

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ  
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 538.3

**ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ НИТИ И НИТИ С ТОКОМ ПРИ ПЕРЕХОДЕ  
ИЗ ВАКУУМА В СРЕДУ С АНИЗОТРОПНЫМ ВХОДНЫМ ИМПЕДАНСОМ**

*И. И. Каликинский*

Излучение заряда, возникающее при переходе его из одной среды в другую, впервые было рассмотрено в работе [1]. В дальнейшем это излучение исследовалось рядом авторов [2-4]. Однако интерес к вопросам, связанным с исследованием этого (переходного) излучения, не ослабевает и в настоящее время. Представляет интерес исследовать, например, это излучение, когда вторая среда характеризуется тензором анизотропного импеданса [5]. Ниже рассматривается излучение, возникающее при переходе заряженной и токовой нити из вакуума в такую среду.

Пусть заряженная нить (заряд единицы длины нити равен  $q$ ) движется с постоянной скоростью  $\mathbf{v}$  (0, 0,  $-v$ ), создавая ток с плотностью  $\mathbf{j}$  (0, 0,  $-j$ ), где

$$\mathbf{j} = q\mathbf{v}\delta(x)\delta(z+vt). \tag{1}$$

При  $z=0$  имеют место граничные условия

$$\begin{aligned} E_x &= -\rho_0(a_{11}H_x - a_{12}H_y), \\ E_y &= -\rho_0(a_{21}H_x - a_{22}H_y), \end{aligned} \tag{2}$$

где  $\rho_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi$  (Ом) — волновое сопротивление вакуума. Требуется найти поле излучения нити при  $z > 0$ . Это поле мы ищем в виде

$$\mathbf{\Pi}_\omega = \mathbf{\Pi}_\omega^{(0)} + \mathbf{\Pi}_\omega^{(1)}, \tag{3}$$

где  $\mathbf{\Pi}_\omega^{(0)}$  — фурье-компонента электрического вектора Герца поля нити в безграничном пространстве [6], а  $\mathbf{\Pi}_\omega^{(1)}$  описывает поле излучения. При этом

$$\text{div } \mathbf{\Pi}_\omega^{(1)} = 0, \tag{4}$$

так что неизвестными остаются только две составляющие  $\mathbf{\Pi}_\omega^{(1)}$ , которые определяются из граничных условий (2).

Опуская вычисления, которые проводятся стандартными методами (разложение поля по плоским волнам, метод перевала и т. д.), приведем окончательные формулы для энергии излучения единицы длины нити на частоте  $\omega$  в единицу азимутального угла  $\varphi$  ( $x=r\cos\varphi$ ,  $z=r\sin\varphi$ ). Итак, для заряженной нити имеем

$$\begin{aligned} \frac{dW_\omega}{d\varphi} &= \frac{q^2\beta^2}{2\pi^2\epsilon_0\omega} \frac{\sin^2\varphi \cos^2\varphi}{(1-\beta^2\sin^2\varphi)^2} \times \\ &\times \frac{|\beta(\Delta_a \sin\varphi + a_{12}) - a_{21}\sin\varphi + 1|^2 + |a_{22}|^2(1+\beta\sin\varphi)^2}{|(\Delta_a - 1)\sin\varphi + a_{12} + a_{21}\sin^2\varphi|^2}, \end{aligned} \tag{5}$$

где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\beta = v/c$ ,  $\Delta_a = a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}$ . Для нити с током  $I$  имеем

$$\begin{aligned} \frac{dW_\omega}{d\varphi} &= \frac{J^2\beta^2}{2\pi^2\epsilon_0\omega^2} \frac{\sin^2\varphi}{(1-\beta^2\sin^2\varphi)^2} \times \\ &\times \frac{|\beta(\sin\varphi - a_{12}) + a_{21}\sin\varphi + \Delta_a|^2 + |a_{11}|^2(1+\beta\sin\varphi)^2}{|(\Delta_a - 1)\sin\varphi + a_{12} + a_{21}\sin^2\varphi|^2}. \end{aligned} \tag{6}$$

