Известия НАН Армении, Физика, т.33, №6, с. 274-278 (1998)

УДК 535:621.372

ВОЛНОВОД, ЗАПОЛНЕННЫЙ ИСКУССТВЕННОЙ ГИРОТРОПНОЙ СРЕДОЙ

О. М. АРАКЕЛЯН, А. А. ГЕВОРГЯН, О. С. ЕРИЦЯН, Г. А. ТОВМАСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 июля 1997г.)

Рассмотрено распространение электромагнитной волны в круглом волноводе, заполненном средой, имитирующей молекулярную оптическую активность в области сверхвысоких частот. Получено уравнение для постоянной распространения.

1. Введение

Пространственная дисперсия диэлектрической проницаемости, обуславливающая естественную оптическую активность (естественную гиротропию), проявляется в видимой области длин волн [1-3]. При переходе к области более длинных волн эффекты естественной гиротропии быстро зануляются. Поэтому в области сверхвысоких частот (СВЧ) приходится говорить только об искусственных средах, имитирующих гиротропию [4]. Что касается пространственной дисперсии магнитной проницаемости, то она обычно начинается с квадратичных по компонентам волнового вектора членов [5] и поэтому не приводит к гиротропии.

При исследовании волноводного распространения обычно уделяется внимание только одному из двух широко распространенных типов гиротропии (гиротропия, наведенная магнитным полем и гиротропия, обусловленная право-левой асимметрией пространственной структуры среды), а именно, магнитооптической активности [6-9]. Между тем структурная гиротропия (т.е. гиротропия, обусловленная право-левой асимметрией пространственной структуры среды) представляет самостоятельный интерес благодаря тому, что отличается по своей природе от магнитооптической активности. Эти два проявления гиротропии отличаются даже по внешнему признаку – по повороту плоскости поляризации, общему для обеих типов сред: в магнитоактивных средах направление вращения плоскости поляризации определяется направлением внешнего магнитного поля, а в структурно гиротропных средах – направлением распространения волн. Это отличие, в сочетании с особенностью волноводного распространения – с существованием критической длины волны, проявляется сразу же, как только приступаем к изучению распространения волн: уравнение для постоянной распространения содержит нечетную (первую) ее степень, что означает неэквивалентность прямого и обратного направлений распространения.

Исследование волноводного распространения в средах со структурной гиротропией представляет интерес, на наш взгляд, в связи с указанной неэквивалентностью. С практической точки зрения такая неэквивалентность может быть использована для создания элементов, поразному воздействующих на прямую и обратную волны (например, вводящих разные набеги фаз в эти волны). Получение и анализ уравнения для постоянной распространения – цель настоящей работы.

2. Уравнение для постоянной распространения k_z

Право-левая асимметрия пространственной структуры среды, приводящая к гиротропии, может быть обусловлена асимметричным расположением сравнительно простых элементов среды (имеющих, например, эллипсоидальную форму) друг относительно друга [4], а также праволевой асимметрией самих элементов, распределенных в пространстве хаотично и имеющих хаотическую ориентацию. Второй вариант рассмотрен, например, в [10]: элементы среды – отрезки винтовых спиралей, сделанных из проводника. Необходимая для существования гиротропии нелокальность действия электрического и магнитного полей осуществляется благодаря электропроводности. В [11] рассмотрены среды, в которых нелокальность обусловлена передачей намагниченного состояния из одной части элемента в другую. Такие среды отличаются от сред из проводящих спиралей малой электропроводностью, если элементы сделаны из феррита. Сами элементы имеют вид отрезков спирали, как у среды, рассмотренной в [10]. В [11] показано, что намагниченность среды содержит слагаемое $\gamma_m\,\mathrm{rot}\mathbf{H}$ ($\mathbf{H}$ – магнитное поле волны), что дало основание описать такие среды материальными уравнениями

$$\begin{aligned} &\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} + \gamma_e \mathrm{rot}\mathbf{E}, \\ &\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} + \gamma_m \mathrm{rot}\mathbf{H}, \quad \varepsilon\gamma_m = \mu\gamma_e, \end{aligned} \tag{1}$$

из которых мы будем исходить (см. [2]).

В рамках этих уравнений граничные условия для тангенциальных компонент полей (эти условия используются при получении уравнения для постоянной распространения) и вектор плотности потока энергии имеют обычный вид (о разных формулировках материальных уравнений см. [2]).

