

01;05

## Электромагнитные волны в магнитогиротропной киральной среде

© Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет  
Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники РАН  
E-mail: sannikov@sv.ulsu.ru

Поступило в Редакцию 8 октября 2007 г.

Рассмотрено распространение электромагнитных волн в магнитогиротропной среде, обладающей свойством киральности. Получены дисперсионные зависимости для собственных волн среды, выявлены условия достижения отрицательного показателя преломления. Проведен анализ прохождения волн через плоскопараллельную giroкиральную пластину, исследовано изменение угла поворота плоскости поляризации с учетом диссипации.

PACS: 41.20.-q

В последнее время ведутся активные исследования электродинамических свойств искусственных композиционных сред, обладающих рядом с частотной пространственной дисперсией в СВЧ-диапазоне [1,2]. Условия появления частотной (временной) и пространственной дисперсии определяются из сопоставления друг с другом характерных параметров поля, с одной стороны, и вещества — с другой. В случае временной дисперсии масштаб изменения поля во времени сравним с характерными временами (периодами) в среде (временем свободного пробега, релаксации и т.п.). Пространственная дисперсия возникает тогда, когда масштаб пространственной неоднородности поля, например длина волны или длина затухания, соизмерим с характерной „неоднородностью“ в веществе — расстоянием между атомами, длинами свободного пробега, когерентности, радиусом взаимодействия частиц и т.д. [3]. Одним из проявлений пространственной дисперсии является киральность, которую называют также пространственной дисперсией первого порядка [4]. Значение кирального параметра в искусственных средах может достигать значений порядка единиц. Такие среды могут использоваться для создания малоотражающих и маскирующих покрытий, заполнителей волноведущих структур в СВЧ-области [5]. В рабо-

тах [6,7] было указано на возможность получения в киральной среде отрицательного показателя преломления (ПП) и реализации обратных волн с необычными свойствами, а в статье [8] исследовано распространение собственных волн в магнитоэлектрической невзаимной киральной среде, однако численный анализ проведен в предположении о скалярности магнитной проницаемости. Наряду с этим представляет интерес исследование электромагнитных волн в киральных средах с конкретным видом магнитной гиротропии.

В настоящей работе проводится теоретический анализ особенностей распространения собственных электромагнитных волн в магнитогиротропной продольно-намагниченной киральной среде вблизи ферромагнитного резонанса. Исследуется прохождение волн через плоскопараллельную пластину на основе указанного композитного материала, в частности рассматривается изменение угла поворота плоскости поляризации волн (эффект Фарадея) с учетом диссипации в среде.

Материальные уравнения для гиротропной киральной среды, в которой гиротропия создается приложенным в продольном направлении внешним магнитным полем  $H_0$ , в общем случае можно записать в виде

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \overleftrightarrow{\varepsilon} \mathbf{E} - i\kappa \mathbf{H}, \\ \mathbf{B} = \overleftrightarrow{\mu} \mathbf{H} + i\kappa \mathbf{E}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  — напряженности, а  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{B}$  — индукции электрического и магнитного полей,

$$\overleftrightarrow{\varepsilon}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon & i\varepsilon_a & 0 \\ -i\varepsilon_a & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix}, \quad \overleftrightarrow{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

— тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей бигиротропной среды,  $\kappa$  — скалярный параметр киральности, который вводится феноменологически и может быть определен экспериментально путем измерения резонансной частоты или фазовой скорости собственных волн до и после внесения малых тел (например, спиральных электромагнитных частиц) в прямоугольный резонатор или цилиндрический волновод [2].

