаменатель подынтегральной функции $I_2^{(2)}$, в потерях энергии движущегося заряда появляются интерференционные максимумы. С увеличением числа пластин стопки ширина этих максимумов уменьшается, а высота увеличивается, так что при стремлении N к бесконечности им соответствует монохроматическое ПЧИ. Это означает, что зона формирования ПЧИ становится бесконечной, как и при обычном черенковском излучении [17].

Детальный анализ показывает, что интеграл I_2 не содержит также и обычного черенковского полюса ($\Lambda = 0$) аналогично ситуации в теории переходного излучения из пластины конечного размера, где полюс $\Lambda = 0$ также отсутствует [11, 20].

Единственной особенностью подынтегральной функции I_2 является простой полюс в точке $\varepsilon(\omega)=0$. Такой полюс имеется только в выражении для $I_2^{(1)}$, а слагаемое $I_2^{(2)}$ его не содержит. Это означает, что поляризационные потери не должны зависеть от расстояния b между пластинами. Вычисления показывают, что вклад вычета в точке $\varepsilon(\omega)=0$ интеграла $I_2^{(1)}$ в полные потери равен

$$I^{(1)}_{2,\text{пол}}(N, a) = \frac{2Nae^2\omega_0^2}{v^2}\int\limits_0^\infty \frac{\operatorname{ch} x - \cos p}{\operatorname{sh} x}\,\frac{x^2\,dx}{(x^2+p^2)^2}, \tag{13}$$

где параметр $p=\tilde{\omega}a/v$, а частота $\tilde{\omega}$ является корнем уравнения $\varepsilon(\omega)=0$.

Суммарные поляризационные потери в стопке пластин равны

$$-W_{\text{пол}}(N, a) = \frac{Nae^2\omega_0^2}{2v^2}\left[\ln\left(\frac{a^2x^2_{\max}}{p^2}+1\right) - 4\int\limits_0^\infty \frac{\operatorname{ch} x - \cos p}{\operatorname{sh} x}\,\frac{x^2\,dx}{(x^2+p^2)^2}\right]. \tag{14}$$

В каждой пластине поляризационные потери происходят независимо от потерь в других пластинах стопки, т. е. имеет место равенство

$$W_{\text{пол}}(N, a) = NW_{\text{пол}}(1, a), \tag{15}$$

где $W_{\text{пол}}(1, a)$ — поляризационные потери в одной пластине. Средние по периоду структуры поляризационные потери, получающиеся путем деления выражения (13) на $N(a+b)$, будут уже зависеть от расстояния b между пластинами. Они совпадут с поляризационными потерями, усредненными по периоду структуры, которые были найдены Файнбергом и Хижняком для неограниченной слоистой среды [15].

Первый член в квадратных скобках (14) описывает связанные с собственным полем заряда обычные поляризационные потери на длине Na в безграничной однородной среде. Второй член обусловлен влиянием границ, а его величина сильно зависит от параметра p. Для всех значений параметра p второй член имеет положительный знак и вычитается из обычных потерь.

Величина параметра p ограничена снизу и сверху. Ограничение снизу обусловлено тем, что толщина пластины не может быть меньше размера атома, а ограничение сверху обусловлено пределами применимости макроскопического рассмотрения:

$$\tilde{\omega}a_{\text{ат}} < p \ll N_a, \tag{16}$$

где $a_{\text{ат}}$ — размер атома, N_a — число атомных слоев в толще пластины. Численные значения p могут быть как много меньше, так и много больше единицы. При условии $p \gg 1$ вторым членом формулы (14) можно пренебречь, и поляризационные потери в стопке совпадают с потерями в безграничной однородной среде. При условии $p \gg 1$ второй член станет сравнимым с первым, оставаясь меньше его. Численные расчеты на ЭВМ показывают, что при значениях параметра $p=\{0{,}01;\ 0{,}1;\ 1;\ 10\}$ отношение второго члена к первому составляет соответственно $\{0{,}34;\ 0{,}30;\ 0{,}29;\ 0{,}20\}$. Следовательно, чем меньше значение параметра p (т. е. чем тоньше расслоено вещество), тем больше уменьшающее влияние границ. Для формирования поляризационных потерь в веществе $(\varepsilon(\tilde{\omega})=0)$ требуется расстояние $Z_{\text{пол}}=\pi v/\tilde{\omega}$. В том случае, когда толщина пластины намного больше размера зоны поляризационных потерь, $a \gg Z_{\text{пол}}$, поляризационные потери в объеме пластины происходят, разумеется, как в безграничной среде. Наличие границ для поляризационных потерь будет играть роль лишь в том случае, когда толщина пластины станет меньше или порядка зоны формирования этих потерь: $a \lesssim Z_{\text{пол}}$. Это условие совпадает с условием $p \lesssim 1$.

