ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-362(20)-79

А.Д.ТЕР-ПОГОСЯН

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ВОЛНОВОДЕ С ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАСТИНОЙ

ԵՐԵՎԱՆ 1979 ЕРЕВАН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-362(20)-79

А.Д.ТЕР-ПОГОСЯН

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ВОЛНОВОДЕ С ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАСТИНОЙ

Ереван 1979

В работе [I] рассматривалось переходное излучение заряженной частицы, пересекающей при своем движении движущуюся полубесконечную среду в волноводе; в [2] исследовалось взаимодействие электромагнитной волны с движущейся в волноводе пластиной. Методика, развитая в этих работах, позволяет решить задачу переходного излучения заряда, пересекающего движущуюся в волноводе пластину. Целесообразность постановки такой задачи очевидна, если учесть, что в ускорителях на встречных пучках оказываются существенными эффекты взаимодействия движущегося заряда со сгустком квазинейтральной плазмы, имеющей конечные размеры.

Пусть в регулярном волноводе с образующими, параллельными оси z, со скоростью v относительно его стенок движется пластина. В системе покоя пластины диэлектрическая и магнитная проницаемости ε и μ; уравнения границ пластины с вакуумом $z'=0$ и $z'=d'$, где d' - толщина пластины. В системе наблюдения, связанной с волноводом, границы удовлетворяют уравнениям $z=vt$ и $z=vt+d$, где $d=d'\sqrt{1-v^2/c^2}$. Вдоль оси волновода (x_0, y_0, z) со скоростью u относительно его стенок летит заряженная частица и пересекает пластину. В системе наблюдения, связанной с волноводом, плотности тока и заряда имеют вид:

$$j_z = eu\delta(x-x_0)\delta(y-y_0)\delta(z-ut); \quad \rho = j_z/u. \tag{1}$$

Поля переходного излучения будем искать в системе наблюдения связанной с волноводом.

Рассмотрим три области определения полей: области I ($z<vt$) и III ($z>vt+d$) – вакуум, область II ($vt<z<vt+d$) – занимает пластина. Запишем волновые уравнения для вектора-потенциала $\vec{A}(0,0,A_z)$ и скалярного потенциала φ в пластине [1,3]:

$$\hat{L}_{II} A_{z II} = -\frac{4\pi\mu}{c} j_z B;$$

$$\hat{L}_{II} \varphi_{II} = -\frac{4\pi\mu}{u} j_z C; \tag{2a}$$

где

$$\hat{L}_{II} = \nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\varepsilon\mu-1}{c^2(1-\beta^2)}\left(\frac{\partial}{\partial t}+v\nabla_z\right)^2;$$

$$B = 1-\frac{\varepsilon\mu-1}{\varepsilon\mu(1-\beta^2)}\cdot\frac{v}{u}\left(1-\frac{vu}{c^2}\right);$$

$$C = 1-\frac{\varepsilon\mu-1}{\varepsilon\mu(1-\beta^2)}\left(1-\frac{vu}{c^2}\right); \qquad \beta=\frac{v}{c}.$$

Волновые уравнения для векторного и скалярного потенциалов в вакууме:

$$\hat{L}_{I,III} A_{z I,III} = -\frac{4\pi}{c} j_z;$$

$$\hat{L}_{I,III} \varphi_{I,III} = -\frac{4\pi}{u} j_z; \tag{2б}$$

где

$$\hat{L}_{I} = \hat{L}_{III} = \nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}.$$

(2а) и (2б) определяют условия возбуждения Е-волн в волноводе;

Н-волны не возбуждаются, так как поперечные компоненты тока отсутствуют. Разложим потенциалы и плотность тока в интеграл Фурье по частоте:

$$A_z = \int_{-\infty}^{\infty} A_{z\omega} e^{i\omega t} d\omega; \quad \varphi = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_\omega e^{i\omega t} d\omega; \quad j_z = \int_{-\infty}^{\infty} j_{z\omega} e^{i\omega t} d\omega; \tag{3}$$

где

$$j_{z\omega} = \frac{e}{2\pi} e^{-i\frac{\omega}{u}z} \sum_n \psi_n(x,y)\psi_n(x_0,y_0),$$

$\psi_n(x,y)$ – собственная функция первой краевой задачи для поперечного сечения волновода, соответствующая собственному значению $\varkappa_n$.