Рассмотрим плоскую монохроматическую волну частотой  $\omega$ , распространяющуюся в такой среде в положительном направлении оси  $z$  и имеющую гармоническую зависимость вида  $\exp[i(\omega t - kz)]$ , где  $k$  —

волновое число в среде. Используя уравнения Максвелла и соотношения (1), (2), запишем систему уравнений для компонент электрического и магнитного полей:

$$\begin{aligned} -kH_y + k_0\varepsilon E_x + ik_0\varepsilon_a E_y - ikk_0H_x &= 0, \\ kH_x - ik_0\varepsilon_a E_x + k_0\varepsilon E_y - ikk_0H_y &= 0, \\ -kE_y - k_0\mu H_x - ik_0\mu_a H_y - ikk_0E_x &= 0, \\ \kappa E_x + ik_0\mu_a H_x - k_0\mu H_y - ikk_0E_y &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $k_0 = \omega/c$  — волновое число в вакууме,  $c$  — скорость света. Систему связанных уравнений (3) можно свести к системе независимых уравнений для электрического и магнитного полей собственных волн  $F_{\pm} = F_x \pm iF_y \equiv (E_{\pm}, H_{\pm})$  с правой и левой (верхние и нижние знаки) круговыми поляризациями:

$$\begin{aligned} (k_{\pm} \mp k_0\kappa)E_{\pm} \pm ik_0\mu_{\pm}H_{\pm} &= 0, \\ (k_{\pm} \mp k_0\kappa)H_{\pm} \mp ik_0\varepsilon E_{\pm} &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Волновые числа для волн с правым и левым вращением плоскости поляризации определяются выражениями:

$$k_{\pm} = k_0n_{\pm} = k_0(\sqrt{\varepsilon_{\pm}\mu_{\pm}} \pm k), \quad (5)$$

где  $n_{\pm}$  — ПП соответствующих волн, а эффективные скалярные параметры среды с учетом частотных зависимостей соответствующих компонент тензоров  $\overleftrightarrow{\varepsilon}$  и  $\overleftrightarrow{\mu}$  определяются следующим образом [8,9]:

$$\varepsilon_{\pm} \equiv \varepsilon \pm \varepsilon_a = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega - \omega_g^2} \left(1 \pm \frac{\omega_g}{\omega}\right), \quad (6)$$

$$\mu_{\pm} \equiv \mu \pm \mu_a = 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H \mp \omega - i\alpha\omega}, \quad (7)$$

где  $\omega_p = \sqrt{4\pi ne^2/m}$  и  $\omega_g = eH_0/mc$  — плазменная и циклотронная (или гиро-) частоты,  $m$  и  $e$  — масса и заряд электронов,  $\Gamma$  — параметр затухания в системе плазмонов;  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ ,  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{ Ое}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  — гиромагнитное соотношение,  $4\pi M_0$  — намагниченность насыщения среды,  $\alpha = \Delta H/H_0$  — параметр релаксации в магнитной подсистеме,  $\Delta H$  — ширина линии ферромагнитного резонанса.

Анализ показывает, что при антипараллельности волновых векторов  $\mathbf{k}_\pm$  и вектора внешнего поля  $\mathbf{H}_0(\mathbf{k}_\pm \uparrow \downarrow \mathbf{H}_0)$  знаки у магнитных проницаемостей в (5) следует поменять на обратные:

$$k_\pm = k_0 n_\pm = k_0 (\sqrt{\varepsilon_\mp \mu_\pm} \pm \kappa). \quad (8)$$

Из (7) и (8) следует, в частности, что при скалярной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon > 0$  действительная часть ПП волны с левым вращением может стать отрицательной благодаря наличию киральности ( $\kappa \neq 0$ ) в магнитогиrotропной среде.

Гирокиральная среда с магнитной проницаемостью вида (7) может быть создана на основе продольно-намагниченного ферродиелектрика типа железоиттриевого граната, в котором на расстоянии  $l$ , сопоставимом с длиной волны  $\lambda$ , размещены проводящие спиральки (электромагнитные частицы) с эффективным размером  $d_s \cong l$  [5].