Метод получения уравнения для k_z аналогичен разработанному в [6]. Для постоянной распространения в случае монохроматической волны, распространяющейся в круглом волноводе, заполненном средой (1), получаем следущее уравнение:

$$\begin{aligned} &a_1[u_1^3 I_n'(u_1R) + Qu_2^3 I_n'(u_2R)] + a_2[u_1^2 I_n(u_1R) + Qu_2^2 I_n(u_2R)] - \\ &-a_3[u_1 I_n'(u_1R) + Qu_2 I_n'(u_2R)] = 0, \end{aligned} \tag{2}$$

где

$$a_1 = \frac{\omega^2}{c^2}q^2\mu\varepsilon - k_z^2 - \frac{\omega^4}{c^4}q^2G^2, \qquad a_2 = -2\frac{\omega^2}{c^2}q\frac{n}{R}k_zG,$$

$$a_3 = (k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}q^2\varepsilon\mu)^2 + 2\frac{\omega^4}{c^4}q^2G^2(k_z^2 + \frac{\omega^2}{c^2}q^2\varepsilon\mu), \qquad Q = -\frac{I_n(u_1R)}{I_n(u_2R)}, \tag{3}$$

$$q = (1 - \frac{\omega^2}{c^2}\gamma_e\gamma_m)^{-1}, \qquad G = \frac{1}{2}(\varepsilon\gamma_m + \mu\gamma_e) = \varepsilon\gamma_m = \mu\gamma_e,$$

R – радиус волновода, ось которого направлена вдоль оси z, $I_n(u_{1,2}r)$ – функции Бесселя n-ого порядка, r – расстояние данной точки волновода от его оси,

$$u_{1,2}^2 = \left(\frac{\omega}{c}q\sqrt{\varepsilon\mu} \pm \frac{\omega^2}{c^2}qG\right)^2 - k_z^2, \qquad I_n'(u_{1,2}R) = \left(\frac{\partial I_n(u_{1,2}r)}{\partial(u_{1,2}r)}\right)_{r=R}, \tag{4}$$

ω – частота волны.

Продольная компонента электрического поля при заданном n представится в виде:

$$E_z(r,\varphi,z,t) = A[I_n(u_1r) + QI_n(u_2r)]\exp i(k_zz + n\varphi - \omega t). \tag{5}$$

Это – общее решение дифференциального уравнения для E_z:

$$\begin{gathered}\nabla^4 E_z + 2\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu q^2 - k_z^2 + \frac{\omega^4}{c^4}q^2G^2\right)\nabla^2 E_z + \\ +\left[\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu q^2 - k_z^2 + \frac{\omega^4}{c^4}q^2G^2\right)^2 - 4\frac{\omega^6}{c^6}q^4\varepsilon\mu G^2\right]E_z = 0\end{gathered} \tag{6}$$

(∇ – двухмерный оператор Лапласа в плоскости x, y). Компоненты E_φ, E_r, H_φ, H_r, H_z выражаются через E_z с помощью уравнений Максвелла. Вывод уравнения (6), а также соотношений, выражающих компоненты H и E_φ, E_r через E_z, мы не приводим, так как с математической точки зрения имеется полная аналогия с работой [6].

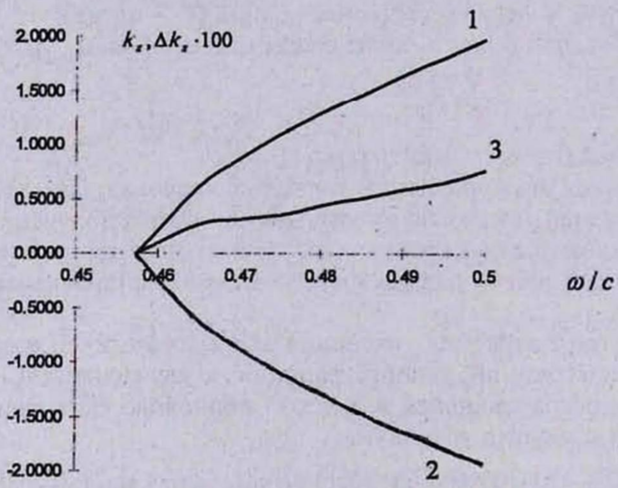

Рис.1.

В отличие от волновода, заполненного продольно намагниченной магнитоактивной средой [6], в волноводе, заполненном средой (1) с пространственной дисперсией, два взаимно противоположных направления распространения не эквивалентны: для одной и той же моды, соответствующей фиксированному значению $n \neq 0$, модули постоянной распространения k_z неодинаковы для прямой и обратной волн в волноводе. Это обусловлено присутствием k_z в нечетной степени в (2): $a_2 = -2(\omega^2/c^2)q(n/R)k_zG$. Такая невзаимность, известная для естественно гиротропной среды (также описываемой уравнениями вида (1)) в случае свободного распространения, в случае волноводного распространения приобретает особенность, обусловленную существованием критической частоты. А именно, на фиксированной частоте имеем разные отстройки величины k_z от ее критического значения $k_z = 0$ (при котором невозможно распространение волны), соответствующие прямой и обратной волнам.

На рис.1 приведены кривые частотной зависимости k_z. Кривая 1 описывает зависимость k_z от ω для прямой волны, кривая 2 – для обратной волны, кривая 3 – зависимость разности модулей k_z для прямой и обратной волн от ω при $n = 1$ и следующих значениях параметров среды: $\varepsilon = 6$, $\mu = 1{,}2$, $G = 0{,}006$. Радиус волновода $R = 1{,}5$ см.

