ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Ֆիզիկա-մաթեմատ. գիտություններ XIII, № 3, 1960 Физико-математические науки

ФИЗИКА

О. С. Мергелян

Излучение заряженной нити, несущей ток, при движении параллельно границе раздела сред

Вопрос об излучении нити при движении параллельно границе раздела сред впервые был частично рассмотрен А. И. Морозовым [1]. А. Г. Ситенко и В. С. Ткаличем [2], методом изображений была решена задача об эффекте Черенкова при движении заряженной нити параллельно границе раздела двух сред. В настоящей работе использование простого и, вместе с тем, совершенно строгого метода позволяет полностью изучить эффект Черенкова, вызванный движением заряженной нити с током параллельно границе раздела двух сред с различными диэлектрическими и магнитными постоянными. Получены выражения для электрических и магнитных полей и для потоков энергии в обеих средах, рассмотрен характер излучения в различных случаях, а также исследовано влияние интерференции на частотное распределение излучения в первой среде. Силы, действующие на нить, в настоящей работе не рассматриваются, так как были подробно исследованы А. И. Морозовым [1].

§ 1. Общий вид полей при движении нити параллельно границе раздела сред

Пусть бесконечная заряженная нить, с линейной плотностью ρ_0 и несущая ток плотности j_0, пролетает в среде с диэлектрической и магнитной постоянными ε_1, μ_1 над средой с постоянными ε_2, μ_2. Границей раздела является плоскость $z=l$, а координаты нити $z=0$, $x=vt$. Поле нити в первой среде описывается суммой решений неоднородных и однородных уравнений Максвелла, тогда как поле во второй среде описывается полностью решениями однородных уравнений.

Решениями неоднородных уравнений являются (см. [3]) интегралы Фурье с компонентами

$$\vec{E}^{i}(\vec{\varkappa}) = \frac{i\rho_0}{\pi}\,\frac{1}{\varepsilon_1}\,\frac{\dfrac{\omega\vec{v}}{c^2}\chi_1 - \vec{\varkappa}}{\varkappa^2 - \dfrac{\omega^2}{c^2}\chi_1}. \tag{1}$$

$$H_y^{\rho}(\vec{\varkappa}) = \frac{i\rho_0 v}{\pi c} \frac{k_z}{\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\chi_1}$$

и

$$E_y^{j}(\vec{\varkappa}) = \frac{ij_0}{\pi c^2} \frac{\alpha_1 \omega}{\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\chi_1},$$

$$\vec{H}^{j}(\vec{\varkappa}) = \frac{ij_0}{\pi c} \frac{[\vec{\varkappa}\vec{n}]}{\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\chi_1}. \qquad (2)$$

В формулах (1) — (2) обозначены: $\chi_{1,2} = \varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}$; $\vec{\varkappa} = \vec{\varkappa}(k_x, k_z)$; $\omega = \vec{\varkappa}\vec{v} = k_x v$; $\vec{n}_x$, $\vec{n}_y$, $\vec{n}_z$ — орты координатных осей, а индексы ρ и j означают, что поля созданы, соответственно, зарядом или током в нити. Решения однородных уравнений ищем в виде

$$\vec{E}'_{1,2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}'_{1,2}(\vec{\varkappa}) e^{i\left(\frac{\omega}{v}x + \alpha_{1,2}z - \omega t\right)} d\vec{\varkappa} \text{ и т. д.,} \qquad (3)$$

где

$\alpha_{1,2}^2 = \frac{\omega^2}{v^2}\xi_{1,2}^2$, $\xi_{1,2}^2 = \beta^2\chi_{1,2} - 1$, $d\vec{\varkappa} = \frac{1}{v} dk_z d\omega$ ($\xi_{1,2}$ считаем всегда положительными).

Из физических соображений очевидно (см. [3]), что действительные и мнимые части α_1 отрицательны, а α_2 — положительны. Из однородных уравнений следуют

$$\vec{E}'_{1,2}(\vec{\varkappa}) = -\frac{c}{\omega\varepsilon_{1,2}}\left[\frac{\omega}{v}\vec{n}_x + \alpha_{1,2}\vec{n}_z, \vec{H}'_{1,2}(\vec{\varkappa})\right],$$
$$\vec{H}'_{1,2}(\vec{\varkappa}) = \frac{c}{\omega\mu_{1,2}}\left[\frac{\omega}{v}\vec{n}_x + \alpha_{1,2}\vec{n}_z, \vec{E}'_{1,2}(\vec{\varkappa})\right] \qquad (4)$$

