

О ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ ЗОН ФОРМИРОВАНИЯ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. А. АРАКЕЛЯН, Г. М. ГАРИБЯН

В работе выясняется физический механизм, приводящий к появлению зон формирования переходного излучения. Для этого детально исследуется процесс образования переходного излучения в одной, а затем и в двух пластинках. Показывается, что физической причиной появления зоны формирования данной волны является необходимость отделения ее либо от поля частицы, либо от полей других волн переходного излучения. В стопке, состоящей из большого числа пластин, последний механизм является основным. В случае двухпластинчатой стопки рассмотрено излучение, движущееся в направлении перпендикулярном движению заряда в результате многократных отражений от стенок пластин. Исследовано также излучение, образованное в тонких пленках вещества как с обычной, так и с большой диэлектрической постоянной.

Как известно, в процессе образования переходного излучения существенную роль играют некоторые участки траектории движения частицы как в вакууме, так и в веществе, так называемые зоны формирования (или длины когерентности) переходного излучения [1]—[8].

В вакууме эта зона $\sim \frac{c}{\omega} \frac{1}{1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta} \sim \frac{c}{\omega} \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, а в веществе \sim

$\frac{c}{\omega} \frac{1}{\left| 1 - \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta} \right|}$, где ϑ — угол, составляемый направлением движе-

ния излучения с траекторией частицы ($\vartheta \sim \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ в ультра-релятивистском случае). Говоря формальным языком, эти зоны являются теми участками траектории движения частицы, которые, входя в

интегралы теории излучения, вносят основной вклад в их значения [5]. При расчете полей излучения методом перевала зона формирования определяется пределами применимости этого метода [2].

Величина зоны формирования, как это видно из вышеприведенных формул, особенно в вакууме и для крайне-релятивистских частиц, может достигать очень больших значений [1]. Это обстоятельство является одним из основных препятствий для использования переходного излучения в целях измерения энергий одиночных сверхбыстрых частиц, так как оно приводит к практически неосуществимым размерам слоистой среды [8].

С этой точки зрения представляет значительный интерес разобратся в физической природе зон формирования переходного излучения, потому что понимание в этом вопросе будет способствовать нахождению путей по преодолению возникающей здесь трудности. Первые попытки в физическом понимании природы зоны формирования были предприняты в [2], [3], где было показано, что при движении частицы из среды в вакуум зона формирования в вакууме есть та длина, на которой поле излучения отрывается от поля заряда, т. е. перестает с ним интерферировать.

В настоящей работе для этих целей подробно анализируется процесс образования переходного излучения сначала в одной, а затем и в двух пластинках. При этом оказывается необходимым принимать во внимание различные волны, образуемые в одном и в другом случаях. Показывается, что физической причиной появления зоны формирования данной волны является либо необходимость отделения ее от поля заряда (с учетом также действия других пластин), либо от полей других волн переходного излучения. С другой стороны, в стопке, состоящей из большого числа пластин, отрыв полей излучения от поля заряда может быть обеспечен последующими пластинками, так что в этом случае основной причиной является уменьшающее действие других волн переходного излучения. В этой связи большой интерес представляют результаты работы [9], в которой было показано, что можно создать стопку, в которой на определенных частотах нет отраженных волн, т. е. стопку с просветленной оптикой.

Исследовано также переходное излучение, возникающее в пространстве между двумя пластинками и движущееся в направлении перпендикулярном движению частицы в результате многократных отражений от стенок пластин. Это излучение максимально, если эти стенки идеально отражающие. Показано, что аналогичными свойствами обладают также очень тонкие пленки, состоящие из вещества с большим $\epsilon(\omega)$ или $\mu(\omega)$.

1. В этом разделе мы приведем формулы для электромагнитного излучения, образуемого заряженной частицей при пролете через одну пластину толщины a и через две такие же пластины, но находящиеся друг от друга на расстоянии b .

Тангенциальные Фурье-компоненты поля переходного излучения в пространстве до пластинки и после нее могут быть представлены в следующем виде, который позволяет дать наглядную физическую интерпретацию каждого из членов [10]:

$$E_{0,t}(\vec{k}; 1) = \frac{eik}{2\pi^2 g} P'' \quad (1)$$

$$E'_{1,t}(\vec{k}; 1) = \frac{eik}{2\pi^2 g} P' \quad (2)$$

где

$$P'' = \alpha + \delta r_a \eta R' + \gamma e^{i\varphi'' a} \eta R', \quad (3)$$

$$P' = \beta e^{i\varphi_0' a} + \delta \eta_a R' + \gamma e^{i\varphi_0' a} r r_a R', \quad (4)$$

причем,

$$\left. \begin{matrix} \alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} = \frac{\frac{\varepsilon}{\lambda} \mp \frac{v}{\omega}}{\Lambda_0} + \frac{-\frac{1}{\lambda} \pm \frac{v}{\omega}}{\Lambda}; \quad \left. \begin{matrix} \gamma \\ \delta \end{matrix} \right\} = \frac{-\frac{1}{\lambda_0} \pm \frac{v}{\omega}}{\Lambda_0} + \frac{\frac{1}{\lambda_0 \varepsilon} \mp \frac{v}{\omega}}{\Lambda};$$

$$\Lambda_0 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}; \quad \Lambda = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu; \quad \lambda^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu - \chi^2; \quad \lambda_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \chi^2;$$

$$g = \frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0}; \quad g_1 = \frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}; \quad r = \frac{g_1}{g}; \quad \eta = \frac{2\varepsilon}{\lambda g};$$

$$r_a = r e^{2i\lambda a}; \quad \eta_a = \eta e^{i(\lambda - \lambda_0) a}; \quad R' = \frac{1}{1 - r r_a};$$

$$\varphi'' = \frac{\omega}{v} + \lambda; \quad \varphi_0' = \frac{\omega}{v} - \lambda_0.$$

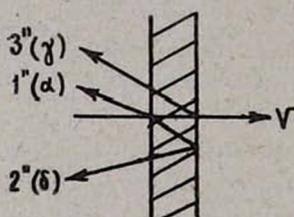


Рис. 1.