Подставив (3) в волновые уравнения (2а,б) найдем решения неоднородных волновых уравнений для фурье-компонент в пластине

$$A_{z\omega II} = \frac{2e\mu}{c} B e^{-i\frac{\omega}{u}z} \sum_n \psi_n \psi_{n0} \frac{1}{S_{n2}},$$

$$\varphi_{\omega II} = \frac{2e\mu}{u} C e^{-i\frac{\omega}{u}z} \sum_n \psi_n \psi_{n0} \cdot \frac{1}{S_{n2}}, \tag{4a}$$

и вакууме

$$A_{z\omega I,III} = \frac{2e}{c} e^{-i\frac{\omega}{u}z} \sum_n \psi_n \psi_{n0} \cdot \frac{1}{S_{n1}},$$

$$\varphi_{\omega I,III} = \frac{2e}{c} e^{-i\frac{\omega}{u}z} \sum_n \psi_n \psi_{n0} \cdot \frac{1}{S_{n1}}, \tag{4б}$$

где

$$S_{n2} = \varkappa_n^2 + \frac{\omega^2}{u^2}\left(1-\frac{u^2}{c^2}\right) - \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon\mu-1}{1-\beta^2}\left(1-\frac{v}{u}\right)^2;$$

$$S_{n1} = \varkappa_n^2 + \frac{\omega^2}{u^2}\left(1-\frac{u^2}{c^2}\right);$$

$$\psi_n(x,y) \equiv \psi_n; \qquad \psi_n(x_0,y_0) \equiv \psi_{n0}.$$

Решения волновых уравнений (2а,б) ищем в виде суммы собственного поля частицы и поля излучения:

в области I

$$A_{zI}=\sum_n \psi_n \psi_{n0}\left\{\frac{2e}{c}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{i(\omega t-\frac{\omega}{u}z)}}{S_{n1}}d\omega+\int_{-\infty}^{\infty}A_{n1}e^{i(\omega_1 t+\gamma_{n1}z)}d\omega\right\};$$

$$\varphi_I=\sum_n \psi_n \psi_{n0}\left\{\frac{2e}{u}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{i(\omega t-\frac{\omega}{u}z)}}{S_{n1}}d\omega+\int_{-\infty}^{\infty}\varphi_{n1}e^{i(\omega_1 t+\gamma_{n1}z)}d\omega\right\}; \tag{5а}$$

в области II

$$A_{zII}=\sum_n \psi_n \psi_{n0}\left\{\frac{2e\mu}{c}\beta\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{i(\omega t-\frac{\omega}{u}z)}}{S_{n2}}d\omega+\int_{-\infty}^{\infty}A_{n2}^{+}e^{i(\omega_2^{+}t-\gamma_{n2}^{+}z)}d\omega+\int_{-\infty}^{\infty}A_{n2}^{-}e^{i(\omega_2^{-}t+\gamma_{n2}^{-}z)}d\omega\right\};$$

$$\varphi_{II}=\sum_n \psi_n \psi_{n0}\left\{\frac{2e\mu}{u}C\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{i(\omega t-\frac{\omega}{u}z)}}{S_{n2}}d\omega+\int_{-\infty}^{\infty}\varphi_{n2}^{+}e^{i(\omega_2^{+}t-\gamma_{n2}^{+}z)}d\omega+\int_{-\infty}^{\infty}\varphi_{n2}^{-}e^{i(\omega_2^{-}t+\gamma_{n2}^{-}z)}d\omega\right\}; \tag{5б}$$

в области III

$$A_{zIII}=\sum_n \psi_n \psi_{n0}\left\{\frac{2e}{c}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{i(\omega t-\frac{\omega}{u}z)}}{S_{n1}}d\omega+\int_{-\infty}^{\infty}A_{n3}e^{i(\omega_3 t-\gamma_{n3}z)}d\omega\right\};$$

$$\varphi_{III}=\sum_n \psi_n \psi_{n0}\left\{\frac{2e}{u}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{i(\omega t-\frac{\omega}{u}z)}}{S_{n1}}d\omega+\int_{-\infty}^{\infty}\varphi_{n3}e^{i(\omega_3 t-\gamma_{n3}z)}d\omega\right\}. \tag{5в}$$