и условия поперечности

$$\frac{\omega}{v}E'_{1,2x}(\vec{\varkappa}) + \alpha_{1,2}E'_{1,2z}(\vec{\varkappa}) = 0,$$
$$\frac{\omega}{v}H'_{1,2x}(\vec{\varkappa}) + \alpha_{1,2}H'_{1,2z}(\vec{\varkappa}) = 0. \qquad (5)$$

Граничные условия при $z = l$ запишутся в виде

$$\frac{i\rho_0}{\pi\varepsilon_1}\frac{\frac{\omega}{v}\xi_1^2}{\varkappa^2-\frac{\omega^2}{c^2}\chi_1}+E'^{\rho}_{1x}e^{i(\alpha_1-k_z)l}=E'^{\rho}_{2x}e^{i(\alpha_2-k_z)l} \text{ и т. д.} \tag{6}$$

Используя (5), (6), для Фурье — компонент полей излучения получим следующие выражения:

а) для ρ — поля

$$E'^{\rho}_{1z}(\vec{\varkappa})=\frac{i\rho_0}{\pi}\frac{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\frac{\omega^2}{v^2}\xi_1^2-k_z\alpha_2}{\left(\varkappa^2-\frac{\omega^2}{c^2}\chi_1\right)\left(\varepsilon_2\alpha_1-\varepsilon_1\alpha_2\right)}e^{i(k_z-\alpha_1)l},$$

$$E'^{\rho}_{2z}(\vec{\varkappa})=\frac{i\rho_0}{\pi}\frac{\frac{\omega^2}{v^2}\xi_1^2-k_z\alpha_1}{\left(\varkappa^2-\frac{\omega^2}{c^2}\chi_1\right)\left(\varepsilon_2\alpha_1-\varepsilon_1\alpha_2\right)}e^{i(k_z-\alpha_2)l}, \tag{7а}$$

$$E'^{\rho}_{1,2x}(\vec{\varkappa})=-\frac{v}{\omega}\alpha_{1,2}E'^{\rho}_{1,2z}(\vec{\varkappa});$$

б) для j-поля

$$H'^{j}_{1z}(\vec{\varkappa})=\frac{ij_0}{\pi c}\frac{\frac{\omega}{v}(\mu_1\alpha_2-\mu_2k_z)}{\left(\varkappa^2-\frac{\omega^2}{c^2}\chi_1\right)(\mu_2\alpha_1-\mu_1\alpha_2)}e^{i(k_z-\alpha_1)l},$$

$$H'^{j}_{2z}(\vec{\varkappa})=\frac{ij_0}{\pi c}\frac{\mu_1\frac{\omega}{v}(\alpha_1-k_z)}{(\mu_2\alpha_1-\mu_1\alpha_2)\left(\varkappa^2-\frac{\omega^2}{c^2}\chi_1\right)}e^{i(k_z-\alpha_2)l}, \tag{7б}$$

$$H'^{j}_{1,2x}(\vec{\varkappa})=-\frac{v}{\omega}\alpha_{1,2}H'^{j}_{1,2z}(\vec{\varkappa}).$$

Остальные компоненты получатся из (4), (7а) и (7б).

§ 2. Излучение во второй среде

Для получения частотного распределения электрических и магнитных полей необходимо проинтегрировать выражения (3) с компонентами (7а) и (7б). Интегрирование сводится к взятию вычета в точке $k_z=\frac{\omega}{v}\xi_1$. Для полей во второй среде получим:

а) для ρ — поля

$$E'^{\rho}_{2x} = -\frac{\rho_0}{v}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \xi_2 \frac{2\xi_1}{\varepsilon_2\xi_1 + \varepsilon_1\xi_2} e^{i\frac{\omega}{v}(\nu_2 + \xi_1 l)} d\omega,$$

$$H'^{\rho}_{2y} = -\frac{\rho_0}{c}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\varepsilon_2\xi_1}{\varepsilon_2\xi_1 + \varepsilon_1\xi_2} e^{i\frac{\omega}{v}(\nu_2 + \xi_1 l)} d\omega; \tag{8a}$$

б) для j-поля

$$E'^{j}_{2y} = -\frac{j_0}{c^2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\mu_1\mu_2}{\mu_2\xi_1 + \mu_1\xi_2} e^{i\frac{\omega}{v}(\nu_2 + \xi_1 l)} d\omega,$$

$$H'^{j}_{2x} = -\frac{j_0}{cv}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\mu_1\xi_2}{\mu_2\xi_1 + \mu_1\xi_2} e^{i\frac{\omega}{v}(\nu_2 + \xi_1 l)} d\omega, \tag{8б}$$

где введено обозначение $\nu_2 = x - vt + (z - l)\xi_2$.