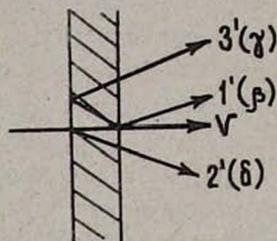


Рис. 2.

На рис. 1 и 2 цифрами (1'', 2'', 3'') и (1', 2', 3') отмечены волны, образуемые в пластине, в той последовательности, в которой они записаны в формулах (3) и (4).

Для того чтобы получить поля, образуемые заряженной частицей при пролете через стопку, состоящую из двух пластин, положим в формулах (34) и (35) работы [10] $N=2$. Тогда для тангенциальных составляющих Фурье-компонент полей излучения в пространствах до и после стопки пластин будем иметь следующие выражения:

$$E_{0,t}^{\rightarrow}(k; 2) = \frac{e^{ix}}{2\pi^2 g} \{ P'' + P' P_{2,1} r_1 \eta^{1,0} + P'' e^{i\varphi_0'(a+b)} P_{2,1} \eta^{1,0} \}, \quad (5)$$

$$E_{2,t}^{\rightarrow}(k; 2) = \frac{e^{ix}}{2\pi^2 g} \{ P' e^{i\varphi_0'(a+b)} + P' P_{2,1} \eta^{1,2} + P'' e^{i\varphi_0'(a+b)} P_{2,1} r_1 \eta^{1,2} \}. \quad (6)$$

На рис. 3 и 4 цифрами I, II и III (с одним или двумя штрихами) обозначены волны в той последовательности, в которой они записаны в формулах (5) и (6). Ясно, что каждая из волн I, II и III состоит из трех волн типа 1, 2 и 3. Если воспользоваться явными выражениями для коэффициентов, входящих в формулы (5) и (6), то получим

$$E_{0, t}(\vec{k}; 2) = \frac{eiz}{2\pi^2 g} \left\{ P'' + P' e^{i\lambda_0(a+b)} \frac{N_2}{Q_2} + P'' e^{i(\varphi_0 + \lambda_0)(a+b)} \frac{N_1}{Q_2} \right\}, \quad (7)$$

$$E_{2, t}(\vec{k}; 2) = \frac{eiz}{2\pi^2 g} \left\{ P' e^{i\varphi_0(a+b)} + P' e^{-i\lambda_0(a+b)} \frac{N_1}{Q_2} + P'' e^{i\frac{\omega}{v}(a+b) - 2i\lambda_0 a} \frac{N_2}{Q_2} \right\}, \quad (8)$$

причем

$$\frac{N_1}{Q_2} = \frac{e^{i\lambda_0 b + i\lambda a}}{\frac{\lambda\lambda_0}{4\varepsilon} \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0} \right)^2 (1 - r r_a) \left(1 - \frac{G^2}{F^2} e^{2i\lambda_0 b} \right)}; \quad \frac{N_2}{Q_2} = \frac{G}{F} \cdot \frac{N_1}{Q_2};$$

$$G = g g_1 (e^{i\lambda a} - e^{-i\lambda a}); \quad F = g^2 e^{-i\lambda a} - g_1^2 e^{i\lambda a}; \quad \varphi_0 = \frac{\omega}{v} + \lambda_0;$$

$$N_1 = \frac{\lambda\lambda_0}{4\varepsilon} e^{-i\lambda_0 b} \cdot F; \quad N_2 = \frac{\lambda\lambda_0}{4\varepsilon} e^{-i\lambda_0 b} \cdot G.$$

На рис. 1—4 изображены волны излучения без учета возможных многократных отражений их в каждой из пластин или в стопке. Эти отражения описываются факторами R' , $\frac{N_1}{Q_2}$, $\frac{N_2}{Q_2}$, имеющимися в формулах для полей.

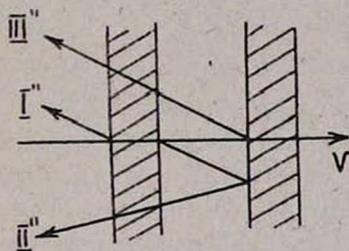


Рис. 3.

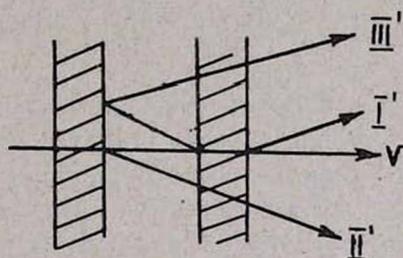


Рис. 4.

2. Далее нам надо будет вычислить энергию, испущенную в виде излучения в пространствах до и после стопки пластин. Для этого заметим, что тангенциальная компонента электрического поля и магнитное поле в пространстве до N -пластинчатой стопки равны

$$\vec{E}_t(\vec{r}, t) = \int \vec{E}_t(\vec{k}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} d\vec{k} + \int \vec{E}_{0, t}(\vec{k}; N) e^{i(\vec{x} \cdot \vec{p} - \lambda_0 z - \omega t)} d\vec{k}, \quad (9)$$

$$\vec{H}''(\vec{r}, t) = \int \vec{H}''(\vec{k}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} d\vec{k} + \int \frac{\omega}{c} \frac{[\vec{x} \cdot \vec{v}]}{\lambda_0 x v} \vec{E}_{0, t}(\vec{k}; N) e^{i(\vec{x} \cdot \vec{p} - \lambda_0 z - \omega t)} d\vec{k},$$

где $\vec{E}_{0, t}(\vec{k}; N)$ есть Фурье-компонента поля излучения, а Фурье-компоненты полей заряда имеют вид:

$$\vec{E}_t(\vec{k}) = -\frac{ei}{2\pi^2} \frac{\vec{x}}{\Lambda_0}; \quad \vec{H}''(\vec{k}) = \frac{ei}{2\pi^2 c} \frac{[\vec{x} \cdot \vec{v}]}{\Lambda_0}, \quad (10)$$