Граничные условия электродинамики движущихся сред [4], записанные для потенциалов , в регулярном волноводе будут иметь следующий вид:

$$\left.\begin{aligned}&\beta A_{zI}-\varphi_I=\beta A_{zII}-\varphi_{II}\\&\frac{1}{c}\frac{\partial A_{zI}}{\partial t}+\frac{\partial \varphi_I}{\partial z}=\varepsilon\left(\frac{1}{c}\frac{\partial A_{zII}}{\partial t}+\frac{\partial \varphi_{II}}{\partial z}\right)\end{aligned}\right|_{z=vt}$$

$$\left.\begin{aligned}&\beta A_{zII}-\varphi_{II}=\beta A_{zIII}-\varphi_{III}\\&\varepsilon\left(\frac{1}{c}\frac{\partial A_{zII}}{\partial t}+\frac{\partial \varphi_{II}}{\partial z}\right)=\frac{1}{c}\frac{\partial A_{zIII}}{\partial t}+\frac{\partial \varphi_{III}}{\partial z}\end{aligned}\right|_{z=vt+d}. \tag{6}$$

Граничные условия (6) приводят к следующим уравнениям для фаз

$$\omega\left(1-\frac{v}{u}\right)=\omega_{1,3}\pm\gamma_{n1,3}v=\omega_2^{\pm}\mp\gamma_{n2}^{\pm}v\equiv\phi. \tag{7}$$

Из (7) и дисперсионных уравнений в пластине [2]

$$\frac{(\omega_2^{\pm})^2}{c^2}-\varkappa_n^2-(\gamma_{n2}^{\pm})^2+\frac{\varepsilon\mu-1}{c^2(1-\beta^2)}(\omega_2^{\pm}\mp\gamma_{n2}^{\pm}v)^2=0 \tag{8а}$$

и вакууме

$$\frac{\omega_{1,3}^2}{c^2}-\varkappa_n^2-\gamma_{n1,3}^2=0 \tag{8б}$$

найдем частоты и постоянные распространения фурье-компонент полей:

$$\omega_{1,3}=\frac{\phi\mp v\Gamma_{n1}}{1-\beta^2};\qquad \gamma_{n1,3}=\frac{\mp\frac{\beta}{c}\phi+\Gamma_{n1}}{1-\beta^2}; \tag{9а}$$

$$\omega_2^{\pm}=\frac{\phi\pm v\Gamma_{n2}}{1-\beta^2};\qquad \gamma_{n2}^{\pm}=\frac{\pm\frac{\beta}{c}\phi+\Gamma_{n2}}{1-\beta^2}, \tag{9б}$$

где $\Gamma_{n1}=\sqrt{\phi^2/c^2-(1-\beta^2)\varkappa_n^2}$;

$\Gamma_{n2}=\sqrt{\varepsilon\mu\phi^2/c^2-(1-\beta^2)\varkappa_n^2}$.

Групповые скорости распространения фурье-компонент в пластине и вакууме, определенные из дисперсионных уравнений (8а,б), имеют следующий вид:

$$V_{гр\,n2}^{\pm} = \frac{d\omega_2^{\pm}}{d\gamma_{n2}^{\pm}} = c\cdot\frac{(1-\varepsilon_0\mu_0\beta^2)c\,\gamma_{n2}^{\pm} \mp \beta(\varepsilon\mu-1)\omega_2^{\pm}}{(\varepsilon\mu-\beta^2)\,\omega_2^{\pm} \mp v(\varepsilon\mu-1)\,\gamma_{n2}^{\pm}}\,; \qquad \text{(I0а)}$$

$$V_{гр\,n1,3} = \frac{d\omega_{1,3}}{d\gamma_{n1,3}} = c^2\cdot\frac{\gamma_{n1,3}}{\omega_{1,3}}\,. \qquad \text{(I0б)}$$

(Положительное направление $V_{гр n2}^{+}$ и $V_{гр3}$ совпадает с осью z, положительное направление $V_{гр n2}^{-}$ и $V_{гр n1}$ – с отрицательным направлением оси z).