Из формул (8а) — (8б) видно, что во второй среде излучение имеет место лишь при $\xi_2^2 > 0$ и распространяется под черенковским углом. Однако, указанный вид поля имеют лишь в случае $\xi_1^2 > 0$; в случае $\xi_1^2 < 0$ необходимо в формулах (8а)—(8б) заменить ξ_1 на $i\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1 - \beta^2\chi_1}$.

Энергия, излучения единицей длины нити на единице пути выражается вектором Пойтинга

$$\frac{dw}{dx} = \frac{c}{4\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dt\,(E_x H_y - E_y H_x). \tag{9}$$

Из вида полей очевидно, что в (9) первый член есть поток энергии ρ-поля, а второй даст нам поток энергии для j-поля. Как это сразу видно, интерференции между ρ-полем и j-полем не будет.

Для определения вектора Пойтинга во второй среде в явном виде рассмотрим различные частные случаи раздельно.

Первый случай. $\xi_2^2 > 0$, $\xi_1^2 < 0$. В этом случае в первой среде ничего нет, и нить генерирует во второй среде излучение, распространяющееся под черенковским углом.

Поток энергии в этом случае имеет вид:

а) для ρ-поля

$$\frac{dw_2^{\rho}}{dx} = \frac{4\rho_0^2}{v} Re \int\limits_{\xi_2^2 > 0} \frac{\varepsilon_2\xi_2(1 - \beta^2\chi_1)}{\varepsilon_1^2\xi_2^2 + \varepsilon_1^2(1 - \beta^2\chi_1)} e^{-2\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2\chi_1}\, l} d\omega \tag{10a}$$

б) для j-поля

$$\frac{dw_2^j}{dx} = \frac{4j_0^2}{c^2 v} Re \int\limits_{\xi_2^2 > 0} \frac{\mu_2 \mu_1^2 \xi_2}{\mu_1^2 \xi_2^2 + \mu_2^2 (1 - \beta^2 \chi_1)} e^{-2\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2\chi_1}\, l} \, d\omega. \quad (10б)$$

Второй случай. В случае двух черенковских сред ($\xi_1^2 > 0$, $\xi_2^2 > 0$) вектор Пойтинга выражается формулами:

а) для ρ-поля

$$\frac{dw_2^\rho}{dx} = \frac{4\rho_0^2}{v} Re \int\limits_{\xi_2^2 > 0} \frac{\varepsilon_2 \xi_2 \xi_1^2}{(\varepsilon_1 \xi_2 + \varepsilon_2 \xi_1)^2} \, d\omega, \quad (11а)$$

б) для j-поля

$$\frac{dw_2^j}{dx} = \frac{4j_0^2}{c^2 v} Re \int\limits_{\xi_2^2 > 0} \frac{\mu_2 \mu_1^2 \xi_2}{(\mu_2 \xi_1 + \mu_1 \xi_2)^2} \, d\omega. \quad (11б)$$

Из формул (10а)—(11б) следует, что во второй среде излучение генерируется лишь в том случае, когда первая среда не является черенковской. Излучение такого типа и описывается формулами (10а)—(10б), которые согласуются с результатами, полученными в [1]. В случае двух черенковских сред, вся энергия поля расходуется на генерирование излучения в первой среде, а формулы (11а)—(11б) описывают излучение, пришедшее из первой среды и преломленное на границе раздела. То, что преломленный поток движется под черенковским углом, согласуется с законом преломления, который в этом случае имеет вид

$$\cos \theta_2 = \cos \theta_1 \sqrt{\frac{\chi_1}{\chi_2}}. \quad (12)$$

Как мы увидим в следующем параграфе, для прозрачных сред сумма преломленного и отраженного потоков даст поток, равный излученному в направлении $+z$. При $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ и $\mu_1 = \mu_2$ формулы (11а)—(11б), как и следовало ожидать, переходят в формулы для изотропной среды ([1], [3]).

Из закона преломления (12) следует, что в случае $\xi_1^2 > 0$, $\xi_2^2 < 0$ во второй среде излучения не будет, так как генерированное в первой среде излучение испытывает на границе полное внутреннее отражение. Это же следует также и из экспонент в формулах для полей.