Из формулы (5) видно, что энергия, излучаемая единицей длины заряженной нити на частоте  $\omega$ , оказывается пропорциональной квадрату заряда единицы длины нити и обратно пропорциональной частоте. Из формул (5) и (6) при  $a_{11}=a_{12}=a_{21}=a_{22}=0$  получаем выражение энергии излучения для случая перехода нити в идеальный проводник. Если же  $a_{11}=a_{22}=0$ ,  $a_{12}=a_{21}=a \neq 0$ , то получается случай изотропного импеданса (граничные условия Леонтовича). При  $a_{22}=0$  выражение энергии излучения заряженной нити упрощается. Кроме того, при этом  $\Pi_{\omega y}^{(1)}=0$  и излучение оказывается линейно-поляризованным, причем электрический вектор лежит в плоскости, проходящей через луч и ось  $z$  (вектор  $H_{\omega}^{(1)}$  направлен по оси  $y$ ).

Для токовой нити при  $a_{11}=0$  имеем  $\Pi_{\omega x}^{(1)}=0$  и излучение линейно поляризовано, причем магнитный вектор лежит в плоскости, проходящей через луч и ось  $z$  (вектор  $E_{\omega}^{(1)}$  направлен по оси  $y$ ). В случае вещественных компонент тензора импеданса сохраняется линейная поляризация и в общем случае. Однако при комплексных  $a_{11}$ ,  $a_{12}$ ,  $a_{21}$ ,  $a_{22}$  поляризация оказывается эллиптической.

Из формул (5) и (6) можно получить результаты для случая, когда вторая среда является гиротропной плазмой или подмагнитненным ферритом [5]. Так, для гиротропной плазмы, намагнитченной вдоль оси  $x$ , имеем

$$a_{11}=a_{22}=0, \quad a_{12}=-n_2^{-1}, \quad a_{21}=-n_1^{-1}, \quad (7)$$

где

$$n_1^2 = (\epsilon^2 - \epsilon_a^2) \epsilon^{-1}, \quad n_2^2 = \epsilon'_e, \quad (8)$$

а компоненты тензора диэлектрической проницаемости

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon'_e & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon & -i\epsilon_a \\ 0 & i\epsilon_a & \epsilon \end{pmatrix} \quad (9)$$

приведены в [5].

Для энергии излучения единицы длины заряженной нити имеем в этом случае

$$\frac{dW_{\omega}}{d\varphi} = \frac{q^2 \beta^2}{2\pi^2 \epsilon_0 \omega} \times \frac{|-\beta(n_1 + \sin \varphi) + n_2 \sin \varphi + n_1 n_2|^2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi}{|(1 + n_1 n_2) \sin \varphi + n_1 + n_2 \sin^2 \varphi|^2 (1 - \beta^2 \sin^2 \varphi)^2}. \quad (10)$$

Были проведены расчеты энергии излучения для случая перехода заряженной нити из вакуума в ионосферу. Данные взяты из книги [7]. Для частоты  $\omega = 9,4 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ , соответствующей длине волны  $\lambda = 20 \text{ м}$ , пренебрегая столкновениями, получаем

$$a_{11}=a_{22}=0, \quad a_{12}=a_{21}=-1,004.$$

Результаты вычислений для функции

$$f(\varphi) = \frac{2\pi^2 \epsilon_0 \omega}{q^2 \beta^2} \frac{dW_{\omega}}{d\varphi}$$

в случае  $\beta=0,1$  представлены на рис. 1. Из рисунка видно, что в этом случае (изотропный импеданс) отсутствует излучение вдоль границы раздела. Максимум энергии излучения приходится на углы  $20-30^\circ$  и  $150-160^\circ$ .