Для полей в пространстве после стопки будем иметь

$$\vec{E}'(\vec{r}, t) = \int \vec{E}_t(\vec{k}) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} d\vec{k} + \int \vec{E}'_{N,t}(\vec{k}; N) e^{i(\vec{x}\vec{\rho} + \lambda_0 z - \omega t)} d\vec{k},$$

$$\vec{H}'(\vec{r}, t) = \int \vec{H}(\vec{k}) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} d\vec{k} + \int \frac{\omega}{c} \frac{[\vec{v} \times]}{\lambda_0 \chi v} E'_{N,t}(\vec{k}; N) e^{i(\vec{x}\vec{\rho} + \lambda_0 z - \omega t)} d\vec{k}. \quad (11)$$

Мы специально выписали полностью эти поля, так как соотношение между фазами полей, описываемых формулами (9) и (11), оказывает существенное влияние на образование переходного излучения. Действительно, вычислим поток вектора Пойнтинга за все время пролета частицы через плоскость, перпендикулярную оси z и находящуюся до стопки пластин, т. е.

$$S'_{-z}(N) = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx dy dt [\vec{E}''(\vec{r}, t), \vec{H}''(\vec{r}, t)]_{-z}. \quad (12)$$

Очевидно, что мы должны вычислить в этом случае проекцию потока электромагнитного излучения на отрицательное направление оси z . Аналогичная величина за стопкой пластин имеет вид

$$S'_z(N) = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx dy dt [\vec{E}'(\vec{r}, t), \vec{H}'(\vec{r}, t)]_z. \quad (13)$$

Здесь берется проекция в положительном направлении оси z .

Ясно, что как (12), так и (13) будут состоять из членов трех типов. Один — это поток, связанный с полем только самой частицы, который для нас сейчас не представляет интереса. Второй — это поток, соответствующий интерференции между полем заряда и полем излучения и, наконец, третий — соответствующий собственно переходному излучению.

Из (12) и (13) нетрудно получить для второго потока выражение

$$S'_{-z, \text{инт.}}(N) = \frac{ei}{v} \int \frac{1}{\lambda_0 \left(\frac{\omega}{v} + \lambda_0 \right)} E_{0,t}(\vec{k}; N) e^{-i(\lambda_0 + \frac{\omega}{v})z} \chi d\vec{x} d\omega, \quad (14)$$

$$S'_{z, \text{инт.}}(N) = \frac{ei}{v} \int \frac{1}{\lambda_0 \left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 \right)} E'_{N,t}(\vec{k}; N) e^{i(\lambda_0 - \frac{\omega}{v})z} \chi d\vec{x} d\omega. \quad (15)$$

Из тех же формул для потока, связанного только с переходным излучением, можно получить

$$S'_{-z, \text{перех.}}(N) = \frac{2\pi^2}{v} \int \frac{\omega}{v\lambda_0} |E_{0,t}(\vec{k}; N)|^2 d\vec{x} d\omega, \quad (16)$$

$$S'_{z, \text{перех.}}(N) = \frac{2\pi^2}{v} \int \frac{\omega}{v\lambda_0} |E'_{N,t}(\vec{k}; N)|^2 d\vec{x} d\omega. \quad (17)$$

Если при этом интересоваться также угловым распределением излучения, то достаточно в указанных формулах положить $x = \frac{\omega}{c} \sin \vartheta$, где в формулах (14) и (16) ϑ — есть угол, составляемый направлением распространения излучения с отрицательным направлением оси z , а в формулах (15) и (17) — с положительным направлением оси z . Интегрирование по частоте в этих формулах проводится в пределах от $-\infty$ до $+\infty$.

Полагая в формулах (14)–(17) $N=1$ и подставляя в них выражения (1) и (2), мы в пунктах 3а и 3б исследуем физические условия, влияющие на образование переходного излучения в одной пластине, а пользуясь (7) и (8) и полагая $N=2$ в формулах (14)–(17), мы в пунктах 4а и 4б рассмотрим случай двух пластин.

3а. В случае одной пластинки рассмотрим сначала интерференцию переходного излучения с полем заряда. Подставим (1) и (2) в (14) и (15):

$$S_{z, \text{инт.}}^*(1) = -\frac{e^2}{\pi c} \int \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \sin^3 \vartheta d\vartheta d\omega}{\left(1 + \frac{v}{c} \cos \vartheta\right)^g} \times \\ \times \left[\alpha + \delta r \gamma R' e^{2i\lambda z} + \gamma \eta R' e^{i\left(\frac{\omega}{v} + \lambda\right) a} \right] e^{-i\frac{\omega}{v}\left(1 + \frac{v}{c} \cos \vartheta\right) z}, \quad (18)$$

$$S_{z, \text{инт.}}^*(1) = -\frac{e^2}{\pi c} \int \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \sin^3 \vartheta d\vartheta d\omega}{\left(1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta\right)^g} \times \\ \times \left[\beta + \delta \eta R' e^{i\left(\lambda - \frac{\omega}{v}\right) a} + \gamma r \eta R' e^{2i\lambda a} \right] e^{-i\frac{\omega}{v}\left(1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta\right) (z - a)}, \quad (19)$$

причем везде, где это не сделано, надо иметь в виду, что

$$\lambda = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}; \quad \lambda_0 = \frac{\omega}{c} \cos \vartheta.$$

Из последней экспоненты, стоящей в подынтегральном выражении формулы (18), следует, что интерференция всех волн 1', 2'' и 3'' (см. рис. 1) с полем частицы обращается в нуль на расстояниях z , удовлетворяющих условию

$$z \gg \frac{v}{\omega}. \quad (20)$$

Это условие на z не является жестким и мы можем сказать, что эти волны легко отрываются от поля заряда, так как заряд и волны движутся в разные стороны.

Что же касается интерференции волн за пластинкой с полем заряда, то с первого взгляда из формулы (19) следует, что для отделения волн от поля заряда необходимо, чтобы

$$(z - a) \gg \frac{v}{1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta}. \quad (21)$$

Для крайне-релятивистских частиц это условие на z является очень жестким ($\vartheta \sim \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$) и совпадает с условием, вытекающим из понятия длины зоны формирования переходного излучения.