Выше были рассмотрены потери, связанные с особыми точками подынтегральной функции в выражении для I_2. Выясним теперь, какую физическую природу имеют потери, выражающиеся главным значением интеграла I_2. В интеграл I_2 входит интерференционный член $I_2^{(1)}$, который должен быть связан с энергией переходного излучения. Для того чтобы выяснить, в какой степени интеграл $I_2^{(2)}$ описывает излучение, разложим подынтегральную функцию в ряд по степеням толщины пластины. Разложения величин A, B, C, D, а также электрических полей $E''_{0,t}(\boldsymbol{k}, N)$ и $E'_{N,t}(\boldsymbol{k}, N)$ начинаются с члена, линейного по a. Следовательно, главное значение интеграла $I_2^{(1)}$ при малых значениях a пропорционально a^2 и полностью описывает хорошо известное переходное излучение [21, 22] (отметим, что энергия черенковского излучения пропорциональна a). Малость толщины пластины понимается в том смысле, что можно отбросить все члены разложения по a, кроме первого.

Для прозрачных диэлектрических слоев ($\varepsilon'' = 0$, $\varepsilon' > 1$, $\lambda'' = 0$) реальная часть подынтегрального выражения (9) как функция толщины пластины содержит слагаемые следующих типов:

$$\begin{gathered} \{\cos(n\lambda' a)\}, \quad \{\cos[(\lambda' + \omega/v)a]\cos(n\lambda' a)\}, \\ \{\sin[(\lambda' \pm \omega/v)a]\sin(n\lambda' a)\}, \quad \{\sin(2\lambda' a)\,\sin(n\lambda' a)\}, \end{gathered} \tag{17}$$

где n — целое число, $\lambda' = \operatorname{Re}\lambda$.

Разложения выражений (17) в ряд по степеням толщины пластины a начинаются с квадратичного по a члена, поэтому главное значение $I_2^{(1)}$ также полностью описывает переходное излучение. Таким образом, при $\varepsilon''(\omega) = 0$ полное значение интеграла I_2 состоит из поляризационных потерь (пропорциональных толщине a и не зависящих от γ-фактора заряда) и потерь в виде переходного излучения, пропорционального a^2 при малых значениях a и зависящего от γ-фактора.

Следует сделать одно замечание, относящееся к отсутствию эффекта плотности Ферми (независимости полных потерь от γ-фактора заряда). Как показано в работе [10], при малой толщине пластины работа полей излучения становится весьма существенной поправкой к работе собственного поля над зарядом, и она снимает эффект плотности Ферми (полные потери начинают зависеть от γ логарифмически). Такой результат объясняется тем, что работа полей излучения при малой толщине пластины и при комплексных $\varepsilon(\omega)$ пропорциональна первой степени толщины. Добавление ее к работе собственного поля заряда, которая также линейно зависит от a, дает отсутствие эффекта плотности (эффект Гарибяна [10]). Однако в прозрачных средах, как это было показано выше, работа полей излучения при малых толщинах пропорциональна a^2. Следовательно, при добавлении ее к работе собственного поля заряда эффект плотности не снимается.