Наложим на потенциалы (5 а-в) условие калибровки Лоренца. В системе покоя пластины оно имеет вид:

$$\frac{\partial A_z'}{\partial z'} + \frac{\varepsilon\mu}{c}\,\frac{\partial \varphi'}{\partial t'} = 0$$

в системе наблюдения, связанной с волноводом, -

$$\left[(1-\varepsilon\mu\beta^2)\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\beta}{c}(\varepsilon\mu-1)\frac{\partial}{\partial t}\right]A_z + \left[\beta(\varepsilon\mu-1)\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c}(\varepsilon\mu-\beta^2)\frac{\partial}{\partial t}\right]\varphi = 0 \qquad \text{(II)}$$

Для вакуума условие калибровки Лоренца имеет обычный вид. Пользуясь (II), найдем связь между амплитудами векторных и скалярных потенциалов:

$$\varphi_{n1,3} = \mp\frac{c\,\gamma_{n1,3}}{\omega_{1,3}}\,A_{n1,3}\,,$$

$$\varphi_{n2}^{\pm} = \frac{\beta(\varepsilon\mu-1)\omega_2^{\pm} \pm (1-\varepsilon\mu\beta^2)c\,\gamma_{n2}^{\pm}}{(\varepsilon\mu-\beta^2)\omega_2^{\pm} \mp (\varepsilon\mu-1)v\,\gamma_{n2}^{\pm}}\,A_{n2}^{\pm}\,. \qquad \text{(I2)}$$

Подставив (5 а-в) в граничные условия (6) и воспользовавшись (I2), найдем окончательные выражения для амплитуд вектор-потенциалов:

$$A_{n1} = \frac{2e(\phi/c - \beta\Gamma_{n1})}{u(1-\beta^2)S_{n1}S_{n2}}\cdot P_n^{-1}\Big(a_n M_{n1}^{+} e^{-i\frac{\omega}{u}d} - b_n^{-} M_{n2}^{-} e^{-i\gamma_{n2}^{+}d} - b_n^{+} M_{n2}^{+} e^{i\gamma_{n2}^{-}d}\Big);$$

$$A_{n2}^{\pm} = \mp\frac{2e(\varepsilon\mu\phi/c \pm \beta\Gamma_{n2})}{u(1-\beta^2)S_{n1}S_{n2}}\,P_n^{-1}\Big(b_n^{\mp} M_{n1}^{+} e^{-i\frac{\omega}{u}d} - b_n^{\pm} M_{n1}^{-} e^{\pm i\gamma_{n2}^{\mp}d}\Big);$$

$$A_{n3} = -\frac{2e(\phi/c + \beta\Gamma_{n1})}{u(1-\beta^2)S_{n1}S_{n2}}\cdot P_n^{-1}\Big(b_n^{-} M_{n2}^{+} e^{-i(\frac{\omega}{u}+\gamma_{n2}^{+})d} + b_n^{+} M_{n2}^{-} e^{-i(\frac{\omega}{u}-\gamma_{n2}^{-})d} - a_n M_{n1}^{-} e^{-i(\gamma_{n2}^{+}-\gamma_{n2}^{-})d}\Big)e^{i\gamma_{n3}d}; \qquad \text{(I3)}$$

где

$$a_n = 2\varepsilon\Gamma_{n2}\,; \qquad b_n^{\pm} = \varepsilon\Gamma_{n1} \pm \Gamma_{n2}\,;$$

$$M_{n1}^{\pm} = \frac{\omega u}{c^2}\left(1-\frac{v}{u}\right)^2(\varepsilon\mu-1)\Gamma_{n1} \pm \frac{1}{\varepsilon}(1-\beta^2)\left(1-\frac{uv}{c^2}\right)(\varepsilon S_{n2} - S_{n1});$$

$$M_{n2}^{\pm} = \frac{\omega u}{c^2}\left(1-\frac{v}{u}\right)^2(\varepsilon\mu-1)\Gamma_{n2} \pm (1-\beta^2)\left(1-\frac{uv}{c^2}\right)(\varepsilon S_{n2} - S_{n1});$$

$$P_n = (b_n^{-})^2 e^{-i\gamma_{n2}^{+}d} - (b_n^{+})^2 e^{i\gamma_{n2}^{-}d}\,; \qquad d = d'\sqrt{1-\beta^2}\,.$$