§ 3. Излучение и интерференционные явления в первой среде

Поля в первой среде складываются из решений неоднородных уравнений Максвелла, дающих собственное поле нити, и решений однородных уравнений, дающих поля излучения.

Для полей, созданных непосредственно нитью, имеем [3]:

а) для ρ-поля

$$E_{1x}^{\rho} = -\frac{\rho_0}{v}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{\xi_1}{\varepsilon_1}e^{i\frac{\omega}{v}\nu_1}\,d\omega,$$

$$H_{1y}^{\rho} = \frac{\rho_0}{c}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}e^{i\frac{\omega}{v}\nu_1}\,d\omega; \qquad (13а)$$

б) для j-поля

$$E_{1y}^{j} = -\frac{j_0}{c^2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mu_1}{\xi_1}e^{i\frac{\omega}{v}\nu_1}\,d\omega,$$

$$H_{1x}^{j} = -\frac{j_0}{cv}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}e^{i\nu_1\frac{\omega}{v}}\,d\omega, \qquad (13б)$$

где

$$\nu_1 = x - vt - \xi_1 z.$$

Для полей излучения после интегрирования формул (3) по k_z получим:

а) для ρ-поля

$$E_{1x}^{\prime\rho} = \frac{\rho_0}{v}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{\xi_1}{\varepsilon_1}\,\frac{\varepsilon_2\xi_1-\varepsilon_1\xi_2}{\varepsilon_2\xi_1+\varepsilon_1\xi_2}\,e^{i\frac{\omega}{v}(\nu_1+2\xi_1 l)}\,d\omega,$$

$$H_{1y}^{\prime\rho} = -\frac{\rho_0}{c}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{\varepsilon_2\xi_1-\varepsilon_1\xi_2}{\varepsilon_2\xi_1+\varepsilon_1\xi_2}\,e^{i\frac{\omega}{v}(\nu_1+2\xi_1 l)}\,d\omega; \qquad (14а)$$

б) для j-поля

$$E_{1y}^{\prime j} = \frac{j_0}{c^2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mu_1}{\xi_1}\,\frac{\mu_1\xi_2-\mu_2\xi_1}{\mu_1\xi_2+\mu_2\xi_1}\,e^{i\frac{\omega}{v}(\nu_1+2\xi_1 l)}\,d\omega,$$

$$H_{1x}^{\prime j} = \frac{j_0}{cv}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mu_1\xi_2-\mu_2\xi_1}{\mu_1\xi_2+\mu_2\xi_1}\,e^{i\frac{\omega}{v}(\nu_1+2\xi_1 l)}\,d\omega. \qquad (14б)$$

Полные поля будут складываться из полей (13а) — (14б).

Сравнивая формулы (13а) — (14б) с формулами (8а) — (8б) можно легко заметить, что при движении по границе раздела ($l = 0$) поля в первой и второй средах переходят друг в друга заменой индексов 1 и 2. В случае $\xi_2^2 < 0$ в формулах (14а) — (14б) необходимо заменить ξ_2 на $i\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2\chi_2}$. Излучение распространяется под черенковским углом и состоит из потока непосредственно создаваемого нитью, отраженного потока и интерференции между ними.

Исследуем частные случаи.

Первый случай. Обе среды черенковские ($\xi_1^2 > 0$, $\xi_2^2 > 0$). Излучение генерируется лишь в первой среде и поток, падающий на границу, частично отражается, а частично преломляется во вторую среду. Вектор Пойтинга для этого случая (в области $z < 0$) имеет вид:

а) для ρ-поля

$$\frac{dw_1^\rho}{dx} = \frac{\rho_0^2}{v} Re \int\limits_{\xi_1^2>0} \frac{\xi_1}{\varepsilon_1} \left\{ 1 + \left(\frac{\varepsilon_1\xi_2 - \varepsilon_2\xi_1}{\varepsilon_1\xi_2 + \varepsilon_2\xi_1} \right)^2 + \right. \tag{15а}$$

$$\left. + \frac{\varepsilon_1\xi_2 - \varepsilon_2\xi_1}{\varepsilon_1\xi_2 + \varepsilon_2\xi_1} \left(e^{2i\frac{\omega}{v}\xi_1 l} + e^{-2i\frac{\omega}{v}\xi_1 l} \right) \right\} d\omega;$$