Однако, если посмотреть более внимательно, то из формулы (19) видно, что условие (21) необходимо только для волны 1' (β). Интерференция волны 2' (δ) и 3' (γ) с полем заряда обращается в нуль при значительно более мягких условиях

$$\left| \lambda - \frac{\omega}{v} \right| a \gg 1, \quad 2\lambda a \gg 1. \quad (22)$$

Физически это связано с тем, что (см. рис. 2) разность фаз поля первой волны, двигающейся в вакууме, с полем частицы может набегать только за счет различия между скоростью частицы v и скоростью света c . В случае же второй и третьей волны, которые часть своего пути проходят в веществе, эта разность фаз набегает также за счет отличия скорости света в веществе от c на пути в пластинке.

36. Обратимся теперь к собственно переходному излучению. Пользуясь формулами (16), (17) и (1), (2) нетрудно получить потоки энергии, связанные с каждым из трех типов волн, изображенных на рис. 1 и 2, и направленных как вперед, так и назад. При этом нетрудно убедиться, что интерференцией между волнами внутри каждой тройки можно пренебречь, если выполняются условия типа (22).

Проведем более подробно только что описанный расчет потоков энергии собственно переходного излучения в том [случае, когда пролетающая частица крайне-релятивистская. Для этого представим выражения для α , β , γ , δ в следующем виде, более удобном для приближений:

$$\alpha = \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{v}{\omega} \right) \frac{\omega^2 (1 - \varepsilon)}{c^2 \Lambda \Lambda_0} - \frac{1 - \varepsilon}{\lambda \Lambda}; \quad \gamma = - \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{v}{\omega} \right) \frac{\omega^2 (1 - \varepsilon)}{c^2 \Lambda \Lambda_0} + \frac{1 - \varepsilon}{\lambda_0 \varepsilon \Lambda};$$

$$\beta = \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{v}{\omega} \right) \frac{\omega^2 (1 - \varepsilon)}{c^2 \Lambda \Lambda_0} - \frac{1 - \varepsilon}{\lambda \Lambda}; \quad \delta = - \left(\frac{1}{\lambda_0} + \frac{v}{\omega} \right) \frac{\omega^2 (1 - \varepsilon)}{c^2 \Lambda \Lambda_0} + \frac{1 - \varepsilon}{\lambda_0 \varepsilon \Lambda}, \quad (23)$$

где $\Lambda = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon$ (мы положили $\mu=1$). Нетрудно видеть, что в выражениях для β и δ мы можем отбросить второй член, если

$$\sin^2 \vartheta + \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \ll 1, \quad (24)$$

что и имеет место для крайне-релятивистских частиц. В выражении для α мы можем отбросить второй член, если

$$\sin^2 \vartheta + \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \ll |V\sqrt{\varepsilon} - 1|, \quad (25)$$

В случае $|V\sqrt{\varepsilon} - 1| \sim 1$, последнее условие удовлетворяется при выполнении условия (24). Если же $\varepsilon \rightarrow 1$, то величиной α можно пренебречь целиком по сравнению с β и δ . Что же касается величины γ , то она порядка отбрасываемых членов и ею можно пренебречь целиком по сравнению с β и δ .

Имея все это в виду, сделаем в формулах (3) и (4) приближения, учитывающие только то, что частица крайне-релятивистская. Тогда получим

$$P'' = (V\sqrt{\varepsilon} - 1) \frac{\frac{\omega}{c}(1-\varepsilon)}{\Lambda\Lambda_0} (1 - qe^{2i\lambda a}), \quad (26)$$

$$P' = (V\sqrt{\varepsilon} + 1) \frac{\frac{\omega}{c}(1-\varepsilon)}{\Lambda\Lambda_0} e^{i\varphi'_0 a} (1 - qe^{-i(\frac{\omega}{v} - \lambda)a}), \quad (27)$$

причем мы положим, где это возможно, $\vartheta=0$, а

$$q = \frac{4V\sqrt{\varepsilon}}{(V\sqrt{\varepsilon} + 1)^2} \cdot \frac{1}{1 - \left(\frac{V\sqrt{\varepsilon} - 1}{V\sqrt{\varepsilon} + 1}\right)^2 e^{2i\lambda a}}. \quad (28)$$

Эти выражения надо подставить в формулы (1) и (2)

$$E_{0,t}^*(\vec{k}; 1) = \frac{ei \frac{\omega^2}{c^2} \sin \vartheta}{2\pi^2 (V\sqrt{\varepsilon} + 1)} P'', \quad (29)$$

$$E_{1,t}^*(\vec{k}; 1) = \frac{ei \frac{\omega^2}{c^2} \sin \vartheta}{2\pi^2 (V\sqrt{\varepsilon} + 1)} P'. \quad (30)$$

Приближения, сделанные в формулах (26) и (27), соответствуют тому, что как в излучении, испущенном вперед, так и назад, остались только первые две волны из трех (см. рис. 1 и 2). Из формул (16), (17) и (29), (30) видно, что если выполняются условия (22), то интенсивности каждой из волн складываются. Особенно наглядно это видно при $\varepsilon \rightarrow 1$. Так как в этом случае $q=1$, то

$$E_{0,t}^*(\vec{k}; 1) = - \frac{ei \frac{\omega^3}{c^3} \sin \vartheta}{2\pi^2} \cdot \frac{(V\sqrt{\varepsilon} - 1)^2}{\Lambda\Lambda_0} (1 - e^{2i\lambda a}), \quad (31)$$

$$E'_{1,1}(\vec{k}; 1) = \frac{ei \frac{\omega^3}{c^3} \sin \vartheta}{2\pi^2} \cdot \frac{1-\varepsilon}{\Delta\Lambda_0} e^{i\varphi_0 a} (1 - e^{-i(\frac{\omega}{v}-\lambda)a}). \quad (32)$$

Из полученных формул видно, что при выполнении условий, обратных (22), волны 1'' и 2'', а также 1' и 2' гасят друг друга, в результате чего поля излучений становятся очень малыми и пропорциональными a . Первое из условий (22), а именно, $(\lambda - \frac{\omega}{v})a \gg 1$, адекватно поня-

тию зоны формирования переходного излучения в веществе, испущенного вперед относительно направления движения заряда. Условие же $2\lambda a \gg 1$ возникает благодаря тому, что волны 1'' и 2'' в начальный момент времени движутся в противоположных направлениях (см. рис. 1).