Усредненный по времени поток энергии переходного излучения через поперечное сечение волновода вычислим по формуле

$$\bar{S} = \frac{c}{8\pi}\,\mathrm{Re}\int_{-\infty}^{\infty}\int_S [\vec{E}\,\vec{H}^*]_z\,dx\,dy\,dt = \frac{c^2}{2}\sum_n \psi_{n0}^2\,\varkappa_n^2\int_0^{\infty}\frac{\gamma_n}{\omega}|A_n|^2 d\omega. \qquad \text{(I4)}$$

Подставив в (I4) значения вектор-потенциала из (I3), получим для потока энергии n -ой моды переходного излучения по обе стороны от пластины:

$$S_1^{(n)}=\frac{e^2\psi_{n0}^2\varkappa_n^2}{2u^2}\int\limits_0^\infty\frac{\gamma_{n1}\,\omega_1}{S_{n1}^2\,S_{n2}^2N_n}\Big\{(a_nM_{n1}^+)^2+(b_n^+M_{n2}^+)^2+(b_n^-M_{n2}^-)^2-$$

$$-2a_nb_n^+M_{n1}^+M_{n2}^+\cos\Big[\Big(\frac{\omega}{u}+\gamma_{n2}^-\Big)d\Big]-2a_nb_n^-M_{n1}^+M_{n2}^-\cos\Big[\Big(\frac{\omega}{u}-\qquad\qquad\text{(I5a)}$$

$$-\gamma_{n2}^+\Big)d\Big]+2b_n^+b_n^-M_{n2}^+M_{n2}^-\cos\big[(\gamma_{n2}^++\gamma_{n2}^-)d\big]\Big\}d\omega;$$

$$S_3^{(n)}=\frac{e^2\psi_{n0}^2\varkappa_n^2}{2u^2}\int\limits_0^\infty\frac{\gamma_{n3}\,\omega_3}{S_{n1}^2\,S_{n2}^2N_n}\Big\{(a_nM_{n1}^-)^2+(b_n^+M_{n2}^-)^2+\qquad\text{(I5б)}$$

$$+(b_n^-M_{n2}^+)^2-2a_nb_n^-M_{n1}^-M_{n2}^+\cos\Big[\Big(\frac{\omega}{u}+\gamma_{n2}^-\Big)d\Big]-$$

$$-2a_nb_n^+M_{n1}^-M_{n2}^-\cos\Big[\Big(\frac{\omega}{u}-\gamma_{n2}^+\Big)d\Big]+$$

$$+2b_n^+b_n^-M_{n2}^+M_{n2}^-\cos\big[(\gamma_{n2}^++\gamma_{n2}^-)d\big]\Big\}d\omega;$$

где

$$N_n=(2\varepsilon\Gamma_{n1}\Gamma_{n2})^2\cos^2\Big(\frac{\gamma_{n2}^++\gamma_{n2}^-}{2}d\Big)+(\varepsilon^2\Gamma_{n1}^2+\Gamma_{n2}^2)^2\sin^2\Big(\frac{\gamma_{n2}^++\gamma_{n2}^-}{2}d\Big).$$

Исследуем спектр какой-либо моды n Е-волн, излученных по обе стороны от пластины. Необходимым условием распространения излученных волн является действительность выражений (9а) для $\omega_{1,3}$ и $\gamma_{n1,3}$, которое можно записать в следующем виде:

$$\mathrm{Re}\,\Gamma_{n1}>0\,,\quad\text{или}\quad\omega>c\varkappa_n\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\frac{v}{u}}=\Omega_1\,.\qquad\text{(I6)}$$

Рассмотрим случай $\beta>0$. При выполнении (I6) в области Ш ($z>vt+d$) распространяются волны с групповыми скоростями в промежутке $V<V_{\text{гр}n3}<C$ и, соответственно, частотами