Рассмотрим прохождение плоской волны через продольно-намагниченный слой магнитогиrotропной киральной среды, расположенный перпендикулярно направлению распространения волны и ограниченный плоскостями  $z = 0$  и  $z = d$ , где  $d$  — толщина слоя. Пусть вектор намагниченности и волновой вектор антипараллельны, а вне слоя  $\varepsilon = \mu = 1$ . Используя (4), находим импедансы для волн с правым и левым вращением в гирокиральной среде  $\xi_\pm$  и вакууме  $\xi_{0\pm}$ :

$$\xi_\pm = E_x/E_y = H_x/H_y = \mp i \sqrt{\mu_\mp/\varepsilon_\mp}, \quad \xi_{0\pm} = \pm i. \quad (9)$$

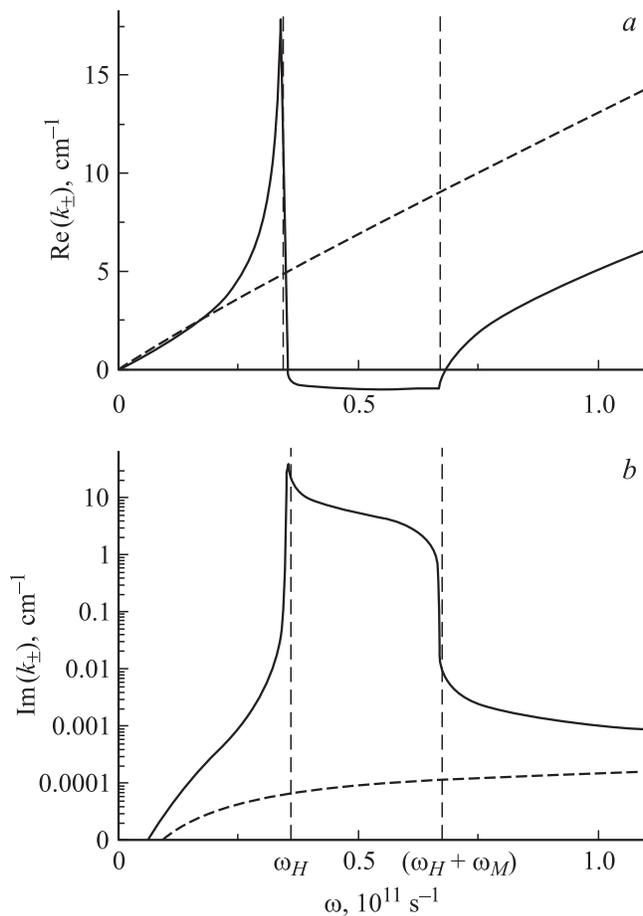
Следуя [9], запишем выражение для угла вращения плоскости поляризации:

$$\theta_t = \frac{1}{2} [\arg(D_+) - \arg(D_-)]. \quad (10)$$

Коэффициенты прохождения определяются следующим образом:

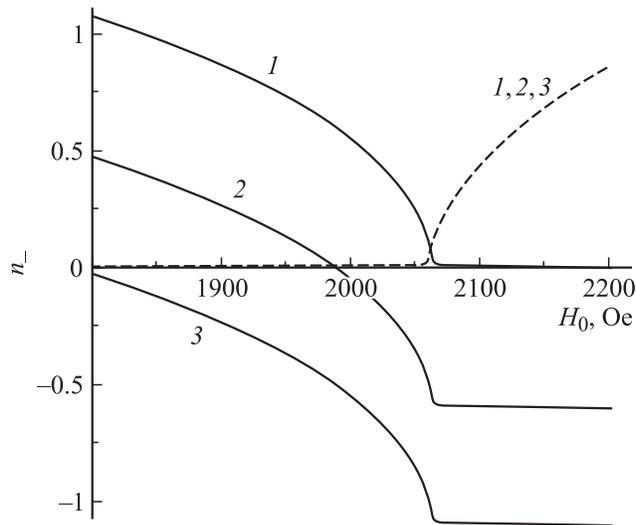
$$D_\pm = \{ \cos(k_\pm d) + 0.5i [(\xi_\pm/\xi_{0\pm}) + (\xi_{0\pm}/\xi_\pm)] \sin(k_\pm d) \}^{-1}. \quad (11)$$

Для численного анализа в качестве гирокиральной среды выберем иттриевый феррит-гранат  $Y_3Fe_5O_{12}$  с внедренными киральными включениями. Тензорный характер диэлектрической проницаемости у подобных материалов проявляется, как правило, только с ближнего ИК-диапазона, а в рассматриваемой области (СВЧ-диапазон) ее можно считать скалярной величиной, имеющей значение  $\varepsilon = 9$ . Неизменными



**Рис. 1.** Частотные зависимости действительной (*a*) и мнимой (*b*) частей волнового числа собственных волн с правым (пунктирные кривые) и левым (сплошные кривые) вращением плоскости поляризации;  $H_0 = 2000$  Ое,  $\kappa = 0.6$ .