4а. Рассмотрим теперь стопку, состоящую из двух пластин. Пользуясь (7), (8) и (14), (15) получим

$$S'_{-z, \text{пнт.}}(2) = -\frac{e^2}{\pi v} \int \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \sin^3 \vartheta d\vartheta d\omega}{\left(1 + \frac{v}{c} \cos \vartheta\right) g} \times \left\{ P'' + P' e^{i\lambda_0(a+b)} \frac{N_2}{Q_2} + P'' e^{i(\varphi_0 + \lambda_0)(a+b)} \frac{N_1}{Q_2} \right\} e^{-i\left(\lambda_0 + \frac{\omega}{v}\right)z}, \quad (33)$$

$$S'_{z, \text{пнт.}}(2) = -\frac{e^2}{\pi v} \int \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \sin^3 \vartheta d\vartheta d\omega}{\left(1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta\right) g} \times \left\{ P' e^{i\varphi_0(a+b)} + P' e^{-i\lambda_0(a+b)} \frac{N_1}{Q_2} + P'' e^{i\frac{\omega}{v}(a+b) - 2i\lambda_0 a} \frac{N_2}{Q_2} \right\} e^{i\left(\lambda_0 - \frac{\omega}{v}\right)z}, \quad (34)$$

Последняя экспонента в формуле (33) говорит о том, что достаточно выполнения условия (20), чтобы волны, движущиеся назад, отделились бы от поля частицы.

Вместе с тем, из формулы (34) видно, что в случае излучения, испущенного вперед, для этого необходимо, чтобы z удовлетворяло условию (21). С другой стороны, если расписать подробно все члены, входящие в формулу (34), то нетрудно увидеть, что такое сильное

условие $\left(\text{или точнее условие } z - (2a + b) \gg \frac{\frac{v}{\omega}}{1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta} \right)$ требуется

только для волны 1', входящей в I'. Например, волна опять 1', но входящая в II' имеет следующую фазу: $i\left(\lambda_0 - \frac{\omega}{v}\right)(z - a) + i(\lambda - \lambda_0)a$

(если пренебречь многократными отражениями этой волны в стопке). Первое слагаемое этой фазы говорит о том, что хотя эта волна и образовалась в отсеке между пластинками, фаза ее продолжает расти и вне стопки. Иначе говоря, отделение излучения от поля заряда, если оно не произошло в том отсеке, где оно образовалось, будет продолжаться в других отсеках. Второе слагаемое фазы говорит нам о том, что этому отделению, т. е. росту фазы, сильно способствует вторая пластинка, так как второе слагаемое дает ту дополнительную фазу, которую приобретает волна, двигающаяся в пластине, по сравнению с волной, прошедшей то же расстояние в вакууме. Отсюда следует, что если

$$(\lambda - \lambda_0) \alpha \gg 1, \quad (35)$$

то интерференция этого луча с полем заряда обратится в нуль.

Можно произвести анализ всех остальных волн, входящих в I', II' и III', но это не даст нам принципиально ничего нового по сравнению с уже сказанным.

Таким образом, в стопке пластин при выполнении условия (35) проблемы отрыва поля излучения, движущегося вперед, от поля заряда не существует, так как каждая последующая пластинка будет разделять поле излучения, образованного в предыдущей пластинке, от поля заряда, за исключением излучения, образованного в последней пластинке.

46. Обратимся теперь к интерференции волн переходного излучения между собой.

Рассмотрим сначала излучение, испускаемое назад. Подставим (26) и (27) в (7), считая ε близким к единице. Если при этом объединить в формуле члены по признаку числа прохождений луча через пластину, то получим

$$E_{0,1}^r(\vec{k}; 2) = \frac{e^{ix}}{2\pi^2 g} \cdot \frac{\frac{\omega}{c}(1-\varepsilon)}{\Lambda\Lambda_0} \times \\ \times (V\varepsilon - 1) \left\{ 1 + (1 - e^{-i(\frac{\omega}{v} - \lambda_0)b}) e^{i(\frac{\omega}{v} + \lambda)a + i(\frac{\omega}{v} + \lambda_0)b} - \right. \\ \left. - (1 - e^{2i\lambda_0 b}) e^{2i\lambda a} - (1 - e^{-i(\frac{\omega}{v} - \lambda_0)b}) e^{i(\frac{\omega}{v} + \lambda)a + i(\frac{\omega}{v} + \lambda_0)b + 2i\lambda a} - e^{4i\lambda a + 2i\lambda_0 b} \right\}. \quad (36)$$

На рис. 5 изображены лучи в той последовательности, в которой они записаны в формуле (36). Из этой формулы видно, что если $(\frac{\omega}{v} - \lambda_0) b \ll 1$, то две круглые скобки, соответствующие каждой паре лучей, обозначенных на рис. 5 цифрами II и IV, обращаются в нуль.

Мы видим, что при этом условии все лучи, образованные во второй пластине, сокращаются с частью лучей, образованных в первой пластине, что и приводит к появлению зоны формирования в вакууме для переходного излучения, испущенного назад относительно направления движения заряда.