б) для j — поля

$$\frac{dw_1^j}{dx} = \frac{j_0^2}{c^2 v} Re \int\limits_{\xi_1^2>0} \frac{\mu_1}{\xi_1} \left\{ 1 + \left(\frac{\mu_1\xi_2 - \mu_2\xi_1}{\mu_1\xi_2 + \mu_2\xi_1} \right)^2 + \right. \tag{15б}$$

$$\left. + \frac{\mu_2\xi_1 - \mu_1\xi_2}{\mu_1\xi_2 + \mu_2\xi_1} \left(e^{2i\frac{\omega}{v}\xi_1 l} + e^{-2i\frac{\omega}{v}\xi_1 l} \right) \right\} d\omega.$$

Первый член в каждой из этих формул описывает поток, непосредственно созданный нитью, второй член даст нам отраженный поток, а третий — есть результат интерференции. Как уже отмечалось выше, сумма отраженного потока из (15а) и (15б) и преломленного потока, описываемого формулами (11а) и (11б), равна потоку, созданному непосредственно нитью в направлении $+z$. Кроме того, легко заметить, что при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, $\mu_1 = \mu_2$ отраженный и интерференционный члены обращаются в нуль.

Исследуем влияние интерференции на частотное распределение в (15а) — (15б).

а) При $\varepsilon_1\xi_2 > \varepsilon_2\xi_1$ $(\mu_2\xi_1 > \mu_1\xi_2)$:

для частот, удовлетворяющих условию

$$2\frac{\omega}{v}\xi_1 l = 2n\pi \tag{16}$$

имеем максимум интенсивности, и поток для этих частот получается из (11а) и (11б) заменой индексов 1 и 2, а интегрирование производится по частотам, удовлетворяющим (16);

для частот, удовлетворяющих условию

$$2\frac{\omega}{v}\xi_1 l = (2n+1)\pi, \tag{17}$$

имеем минимум интенсивности, и поток энергии для них получится из (15а) и (15б), если заменить в них выражения в фигурных скобках соответственно на

$$\frac{4\varepsilon_2^2\xi_1^2}{(\varepsilon_1\xi_2+\varepsilon_2\xi_1)^2} \quad \text{и} \quad \frac{4\mu_1^2\xi_2^2}{(\mu_1\xi_2+\mu_2\xi_1)^2},$$

а интегрирование произвести по частотам (17).

б) При $\varepsilon_1\xi_2 < \varepsilon_2\xi_1$ ($\mu_2\xi_1 < \mu_1\xi_2$) наблюдается обратная картина, т. е. максимальная интенсивность приходится на частоты (17), а минимальная—на частоты (16).

Второй случай. Теперь рассмотрим движение в среде, удовлетворяющей черенковским условиям, над средой, не удовлетворяющей им.

Как уже отмечалось выше, в этом случае происходит полное внутреннее отражение на границе раздела. Отраженный поток удваивает поток, созданный нитью в направлении $-z$, и, кроме того, появляются члены, обусловленные интерференцией.

Вектор Пойтинга имеет вид:

а) для ρ-поля

$$\frac{dw_1^\rho}{dx} = \frac{\rho_0^2}{v} Re \int\limits_{\xi_1^2>0} \frac{\xi_1}{\varepsilon_1} \left\{ 2 - \frac{\varepsilon_2\xi_1 - i\frac{|\omega|}{\omega}\varepsilon_1\sqrt{1-\beta^2\chi_2}}{\varepsilon_2\xi_1 + i\frac{|\omega|}{\omega}\varepsilon_1\sqrt{1-\beta^2\chi_2}} e^{2i\frac{\omega}{v}\xi_1 l} - \right.$$

$$\left. - \frac{\varepsilon_2\xi_1 + i\frac{|\omega|}{\omega}\varepsilon_1\sqrt{1-\beta^2\chi_2}}{\varepsilon_2\xi_1 - i\frac{|\omega|}{\omega}\varepsilon_1\sqrt{1-\beta^2\chi_2}} e^{-2i\frac{\omega}{v}\xi_1 l} \right\} d\omega; \tag{18а}$$

б) для j-поля

$$\frac{dw_1^j}{dx} = \frac{j_0^2}{c^2 v} Re \int\limits_{\xi_1^2>0} \frac{\mu_1}{\xi_1} \left\{ 2 + \frac{\mu_2\xi_1 - \mu_1 i\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2\chi_2}}{\mu_2\xi_1 + \mu_1 i\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2\chi_2}} e^{2i\frac{\omega}{v}\xi_1 l} + \right.$$

$$\left. + \frac{\mu_2\xi_1 + \mu_1 i\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2\chi_2}}{\mu_2\xi_1 - \mu_1 i\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2\chi_2}} e^{-2i\frac{\omega}{v}\xi_1 l} \right\} d\omega. \tag{18б}$$

