

пунктирной — для  $\psi=0,707\pi$  и  $L=\lambda$ , штриховой — для  $\psi=0$  и  $L=\lambda$  и пунктирной — для  $\psi=0,707\pi$  и  $L=\lambda$ . Распределение тока на освещенной стороне при  $L=2\lambda$  практически совпадает с  $2H_{tg}^{над}$ , отклонения амплитуды тока от этого значения растут с уменьшением  $L$  и увеличением  $\psi$ . При  $\psi \neq 0$  резко возрастает амплитуда тока, затекающего в область тени.

При расчете поля в освещенной области компонента  $E_z$  определялась по формуле (2) в точках, расположенных по дуге окружности в дальней зоне в интервале углов  $-120^\circ \leq \varphi \leq 120^\circ$ . Диаграммы направленности нормировались по отношению к максимуму. Для сравнения: рассчитывалась также диаграмма направленности по методике [1] для  $L=\infty$ .

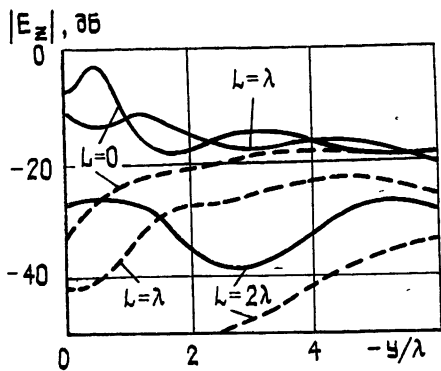
На рис. 2 приведены диаграммы направленности для  $L=\infty$  и  $L=\lambda/4$ . Сплошной линией даны диаграммы при  $\psi=0$  и  $L=\infty$ , штрихпунктирной — при  $\psi=0$  и  $L=\lambda/4$ , штриховой — при  $\psi=0,707\pi$  и  $L=\infty$  и пунктирной — при  $\psi=0,707\pi$  и  $L=\lambda/4$  (в двух последних вариантах направление максимума соответствует  $\varphi=45^\circ$ ). Диаграммы направленности для конечного размера  $L$  отличаются от случая  $L=\infty$  возрастанием уровня боковых лепестков и увеличением излучения вблизи  $\varphi=\pm 90^\circ$ . Различия растут с уменьшением  $L$  и увеличением  $\psi$ . Наибольшие различия имеются вблизи  $\varphi=\pm 90^\circ$ . Хорошее совпадение с приближенным расчетом [1] (возрастание уровня первых боковых лепестков не более чем на 1 дБ) получается для  $\psi=0$  при  $L \geq \lambda/4$ , а для  $\psi=0,707\pi$  при  $L \geq \lambda/2$ .

При исследовании поля в области тени компонента  $E_z$  рассчитывалась по формуле (2) на оси симметрии ( $x=0$ ) и в плоскости, отстоящей от оси симметрии на  $\lambda/4$  ( $x=\lambda/4$ ).

Зависимость ослабления поля по отношению к первичному от расстояния до рефлектора приведена на рис. 3 для нескольких вариантов размера  $L$  при  $\psi=0$ . Сплошные линии соответствуют плоскости  $x=0$ , а штриховые —  $x=\lambda/4$ . Видно, что на оси симметрии ослабление поля минимально, поскольку здесь дифрагировавшие в область тени поля складываются в фазе. На расстоянии  $\lambda/4$  от оси симметрии вблизи рефлектора дифрагировавшие поля противофазны, поэтому ослабление здесь максимально.

Полученные результаты могут быть использованы для оценки уровня излучения под углами, близкими к  $\varphi=\pm 90^\circ$ , и уровня боковых лепестков в диаграмме направленности сканирующих антенных решеток с рефлектором конечных размеров, а также оценки экранирующих свойств рефлектора.

Рис. 3.



#### ЛИТЕРАТУРА

1. Айзенберг Г. З. Коротковолновые антенны. — М.: Связьиздат, 1962, с. 289
2. Пименов Ю. В., Метрикин Р. А. — Электросвязь, 1974, № 12, с. 54
3. Давыдов А. Г., Захаров Е. В., Пименов Ю. В. — ДАН СССР, 1981, 261, № 2, с. 338.
4. Назарчук З. Т. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 4, с. 701
5. Инспекторов Э. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 10, с. 1099
6. Инспекторов Э. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 4, с. 480.