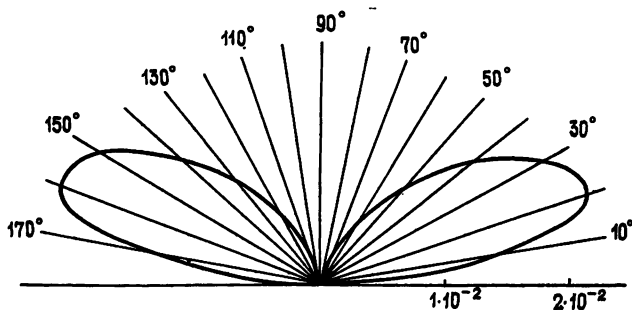


Рис. 1. Переход заряженной нити в гиротропную плазму,  $\beta = 0,1$ .

На рис. 2 представлена диаграмма направленности излучения для  $\beta=0,8$ . Масштаб на рис. 1 в десять раз более крупный, чем на рис. 2. Из рис. 2 видно, что выход энергии излучения в этом случае на порядок выше и направленность его иная. Максимум приходится на углы от  $30^\circ$  до  $70^\circ$  и от  $110^\circ$  до  $150^\circ$ . Что касается ультрарелятивистского случая ( $\beta \approx 1$ ), то, как известно [2, 3], в этом случае в основном излучаются большие частоты, когда любая среда ведет себя как плазма с показателем преломления

$$n(\omega) = \sqrt{1 - (\omega_p^2/\omega^2)}, \quad (11)$$

где  $\omega_p = \sqrt{Ne^2/m_e \epsilon_0}$  — плазменная частота, и практически все излучение направлено вперед, во вторую среду.

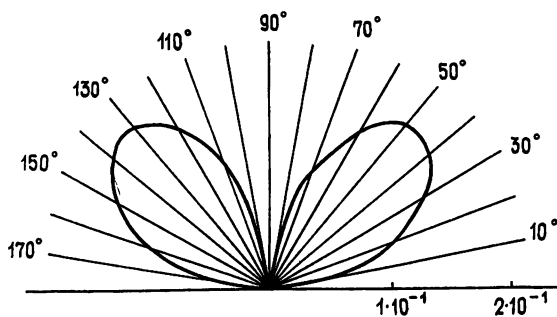


Рис. 2. Переход заряженной нити в гиротропную плазму,  $\beta = 0,8$ .

Критерием применимости граничных условий (2), как отмечено в работе [8], является малость величин  $a_{11}$ ,  $a_{12}$ ,  $a_{21}$ ,  $a_{22}$ . Из выражений для этих компонент тензора импеданса, приведенных в [5], следует, что при высоких частотах они стремятся к единице. Поэтому полученные результаты справедливы для не слишком больших частот.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л., Франк И. М. — ЖЭТФ, 1946, 16, с. 15.
2. Басс Ф. Г., Яковенко В. М. — УФН, 1965, 86, № 2.
3. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. — УФН, 1978, 126, № 4.
4. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий.— Ереван, 1977.
5. Курушин Е. П., Нефедов Е. И., Фиалковский А. Т. Дифракция электромагнитных волн на анизотропных структурах.— М.: Наука, 1975.
6. Болотовский Б. М., Воскресенский Г. В.— ЖТФ, 1964, 34, с. 11.
7. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме.— М.: Наука, 1967.
8. Хаскинд М. Д. — Радиотехника и электроника, 1961, 6, № 6.

Астраханский государственный педагогический институт

Поступила в редакцию 19 марта 1982 г.

УДК 538.574.6

#### ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

(О границах применимости и условиях регулярности обобщенной полутеневого асимптотики волнового поля в неоднородных средах)

В [1] получено равномерное асимптотическое решение волнового уравнения в плавно неоднородной среде, описывающее полутеневое поле с помощью функции параболического цилиндра  $D_{-\nu-1}(\zeta)$  и ее производной. В частном случае  $\nu=0$  это решение переходит во френелевскую полутеневую асимптотику [2-4], применимую в