

УДК 535:621.372.81.09

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ, ЗАПОЛНЕННОМ ГИРОТРОПНОЙ СРЕДОЙ

О. С. ЕРИЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 июля 1992 г.)

Рассмотрено распространение электромагнитной волны в круглом волноводе, заполненном средой, описываемой нелокальной связью между индукцией и полем. Показано, что в таком волноводе имеет место необратимость волн.

## 1. Введение

В средах, обладающих право-левой асимметрией пространственной структуры и магнитооптической активностью, имеет место необратимость волн [1] (изменение по абсолютной величине параметров, характеризующих данное свойство, при изменении направления распространения на обратное), признаком которой является присутствие нечетных степеней компонент волнового вектора в дисперсионном уравнении. Необратимость в таких средах была исследована в работах [1] для свободных волн в неограниченном пространстве и в присутствии плоских границ. В настоящей работе показано, что необратимость волн имеет место также в волноводе, заполненном средой, описываемой нелокальной связью между индукцией и полем [2,3]. Такая связь проявляется, как известно, в оптической области длин волн, в которой отношение  $b/\lambda$  еще не так мало, чтобы эффекты пространственной дисперсии стали незаметными. Здесь  $\lambda$ —длина волны,  $b$ —характерные расстояния, на которые простирается от данной точки среды поляризующее действие того поля, которое имеется в этой точке. Из-за больших величин  $\lambda$  в области СВЧ, для которой предназначены волноводы, проявления пространственной дисперсии в указанной области, конечно, трудно ожидать. Поэтому ниже, используя нелокальную связь между полем и индукцией, мы будем иметь в виду искусственные среды.

## 2. Волновое уравнение

Рассмотрим распространение электромагнитной волны частоты  $\omega$  в круглом волноводе. Волновод заполнен средой, описываемой материальными уравнениями

$$D = \epsilon E + \gamma \operatorname{rot} E, \quad (1)$$

$$B = H.$$

Аналогичная задача для волновода в присутствии магнитооптической активности (а не пространственной дисперсии) решена в работе [4].

Направим ось  $z$  цилиндрической системы координат  $r, \varphi, z$  вдоль оси волновода. Благодаря однородности по координатам  $z$  и  $\varphi$  зависимость полей от этих координат будет иметь вид  $e^{i(k_z z + n\varphi)}$ . Поэтому электрическое и магнитное поля могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned} E(r, \varphi, z, t) &= E(r) \cdot e^{i(k_z z + n\varphi - \omega t)}, \\ H(r, \varphi, z, t) &= H(r) \cdot e^{i(k_z z + n\varphi - \omega t)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $n$  — целое число,  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ .

Из уравнений Максвелла, с использованием материальных уравнений (1), получаем:

$$\Delta^2 E_z - [2a^2 \varepsilon + k_z^2] - a^4 \gamma^2 E_z + [(a^2 \varepsilon + k_z^2)^2 - a^4 \gamma^2 k_z^2] E_z = 0, \quad (3)$$

$$\text{где } a = i \frac{\omega}{c}, \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}.$$

На стенках волновода тангенциальные компоненты электрического поля ( $E_z, E_\varphi$ ) равны нулю. С использованием условия  $E_z = 0$  условие  $E_\varphi = 0$  запишется в виде:

$$(a^2 \varepsilon + k_z^2) \frac{\partial(\Delta E_z)}{\partial r} - a^2 \frac{n}{r} \gamma k_z \Delta E_z - [(a^2 \varepsilon + k_z^2)^2 - a^4 \gamma^2 k_z^2] \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0 \quad (4)$$

при  $r = R$ , где  $R$  — радиус волновода.

Уравнение для  $k_z$  получается подстановкой общего решения уравнения (3) в (4).

### 3. Обсуждение

При изменении знака  $n, \gamma$  или  $k_z$  второй член в (4)  $\left( a^2 \frac{n}{r} \gamma k_z \Delta E_z \right)$  меняет знак. Изменение знака  $\gamma$  означает изменение направления обхода эллипса поляризации. Изменение знака  $\gamma$  означает переход от одной среды, у которой больше фазовая скорость правополяризованной волны, к другой среде, у которой больше фазовая скорость левополяризованной волны. При такой замене среды другой средой меняется и абсолютное значение  $k_z$  (при фиксированной поляризации, т. е. при фиксированном  $n$ ). Но такое изменение значения  $k_z$  следует из уравнения (4). А именно, при замене  $\gamma \rightarrow -\gamma$  само уравнение (4) меняется в силу изменения знака перед упомянутым вторым членом в (4). Но так как этот член меняет знак также при изменении направления распространения на обратное, а изменение знака перед этим членом приводит к изменению абсолютного значения  $k_z$ , то имеет место необратимость волн.

Это заключение, основанное на уравнении (4), следует также из дисперсионного уравнения, которое содержит первую степень  $k_z$  и,

следовательно, инвариантно относительно изменения направления распространения на обратное.

В случае мнимых  $k_z$  необратимость приводит к неодинаковому затуханию прямой и обратной волн при фиксированном  $n$ .

Изменение фазовой скорости при изменении направления распространения на обратное имеет место также для свободной волны (этим свойством мы пользовались при рассуждениях, приведенных в настоящем пункте). Но присутствие стенок волновода вносит новую особенность, связанную с тем, что распространение волн несвободное, и присутствие стенок волновода по-разному сказывается на затухании прямой и обратной волн, о чем было сказано выше.

Рассмотрим слой толщины  $d$  в волноводе, обладающий необратимостью волн. Если  $k_z$  мнимо, то имеет место затухание волн при прохождении через слой. В отсутствие истинного поглощения прохождение через слой имеет характер просачивания, т. е. доля энергии, не прошедшая вперед, отражается назад. Пусть прямая волна, после прохождения через слой, отражается назад. Тогда из-за разного затухания прямой и обратной волн их интенсивности  $J_0$ ,  $J_1$  ( $J_0$  — интенсивность прямой волны, падающей на слой,  $J_1$  — интенсивность обратной волны, отраженной назад) будут разные. В этом можно убедиться непосредственным расчетом, который особенно прост при неучете френелевских отражений от слоя и интерференционных эффектов и приводит к соотношению  $J_1 = J_0 e^{(\alpha_0 - \alpha_1)d}$  ( $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  — коэффициенты затухания для прямой и обратной волн) между указанными интенсивностями.

Следует подчеркнуть, что в случае волновода, заполненного магнитоактивной средой [4], необратимости нет.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. О. С. Ерицян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 3, 217 (1968); 4, 180 (1969); УФН, 138, 645 (1982); Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов, Ереван, 1988.
2. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., Наука, 1974.
3. Ф. И. Федоров. Теория гиротропии. Минск, 1976.
4. М. А. Гинзбург. ДАН СССР, 95, 489 (1954).

### THE PROPAGATION OF ELECTROMAGNETIC WAVE IN CIRCULAR WAVEGUIDE FILLED WITH GYROTROPIC MEDIUM

H. S. ERITSYAN

The propagation of electromagnetic wave in circular waveguide filled with a gyrotropic material was considered. It was shown that in such waveguide the waves irreversibility takes place. The physical reason of irreversibility origin is discussed.