Гомельский государственный университет

Поступила в редакцию  
10 марта 1983 г.,  
после сокращения  
3 октября 1983 г.

УДК 621.372.8.09

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНЫ В ВОЛНОВОДЕ С ДВИЖУЩЕЙСЯ ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДОЙ

Э. Д. Газазян, Э. М. Лазиев, А. Д. Тер-Погосян

В работе [1] была определена плотность энергии  $E$ - и  $H$ -типов волн, распространяющихся в регулярном волноводе, заполненном движущейся средой. Предполагалось, что в системе отсчета, где среда покоится, она обладает временной диспер-

ней. Однако в [1] не было учтено, что временная дисперсия в системе покоя среды приводит к появлению пространственной дисперсии в лабораторной системе, связанной со стенками волновода. С учетом пространственной дисперсии действие оператора  $\hat{f}$ , введенного в [1], на вектор  $E$  (или  $H$ ) приведет к следующему:

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial t} E = i\omega f(\omega') E + \frac{\partial [\omega f(\omega')]}{\partial \omega} \frac{\partial E_0}{\partial t} \exp [i(\omega t - kr)] - \omega \frac{\partial f(\omega')}{\partial k} \nabla E_0 \exp [i(\omega t - kr)]. \quad (1)$$

Из-за третьего слагаемого в (1) в соотношении Пойнтинга появляется поток энергии  $S_1$ , обусловленный пространственной дисперсией:

$$-\operatorname{div}(\bar{S}_0 + \bar{S}_1) = \partial \bar{W} / \partial t. \quad (2)$$

Здесь

$$\bar{S}_0 = (c/8\pi) \operatorname{Re} [EH^*],$$

$$\begin{aligned} \bar{S}_1 = & -\operatorname{Re} \frac{\omega}{16\pi} \left\{ (1 - \beta^2) \left[ \frac{\partial}{\partial k} \left( \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon\mu\beta^2} \right) EE^* + \frac{\partial}{\partial k} \left( \frac{\mu}{1 - \varepsilon\mu\beta^2} \right) HH^* \right] - \right. \\ & - \frac{\partial}{\partial k} \left( \frac{\varepsilon(\varepsilon\mu - 1)}{1 - \varepsilon\mu\beta^2} \right) (\beta E)(\beta E^*) - \frac{\partial}{\partial k} \left( \frac{\mu(\varepsilon\mu - 1)}{1 - \varepsilon\mu\beta^2} \right) (\beta H)(\beta H^*) - \\ & \left. - 2 \frac{\partial}{\partial k} \left( \frac{\varepsilon\mu - 1}{1 - \varepsilon\mu\beta^2} \right) (\beta [EH^*]) \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

а выражение для плотности энергии  $W$  приведено в [1].

Исходя из физического содержания (2), необходимо, в отличие от работы [1], вектору

$$S = S_0 + S_1 \quad (4)$$

приписать смысл плотности потока энергии. При  $\beta = 0$  и  $\mu = 1$  (3) совпадает с выражением для потока, приведенным в [2].

Направив скорость движения среды вдоль оси  $z$  ( $\beta = (0, 0, \beta)$ ), упростим выражение (3):

$$\begin{aligned} \bar{S}_1 = & -\operatorname{Re} \frac{\omega}{16\pi} \left\{ \frac{\partial \varepsilon}{\partial k} E_z E_z^* + \frac{\partial \mu}{\partial k} H_z H_z^* - 2\beta \frac{\partial}{\partial k} \left( \frac{\varepsilon\mu - 1}{1 - \varepsilon\mu\beta^2} \right) [EH^*]_z + (1 - \beta^2) \times \right. \\ & \left. \times \left[ \frac{\partial}{\partial k} \left( \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon\mu\beta^2} \right) (E_x E_x^* + E_y E_y^*) + \frac{\partial}{\partial k} \left( \frac{\mu}{1 - \varepsilon\mu\beta^2} \right) (H_x H_x^* + H_y H_y^*) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Дальнейшее приложение к случаю волновода, заполненного движущейся дисперсной средой, выполняется по указанному в [1] способу. При этом получается следующее выражение для полного потока энергии  $E$ -волны:

$$\bar{S}_z = \operatorname{Re} \frac{\varepsilon\omega}{8\pi(1 - \beta^2)c\gamma^2} \left\{ (1 - \beta^2) c\gamma - \Phi \left[ \frac{\Phi}{2c} \frac{\partial(\varepsilon\mu)}{\partial \gamma} - \beta(\varepsilon\mu - 1) \right] \right\} E_z E_z^*. \quad (6)$$

Здесь  $\gamma$  — постоянная распространения,  $\kappa$  — поперечное волновое число,  $\Phi = \omega - \gamma v$ ,  $v = \beta c$ , ось  $z$  совпадает с осью волновода. (Аналогичное выражение для  $H$ -волны получается заменой  $E_z \rightarrow H_z$ ,  $\varepsilon \leftrightarrow \mu$ .)

Групповая скорость волны, определенная из дисперсионного уравнения в движущейся среде, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} v_{grz} = \frac{d\omega}{d\gamma} = & c \left\{ (1 - \beta^2) c\gamma - \Phi \left[ \frac{\Phi}{2c} \frac{\partial(\varepsilon\mu)}{\partial \gamma} - \beta(\varepsilon\mu - 1) \right] \right\} \times \\ & \times \left\{ (1 - \beta^2) \omega + \Phi \left[ \frac{\Phi}{2} \frac{\partial(\varepsilon\mu)}{\partial \omega} + \varepsilon\mu - 1 \right] \right\}^{-1}; \end{aligned} \quad (7)$$

Для плотности энергии волны справедливо выражение, полученное в [1], а именно:

$$\bar{W} = \operatorname{Re} \frac{\varepsilon\omega}{8\pi(1 - \beta^2)c^2\gamma^2} \left\{ (1 - \beta^2) \omega + \Phi \left[ \frac{\Phi}{2} \frac{\partial(\varepsilon\mu)}{\partial \omega} + \varepsilon\mu - 1 \right] \right\} E_z E_z^*. \quad (8)$$

Сравнив (6), (7) и (8), убедимся в выполнении соотношения

$$\bar{S}_z = \bar{W}v_{\text{гpz}}. \quad (9)$$

Рассмотрим частный случай, когда волновод заполнен движущейся холодной плазмой. В системе покоя плазмы

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega')^2} = 1 - \frac{(1 - \beta^2) \omega_p^2}{(\omega - \gamma v)^2}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}, \quad \mu = 1. \quad (10)$$

Поскольку

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} = \frac{2(1 - \beta^2) \omega_p^2}{(\omega - \gamma v)^3}, \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial \gamma} = - \frac{2v(1 - \beta^2) \omega_p^2}{(\omega - \gamma v)^3}, \quad (11)$$

можем записать следующие энергетические характеристики\*  $E$ -волны в волновод с движущейся плазмой:

$$\bar{S}_z = \text{Re}(\epsilon \omega \gamma / 8\pi \kappa^2) E_z E_z^*; \quad (12)$$

$$\bar{W} = \text{Re}(\epsilon \omega^2 / 8\pi c^2 \kappa^2) E_z E_z^*; \quad (13)$$

$$v_{\text{гpz}} = c^2 \gamma / \omega. \quad (14)$$

В случае распространения  $H$ -волны достаточно в (12)—(14) заменить  $E_z$  на  $H_z$ ,  $\epsilon$  на 1

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Газазян Э. Д., Лазиев Э. М., Тер-Погосян А. Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 5, с. 615.
2. Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов — М.: Наука, 1965.
3. Газазян Э. Д., Лазиев Э. М., Тер-Погосян А. Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 10, с. 1517.

Поступила в редакцию  
18 октября 1982 г.,  
после доработки  
28 июня 1983 г