$\frac{c\varkappa_n}{\sqrt{1-\beta^2}}<\omega_3<\infty$. В области I ($z<vt$) излучённые волны распространяются в обоих направлениях: в сторону движения пластины (по оси z) распространяются волны с групповыми скоростями $V>|V_{\text{гр}n1}|>0$; соответственно, частотами $\frac{c\varkappa_n}{\sqrt{1-\beta^2}}<\omega_1<c\varkappa_n$; в противоположную сторону распространяются волны с групповыми скоростями $0<V_{\text{гр}n1}<C$ и частотами $c\varkappa_n<\omega_1<\infty$.

В случае $\beta<0$ (пластина движется навстречу частице) в области I распространяются волны с групповыми скоростями $V<V_{\text{гр}n1}<C$; в области Ш волны с групповыми скоростями $V>|V_{\text{гр}n3}|>0$ распространяются вслед за пластиной, а волны с групповыми скоростями $0<V_{\text{гр}n3}<C$ распространяются в положительном направлении оси z.

Рассмотрим излучение в самой пластине. Необходимым условием распространения волн в пластине является действительность выражений (9б) для $\omega_2^{\pm}$ и $\gamma_{n2}^{\pm}$, которое можно записать в виде

$$\mathrm{Re}\,\Gamma_{n2}>0\,,\qquad\text{или}\qquad\omega>c\varkappa_n\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\sqrt{\varepsilon\mu}\,(1-\frac{v}{u})}=\Omega_2\,.\qquad\text{(I7)}$$

Поскольку вне пластины распространяются волны, удовлетворяющие условию (I6), то в самой пластине окажутся "запертыми" волны с частотами

$$\Omega_2<\omega<\Omega_1$$

и групповыми скоростями $V_{\text{гр}n2}^{\pm}$, лежащими в пределах

$$V<V_{\text{гр}n2}^{\pm}<C\cdot\frac{\sqrt{\varepsilon\mu-1}\pm\varepsilon\mu\beta}{\beta\sqrt{\varepsilon\mu-1}\pm\varepsilon\mu}\,.$$

Таким образом, "запертое" излучение имеет место не только в стационарной [5] , но и движущейся пластине.

Исследуем условие "тонкости" пластины, т.е. условие при котором излучение по обе стороны от пластины носит дипольный характер. Пластину можно назвать "тонкой" для всех излучаемых частот, если одновременно выполняются условия

$$\left(\gamma_{nz}^{+} + \gamma_{nz}^{-}\right) d = 2 \varkappa_n d' \alpha \sqrt{\varepsilon\mu - \frac{1}{\alpha^2}} << 1;$$

$$\left(\frac{\omega}{u} \mp \gamma_{nz}^{\pm}\right) d = \varkappa_n d' \alpha \left[\frac{1 - \frac{uv}{c^2}}{\frac{u}{c}\left(1 - \frac{v}{u}\right)} \mp \sqrt{\varepsilon\mu - \frac{1}{\alpha^2}}\right] << 1, \qquad (18)$$

где α безразмерная величина, введенная из условия (16)

$$\omega > c \varkappa_n \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1 - \frac{v}{u}} = c \varkappa_n \cdot \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1 - \frac{v}{u}} \cdot \alpha \quad (1 < \alpha < \infty).$$

Из (18) видно, что условие "тонкости" может выполняться для достаточно малых α, если

$$\varkappa_n d' << 1$$

что совпадает с условием тонкости стационарной пластины [5].

При $\beta = 0$ результаты, полученные в статье, совпадают с работой [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Труды международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 540, 1977.
2. Э.Д.Газазян, Э.М.Лазиев, А.Д.Тер-Погосян. Изв. вузов-Радиофизика, 21, 11, 1709, 1978.
3. Ч.Г.Папаз. Теория распространения электромагнитных волн. Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1974.
4. Б.М.Болотовский, С.Н.Столяров. Изв.вузов-Радиофизика, 4, 6 1171, 1961.
5. К.А.Барсуков. Докторская диссертация. МГПИ им.Ленина, 1967.

Рукопись поступила 15-го мая 1979 г.