При $\varepsilon_2^2\xi_1^2 > \varepsilon_1^2(1-\beta^2\chi_2)$ ($\mu_2^2\xi_1^2 < \mu_1^2(1-\beta^2\chi_2)$) максимум приходится на частоты (17), а минимум имеют частоты, удовлетворяющие (16). В случае выполнения обратных неравенств, частотное распределение также будет обратным, т. е. частоты (16) будут иметь максимум интенсивности, а частоты (17) — минимальную интенсивность. Наиболее резко интерференционная картина вырисовывается при рассмотрении движения нити над идеальным проводником ($\varepsilon_1'' > 0$, $\varepsilon_2 = \infty$).

В этом случае интенсивность частот (17) учетверяется, в то время как частоты, удовлетворяющие (16), гасятся (их интенсивность становится равной нулю).

На протяжении всего рассмотрения мы считали среды прозрачными, что не снижало общности рассмотрения, так как в случае непрозрачных сред появятся затухающие множители (в формулах для векторов Пойтинга) типа

$$\exp\left(-\frac{1}{2}\beta^2\frac{\mu_{1,2}\varepsilon''_{1,2}}{\sqrt{\beta^2\varepsilon'_{1,2}\mu_{1,2}-1}}\right), \tag{19}$$

где $\varepsilon_{1,2}=\varepsilon'_{1,2}+i\varepsilon''_{1,2}$, $Im\mu_{1,2}=0$.

Отметим, что если поля во второй среде искать в виде суммы решений однородных и неоднородных уравнений Максвелла и соответственно с этим записать граничные условия в виде

$$\frac{i\rho_0}{\pi\varepsilon_1}\frac{\frac{\omega}{v}\xi_1^2}{\varkappa^2-\frac{\omega^2}{c^2}\chi_1}+E_{1x}^{'z}e^{i(\alpha_1-k_z)t}=\frac{i\rho_0}{\pi\varepsilon_2}\frac{\frac{\omega}{v}\xi_2^2}{\varkappa^2-\frac{\omega^2}{c^2}\chi_2}+E_{2x}^{'z}e^{i(\alpha_2-k_z)t}, \tag{6'}$$

и т. д., то результаты, полученные таким путем, не будут отличаться от полученных выше. Однако, решение типа (6') есть предельный случай решения более общей задачи о наклонном прохождении нити через границу раздела двух сред, если в последней положить равной нулю составляющую скорости, нормальную к границе. Заметим также, что из решения задачи о наклонном падении можно получить результаты, приведенные в [3], как другой предельный случай (положив равной нулю составляющую скорости, параллельную границе).

В заключение пользуюсь случаем выразить благодарность Г. М. Гарибяну за советы и обсуждение данной работы.

Институт математики и механики
АН Армянской ССР

Поступила 11 I 1960

Հ. Ս. Մերգելյան

ՀՈՍԱՆՔԱԿԻՐ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ԹԵԼԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ, ԵՐԲ ԱՅՆ ՇԱՐԺՎՈՒՄ Է ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ԲԱԺԱՆՄԱՆ ՍԱՀՄԱՆԻՆ ԶՈՒԳԱՀԵՌ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հետազոտված է Չերենկովի էֆեկտը այն դեպքում, երբ հոսանքակիր լիցքավորված թելը շարժվում է միջավայրի բաժանման սահմանին զուգահեռ։ Ստացված են բանաձևեր էլեկտրական ու մագնիսական դաշտերի և Պոյնտինգի վեկտորի համար երկու միջավայրերում, ինչպես նաև ուսումնասիրված է ինտերֆերենցիայի ազդեցությունը ճառագայթման բաշխման վրա ըստ հաճախականությունների։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Морозов А. И.* Взаимодействие между движущейся заряженной струей и магнитодиэлектриком. „Вестник МГУ", 1, 72, 1957.
2. *Ситенко А. Г.* и *Ткалич В. С.* Об эффекте Черенкова при движении заряда параллельно границе раздела двух сред. „ЖТФ", 29, 1074, 1959.
3. *Гарибян Г. М.* и *Мергелян О. С.* Черенковское и переходное излучение заряженной нити, несущей ток, при переходе ее из одной среды в другую. „Известия АН Армянской ССР (серия физ.-мат. наук)", **12**, № 5, 1959.