Автор выражает благодарность Г. М. Гарибяну, Б. М. Болотовскому, В. А. Чечину и Л. П. Мурзе за полезные обсуждения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fermi E — Phys. Rev., 1940, **57**, p. 485.
2 Франк И М, Тамм И. Е. — ДАН СССР, 1937, **14**, с. 107.
3. Гинзбург В. Л, Франк И М. — ЖЭТФ, 1946, **16**, вып. 1, с. 15.
4. Ландау Л. Д, Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Гостехиздат, 1957.
5 Schnonberg M. — Nuovo Cimento, 1951, **8**, p 159.
6. Huybrechts M., Schonberg M. — Nuovo Cimento, 1952, **9**, p. 764.
7. Budini P. — Zs. Naturforschung, 1952, **7a**, p. 722.
8. Sternheimer R. M., Peierls F. — Phys. Rev., 1971, **B3**, p. 3681.

9. Асосков В. С. и др. — Труды ФИАН, 1982, 140, с. 3.
10. Гарибян Г. М. — ЖЭТФ, 1959, 37, вып. 2(8), с. 527.
11. Пафомов В. Е. — Труды ФИАН, 1969, 54, с. 28.
12. Гарибян Г. М., Мурадян М. М — Изв вузов — Радиофизика, 1969, 12, № 9, с. 1326.
13. Ambartsumian A. S., Garibian G. M., Yang C — Phys. Lett., 1981, 85A, № 3, p. 188.
14. Чечин В. А. — ДАН СССР, 1975, 221, вып. 4, с. 813; Препринт ФИАН, № 130.— М., 1983.
15. Файнберг Я. Б., Хижняк И. А. — ЖЭТФ, 1957, 32, вып. 4, с. 883.
16. Франк И. М. — УФН, 1959, 68, вып 3, с 397.
17. Болотовский Б. М. — Труды ФИАН, 1982, 140, с. 95.
18. Аракелян В. А., Гарибян Г. М. — Изв АН АрмССР, 1970, 5, вып. 3, с 250.
19. Аракелян В А, Гарибян Г. М. — Изв. АН АрмССР. Сер. Физика, 1969, 4, вып. 6, с 339.
20. Гарибян Г. М. Диссертация, М, 1961.
21. Гинзбург В Л., Цытович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. — М.: Наука, 1984
22. Гарибян Г. М, Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. — Ереван: АН АрмССР, 1983.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила в редакцию
2 июля 1984 г,
в окончательном варианте
18 июня 1985 г

ENERGY LOSSES FOR A CHARGED PARTICLE MOVING THROUGH A STACK OF PLATES

V. A. Arakelyan

Total energy losses of a uniformly moving charged particle in a finite stack of plates are considered. A general expression for total losses has been obtained, which has been therefore analysed for a transparent stack. A part of the total losses, called polarization losses, is shown to be an independent quantity in each stack plate. Strictly monochromatic parametric Cerenkov radiation, taking place in an infinite stack of plates, in the case of finite transparent stack is not formed. In a single transparent thin plate, and in a stack of thin transparent plates energy losses were shown to take place according to the Fermi density effect.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1985, т. 62, вып. 1

Брауде С. Я., Захаренко С. М., Соколов К. П. Наблюдения источника 4С 21 53 в диапазоне частот 10—25 МГц.

Приведены результаты измерений плотности потока источника 4С 21 53 на частотах декаметрового диапазона 10, 12,6, 14,7, 16,7, 20 и 25 МГц с помощью радиотелескопа УТР-2 Показано, что спектр компактной компоненты источника остается линейным (в масштабе lg S — lg ν) при понижении частоты наблюдений до 10 МГц.

Мень А. В., Брауде С. Я., Рашковский С. Л., Фалькович И. С., Шарыкин Н. К., Шепелев В. А., Христенко А. Д. Интерферометрические наблюдения радиоисточника 3С 134 в декаметровом диапазоне волн.

Приведены результаты наблюдения радиоисточника 3С 134 на широкополосном декаметровом радиоинтерферометре УРАН-1 с ориентированной вдоль параллели базой 42,2 км. Показано, что угловая структура излучения этого объекта на декаметровых волнах не отличается заметно от распределения его радиояркости на метровых и дециметровых волнах. Анализ радиоинтерференционных измерений, проведенных в диапазоне от 20 до 1425 МГц, позволил оценить угловой размер источника, который на уровне 50% интенсивности оказался равным $37'' \pm 7''$ в предположении гауссовского изотропного распределения яркости.

(Окончание см. с. 338)