Рассмотрим теперь излучение, испускаемое вперед. Подставляя (26) и (27) в (8) и считая ε близким к единице, получим

$$E'_{2,1}(\vec{k}; 2) = \frac{eiz}{2\pi^2 g} \frac{\frac{\omega}{c}(1-\varepsilon)}{\Delta\Delta_0} (V\varepsilon + 1) e^{i\varphi'_0(2a+b)} \left\{ 1 - e^{-i\left(\frac{\omega}{v}-\lambda\right)a} + \right. \\ \left. + (1 - e^{-i\left(\frac{\omega}{v}-\lambda\right)a}) e^{-i\left(\frac{\omega}{v}-\lambda\right)a - i\left(\frac{\omega}{v}-\lambda_0\right)b} \right\}. \quad (37)$$

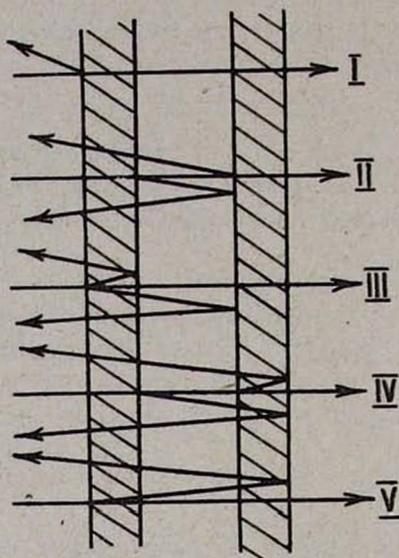


Рис. 5.

На рис. 6 волны отмечены цифрами в порядке их написания в последней формуле. Видно, что при $\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0\right) b \ll 1$ волны 2 и 3 будут гасить друг друга и излучение имеет место только на первой и последней границах стопки.

Таким образом, мы видим, что в обоих случаях физической причиной, приводящей к появлению зон формирования переходного излучения в вакууме, является взаимное сокращение лучей, образованных на одном и другом концах вакуумного отсека. Действительно, если генерирующий переходное излучение заряд и уже образовавшийся на первом конце вакуумного отсека движущийся вперед луч не успеют набрать достаточную разность фаз, пройдя расстояние b между пластинками, то образованный на втором конце вакуумного отсека луч будет иметь очень близкую фазу с первым, а так как эти поля отличаются только знаком, то они сократятся.

Эти лучи не будут взаимно гасить друг друга лишь при условии

$$b \gg \frac{1}{\frac{\omega}{v} - \lambda_0}, \quad (38)$$

совпадающем с понятием зоны формирования переходного излучения в вакууме.

5. До сих пор мы рассматривали только то излучение, которое уходило на бесконечность в направлении движения частицы или же в

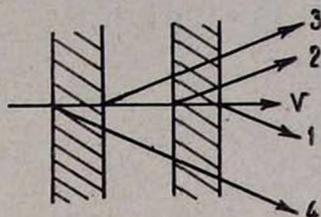


Рис. 6.

направлении противоположном ему. Но в случае стопки пластин часть излучения может уйти на бесконечность в направлении перпендикулярном движению частицы в результате многократных отражений от поверхностей пластин. Поэтому обратимся сейчас к рассмотрению этого излучения. Очевидно, что это излучение будет тем больше, чем более отражающими будут поверхности пластин.

Коэффициент отражения излучения от пластин согласно [9] равен $r_1' = \frac{G}{F} e^{2i\lambda_0(a+b)}$ и $|r_1'| \rightarrow 1$, если или $\varepsilon(\omega)$, или $\mu(\omega)$ очень велики.

Поэтому пластины будем рассматривать с большим $\varepsilon(\omega)$ или $\mu(\omega)$.

В качестве стопки пластин рассмотрим двухпластинчатую стопку. Воспользовавшись формулами работы [10], нетрудно получить выражения для полей излучения внутри двухпластинчатой стопки:

$$E_{1,t}(\vec{k}; 2) = \frac{e^{ix}}{2\pi^2 g} \frac{N_1^2}{Q_2} e^{2i\lambda_0(a+b)} \left\{ P'' e^{i\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0\right)(a+b)} + P' \frac{G}{F} \right\}, \quad (39)$$

$$E_{1,t}(\vec{k}; 2) = \frac{e^{ix}}{2\pi^2 g} \frac{N_1^2}{Q_2} \left\{ P' + P'' \frac{G}{F} e^{i\left(\frac{\omega}{v} + \lambda_0\right)b + i\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0\right)a} \right\}. \quad (40)$$

Если мы теперь потребуем, чтобы

$$\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon''} a \gg 1 \quad \left(\text{или} \quad \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu''} a \gg 1 \right), \quad (41)$$

где

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'', \quad \mu = \mu' + i\mu'',$$

то

$$P'' = \alpha; \quad P' = \beta e^{i\varphi_0 a}; \quad \frac{G}{F} = -r; \quad \frac{N_1^2}{Q_2} = \frac{1}{1 - \frac{G^2}{F^2} e^{2i\lambda_0 b}} = \frac{1}{1 - r^2 e^{2i\lambda_0 b}}, \quad (42)$$

а это будет означать, что из пластинок выйдут только лучи $1''$ и $1'$, (см. рис. 1 и 2). Выражения для полей излучения примут вид

$$E'_{1,t}(\vec{k}; 2) = \frac{e^{ix}}{2\pi^2 g} \{ \alpha e^{i\varphi_0 b} - \beta r \} \frac{e^{2i\lambda_0 b + i\varphi_0 a}}{1 - r^2 e^{2i\lambda_0 b}}, \quad (43)$$

$$E'_{1,t}(\vec{k}; 2) = \frac{e^{ix}}{2\pi^2 g} \{ \beta - \alpha r e^{i\varphi_0 b} \} \frac{e^{i\varphi_0 a}}{1 - r^2 e^{2i\lambda_0 b}}. \quad (44)$$

Если еще к тому же считать

$$|\varepsilon| \gg 1, \quad (45)$$

то

$$\alpha = \beta = \frac{\varepsilon}{\Lambda_0}, \quad (46)$$

а величина r будет близка к единице, но меньше нее, и в результате получим

$$E'_{1,t}(\vec{k}; 2) = -\frac{e^{ix}}{2\pi^2} \frac{1}{\Lambda_0} \{ r - e^{i\varphi_0 b} \} \frac{e^{2i\lambda_0 b + i\varphi_0 a}}{1 - r^2 e^{2i\lambda_0 b}}, \quad (47)$$

$$E'_{1,t}(\vec{k}; 2) = \frac{e^{ix}}{2\pi^2} \frac{1}{\Lambda_0} \{ 1 - r e^{i\varphi_0 b} \} \frac{e^{i\varphi_0 a}}{1 - r^2 e^{2i\lambda_0 b}}. \quad (48)$$

Такое же выражение для полей получится и при $|\mu| \gg 1$.