3. Обсуждение

В уравнении, определяющем k_z для волновода с магнитоактивной средой, первая степень k_z отсутствует, в то время как для среды (1) такая степень имеется. Такое различие обусловлено различным характером гиротропии для среды (1) и магнитоактивной среды. А именно, фазовая скорость волны (поляризованной по правому или левому кругу) в магнитоактивной среде меняется, когда меняется направление обхода вектора электрической индукции вокруг направления внешнего магнитного поля (для простоты полагаем, что последнее параллельно направлению распространения), в то время как фазовая скорость в среде (1) меняется, когда меняется указанное выше направление обхода вокруг направления распространения. Исходя из этого, рассмотрим точки на оси волновода. При фиксированном n направление обхода вокруг направления оси z одинаково для прямой и обратной волн и составляет правовинтовую или левовинтовую систему. При изменении направления распространения на обратное правизна этого обхода (обход по правому или по левому винту) вокруг направления магнитного поля остается неизменной, поэтому в магнитоактивной среде $|k_{z\ \text{прям.}}| = |k_{z\ \text{обр.}}|$. Но в среде (1) при неизменном n направление упомянутого обхода вокруг направления распространения меняется, когда меняется это направление на обратное. Поэтому $|k_{z\ \text{прям.}}| \neq |k_{z\ \text{обр.}}|$.

Указанное различие выражено в самих материальных уравнениях. Так, в простейшем случае изотропной магнитоактивной среды связь между **D** и **E** может быть записана в виде [1]

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} + i[\mathbf{gE}], \tag{7}$$

(**g** – вектор гирации, направленный вдоль внешнего магнитного поля). Для изотропной среды со структурной гиротропией имеем [1]

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} + \mathbf{i}\gamma[\mathbf{kE}] \tag{8}$$

(γ – псевдоскаляр). Уравнение (7) не меняется при замене $\mathbf{k} \to -\mathbf{k}$, в то время как уравнение (8) меняется.

Отметим, что указанное отличие между уравнениями (7) и (8) является выражением известного в оптике факта: при распространении плоскополяризованного света “туда и обратно” магнитооптические повороты складываются, а при распространении в естественно гиротропной среде – вычитаются, и результирующий поворот равен нулю.

В аспекте сказанного представляет интерес рассмотрение распространения электромагнитной волны в волноводе, заполненном средой, обладающей необратимостью волн [12], имеющей место при одновременном присутствии право-левой асимметрии пространственной структуры среды и магнитооптической активности. Эта задача будет рассмотрена в следующем сообщении.

Работа выполнена в рамках темы 96-896, финансируемой из централизованных источников РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. **М.В.Волькенштейн**. Молекулярная оптика. М.-Л., ГИТТЛ, 1951.
2. **Ф.И.Федоров**. Теория гиротропии. Минск, Наука и техника, 1976.
3. **В.М.Агранович, В.Л.Гинзбург**. Кристаллооптика с учетом пространственой дисперсии и теория экситонов. М., Наука, 1979.
4. **Н.А.Хижняк**. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев, Наукова думка, 1988.
5. **А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский**. Спиновые волны. М., Наука, 1967.
6. **М.А.Гинцбург**. ДАН СССР, **95**, 489 (1954).
7. **А.Г.Гуревич**. Ферриты на сверхвысоких частотах. М., ГИФМЛ, 1960.
8. **А.Л.Микаэлян**. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М.-Л., Госэнергоиздат, 1963.
9. **Д.И.Семенцов, А.И.Шутый, О.В.Иванов**. Радиотех. и электр., **41**, 421 (1996).
10. **D.L.Jaggard, A.R.Mikhelson, C.H.Papas**. Appl. Phys., **18**, 211 (1979).
11. **О.С.Ерицян**. Изв. НАН Армении, Физика, **33**, 115 (1998).
12. **О.С.Ерицян**, УФН, **138**, 645 (1982).

ԱՐՀԵՍՏԱԿԱՆ ԳԻՐՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՎ ԼՑՎԱԾ ԱԼԻՔԱՏԱՐ

Հ. Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Ա. Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Հ. Հ. ԹՈՎՄԱՍՅԱՆ

Դիտարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածումը կլոր ալիքատարում, որը լցված է գերբարձր հաճախությունների տիրույթում մոլեկուլային օպտիկական ակտիվությունը նմանակող միջավայրով: Ստացված է հավասարում տարածման հաստատունի համար:

WAVEGUIDE FILLED WITH AN ARTIFICIAL GYROTROPIC MEDIUM

H. M. ARAKELIAN, A. H. GEVORGIAN, H. S. ERITSYAN, H. H. TOVMASIAN

The propagation of electromagnetic wave in circular waveguide filled with an artificial medium imitating the natural gyrotropy is considered. The equation for the propagation constant is obtained.