Имеющийся у этих полей общий фактор

$$\frac{1}{1 - r^2 e^{2i\lambda_0 b}} = \sum_{n=0}^{\infty} (r^2 \cdot e^{2i\lambda_0 b})^n$$

описывает последовательность лучей, возникающих в результате многократных отражений от стенок пластин. Соседние лучи, задаваемые формулами (47) и (48), в зависимости от того какие из них мы возьмем могут иметь и близкие и далекие фазы, так как

$$\varphi_0' = \frac{\omega}{v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta \right), \quad \varphi_0'' = \frac{\omega}{v} \left(1 + \frac{v}{c} \cos \vartheta \right).$$

Действительно, рассмотрим рис. 7, где лучи, движущиеся вперед, изображены пунктирными линиями, а движущиеся назад — сплошными, а слева указаны фазы, с которыми они достигают пластин. Нетрудно убедиться, что лучи, соединенные фигурными скобками имеют далекие фазы, а квадратными — близкие.

Однако ввиду того, что каждая из этих волн распространяется

под очень малым углом $\sim \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ по отношению к траектории за-

ряда, который мы полагаем движущимся перпендикулярно к пластинкам, эти волны не уйдут на бесконечность из-за очень большого числа отражений, которые они должны при этом испытать. Поэтому практически необходимо рассмотреть случай наклонного пролета частицы.

Принимая во внимание, что при наклонном пролете испущенное вперед излучение идет под углом $\sim \sqrt{1-\beta^2}$ к траектории заряда, а испущенное назад — под углом, равным углу падения заряда [11], нетрудно

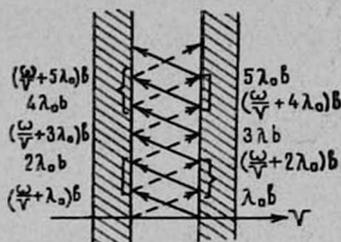


Рис. 7.

видеть, что пространственно вместе окажутся лучи, имеющие близкие фазы.

Таким образом, и в этом случае для того чтобы интенсивности волн в отсеке складывались необходимо выполнение условия (38), но для пути заряда в отсеке.

6. В заключение мы покажем, что поля излучения будут описываться формулами, совпадающими с (47) и (48), если пользоваться тонкими пленками, но обладающими большими $\varepsilon(\omega)$ (или $\mu(\omega)$).

Для рассмотрения этого вопроса обратимся сначала к случаю одной пластинки. Предположим, что имеет место условие

$$\frac{\omega}{c} a \sqrt{\varepsilon_0} \ll 1. \quad (49)$$

Разлагая в ряд экспоненты в формулах (3) и (4) получим

$$P'' = a - \frac{2\eta}{i\lambda_0 g} R' \alpha + i a \delta r R' \eta \cdot 2\lambda, \quad (50)$$

$$P' = \beta - \frac{2\eta}{\lambda_0 g} R' \beta + i a \delta \eta R' (\lambda - \lambda_0). \quad (51)$$

При этом мы считали частицу крайне-релятивистской, а $\varepsilon(\omega)$ не близким к единице. С другой стороны,

$$R' = \frac{\left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_c}\right)^2}{\frac{4\varepsilon}{\lambda\lambda_0} - 2i\lambda a \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right)^2}, \quad (52)$$

Из последней формулы видно, что при наличии условия (49) возможны следующие два случая:

А) $\frac{\omega}{c} a \varepsilon \ll 1,$ (53)

тогда

$$R' = \frac{\lambda_c g}{2\eta} \left(1 + i\lambda a \frac{\lambda_0}{2\varepsilon} g_1^2\right). \quad (54)$$

Подставляя первое слагаемое формулы (54) в (50) и (51), получаем, что член независимый от a в этом приближении равен нулю. Беря следующий член разложения, будем иметь

$$E'_{0,1}(\vec{k}; 1) = E'_{1,1}(\vec{k}; 1) = \frac{e\alpha (\varepsilon - 1) \sin \vartheta}{4\pi^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \cos^2 \vartheta\right)}, \quad (55)$$

причем в выражении для поля осталась только \vec{e} часть волны 2' (2''), так как другая ее часть сократилась с волной 1' (1''). Поток вектора Пойнтинга равен

$$S'_1(1) = S'_0(1) = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \int \frac{\sin^2 \vartheta d\Omega d\omega}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \cos^2 \vartheta\right)^2} \left(\frac{a\omega}{c} |\varepsilon - 1|\right)^2. \quad (56)$$

В другом случае имеем

$$\text{Б) } \frac{\omega}{c} a\varepsilon \gg 1. \quad (57)$$

Это условие может выполняться одновременно с условием (49), если $\varepsilon \gg 1$ (см. [12]).

Тогда

$$R' = \frac{i}{2\lambda a}. \quad (58)$$

Подставляя такое R' в (50) и (51), получим

$$P'' = a; P' = \beta; a = \beta = \frac{\varepsilon}{\lambda \Lambda_0}, \quad (59)$$

причем остаются только лучи 1' и 1''. Подставим (59) в (1) и (2):

$$E'_{0,1}(\vec{k}; 1) = E'_{1,1}(\vec{k}; 1) = \frac{ei}{2\pi^2} \frac{\sin \vartheta}{\frac{\omega}{c} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \cos^2 \vartheta\right)}. \quad (60)$$

Поток вектора Пойнтинга будет равен

$$S'_1(1) = S'_0(1) = \frac{e^2}{\pi^2 c} \int \frac{\sin^2 \vartheta d\Omega d\omega}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \cos^2 \vartheta\right)^2}. \quad (61)$$

В работе [13] автор, рассматривая тонкую пластинку, делает предположение (49) и, молчаливо считая выполненным (53), приходит к заключению о возможности только полей (55). Однако мы видим, что если имеет место условие (57), то образующиеся поля переходного излучения (60) значительно больше полей (55) и равны полям, возникающим на границе вакуум — идеальный проводник [14].

Заметим, что формулы (61) имеют место и в том случае, если

$\frac{\omega}{c} a \sqrt{\mu(\omega)} \ll 1$, но $\frac{\omega}{c} a\mu(\omega) \gg 1$, т. е. и при $\mu(\omega) \gg 1$. Если считать

$\varepsilon \gg 1$, то из формул (3) и (4) следует, что

$$P'' = \alpha; \quad P' = \beta e^{i\varphi_0 a} \quad (62)$$

и, кроме того, $\alpha = \beta = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\frac{\omega}{c} \Lambda_0}$: Таким образом, формулы (61) имеют место для пластинки с большим $\varepsilon(\omega)$, но с толщиной a , удовлетворяющей только условию (57).

Иными словами, мы видим, что в случае вещества с большой диэлектрической постоянной $\varepsilon(\omega)$ (или $\mu(\omega)$) зона формирования в ве-

ществе не равна, как обычно, $\frac{c}{\omega}$, а меньше и определяется формулой (57). При этом надо помнить, что образуются лишь лучи $1'$ и $1''$.

Для рассмотрения стопки, состоящей из двух тонких пленок, обладающих большим значением $\varepsilon(\omega)$, воспользуемся формулами (39) и (40), подставив в которые (59) снова получим формулы (47) и (48) (без несущественных общих фазовых множителей $e^{i\varphi_0 a}$ и $e^{i\varphi_0 a}$).

Таким образом, в пленках с большой диэлектрической постоянной $\varepsilon(\omega)$ (или $\mu(\omega)$) при выполнении условия (57) будет генерироваться такое же переходное излучение, что и на границе вакуум-идеальный проводник. Помимо того преимущества, что заряд теряет мало энергии на ионизацию атомов пленки, тонкие пленки удобны для генераций электромагнитного излучения с большой длиной волны, ввиду того, что зона формирования в таких пленках с $\varepsilon(\omega) \gg 1$ меньше чем обычно и определяется формулой (57).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И. М. Франк, Нобелевская лекция. УФН, 65, 397 (1959).
2. Г. М. Гарибяи, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957); 37, 527 (1959).
3. К. А. Барсуков, ЖЭТФ, 37, 1106 (1959); ЖТФ, 30, 1337 (1960).
4. В. Е. Пафолов, ДАН СССР, 133, 1315 (1960).
5. Г. М. Гарибяи, ЖЭТФ, 39, 332 (1960).
6. Ф. Г. Басс, В. М. Яковенко, УФН, 86, 189 (1965).
7. В. П. Зрелов, Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Атомиздат, Москва, 1968.
8. В. П. Зрелов, Ф. Латар, П. Павлович, Э. Якоут, Е. Яникова, препринт, Дубна, ЛЯП, Р1-4058 (1968), Nucl. Instr. Meth., 74, 61 (1969).
9. В. Е. Пафолов, И. М. Франк, ЯФ, 5, 631 (1967).
10. В. А. Аракелян, Г. М. Гарибяи, Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 339 (1969).
11. Н. А. Корхмазян, С. С. Элбакян, Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 3 (1969).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Москва, ГИТТЛ. 1957 г. стр. 354.
13. В. Е. Пафолов, ЖЭТФ, 39, 134 (1960).
14. В. Л. Гинзбур, И. М. Франк, ЖЭТФ, 16, 15 (1946).

ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՑԹՄԱՆ ՁԵՎԱՎՈՐՄԱՆ ԶՈՆԱՅԻ
ՑԻԶԻԿԱԿԱՆ ԲՆՈՒՑԹԻ ՄԱՍԻՆ

Վ. Հ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ

Աշխատանքում պարզաբանված է անցումային ճառագայթման ձևավորման զոնայի առաջացման ֆիզիկական մեխանիզմը: Դրա համար մանրակրկիտ ուսմանսիրված է անցումային ճառագայթման ստեղծման պրոցեսը վակումում տեղավորված մեկ և երկու թիթեղներում: Ցույց է տրված, որ տվյալ ալիքի ձևավորման զոնայի առաջացման ֆիզիկական պատճառը հանդիսանում է նրա անցատումը յամ մասնիկի դաշտից, կամ անցումային ճառագայթման ուրիշ ալիքների դաշտերից: Շերտավոր միջավայրում վերջին մեխանիզմը հիմնականն է:

Դիտարկված է ճառագայթումը, որը առաջանում է երկու թիթեղների ներսում գտնվող վակումային տարածությունում և, որը շարժվում է մասնիկի շարժմանը ուղղահայաց ուղղությամբ: Ի հաշիվ թիթեղների պատերից բազմապատիկ անդրադարձման:

Դիտարկված է նաև բարակ թիթեղներից ստացված ճառագայթումը ինչպես սովորական, այնպես էլ մեծ դիէլեկտրիկական թափանցելիության զեպրում:

ON PHYSICAL NATURE OF ZONES GENERATING
TRANSITION RADIATION

V. A. ARAKELIAN, G. M. GARIBIAN

A physical mechanism giving rise to the occurrence of zones generating transition radiation is discussed. To this effect a detailed study is made of the process of generation of transition radiation in one and then in two plates. It is shown that the physical cause of occurrence of a zone generating a particular wave is the necessity of separating it either from the particle's field or from the fields of other waves of transition radiation. In a stack built up from a large number of plates the latter mechanism is the principal one. In the case of a two-plate stack the radiation is considered traveling in the direction normal to the motion of the charge due to multiple reflections from the walls of the plates. There is also studied the radiation generated in thin films of matter with both ordinary and large dielectric constants.