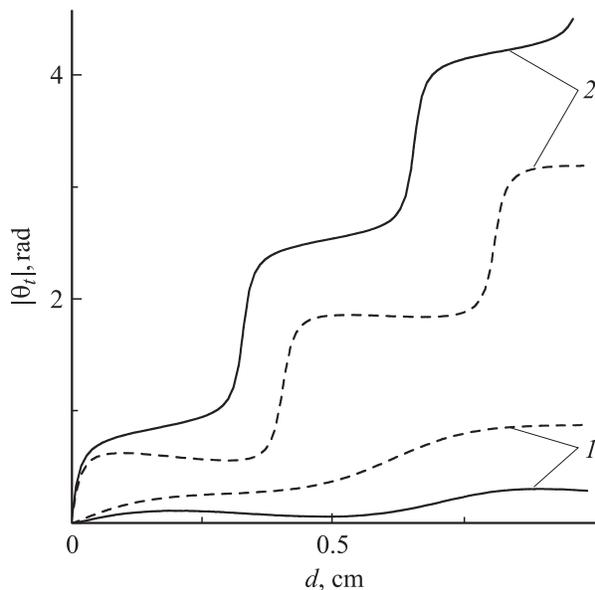
будем считать намагниченность насыщения  $4\pi M_0 = 1800$  Г и ширину резонансной линии  $\Delta H = 0.4$  Ое [10]. Полагаем, что в рассматриваемой частотной области киральный параметр  $\kappa$  среды практически постоянен, а среда намагничена до насыщения, т. е. доменная структура отсутствует.



**Рис. 2.** Зависимости действительной (сплошные кривые) и мнимой (пунктир) частей показателя преломления для волны с левым вращением от напряженности внешнего магнитного поля.

Ограничим рассмотрение наиболее интересной ситуацией, при которой  $\mathbf{k}_{\pm} \uparrow \downarrow \mathbf{H}_0$ .

На рис. 1 показаны дисперсионные зависимости для действительной (рис. 1, *a*) и мнимой (рис. 1, *b*) частей волнового числа собственных волн с правым (пунктирные кривые) и левым (сплошные кривые) вращением плоскости поляризации при  $H_0 = 2000$  Oe и  $\kappa = 0.6$ . Из представленных зависимостей следует, что для волны с правым вращением, слабозатухающей во всей рассматриваемой частотной области, действительная часть волнового числа имеет практически линейную зависимость от частоты, аналогичную закону дисперсии для волн в средах с частотно-независимой магнитной проницаемостью. „Низкочастотная“ ветвь  $\text{Re}(k_-)$  волны с левым вращением, расположенная слева от резонансной частоты  $\omega_H$ , отвечает спиновым колебаниям, тогда как „высокочастотную“ ветвь (справа от частоты  $\omega_H + \omega_M$ ), которая неограниченно возрастает с ростом частоты, называют „электромагнитной“ [9]. Внутри частотного интервала  $(\omega_H, \omega_H + \omega_M)$ , которому соответствует



**Рис. 3.** Зависимости фарадеевского угла вращения от толщины киральной ( $\kappa = 0.8$ , сплошные кривые) и некиральной ( $\kappa = 0$ , пунктир) магнитогиротропной пластины.

интервал значений магнитного поля  $H_0$  от  $\omega/\gamma$  до  $\omega/\gamma - 4\pi M_0$ , ПП  $n_-$  волны с левым вращением становится отрицательным, причем в области частот  $\Delta\omega = 0.670 \div 0.682 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$  затухание становится незначительным ( $\text{Im}(k_-) < 0.1 \text{ cm}^{-1}$ ).

На рис. 2 приведены зависимости действительной (сплошные кривые) и мнимой (пунктир) ПП для волны с левым вращением от напряженности внешнего магнитного поля при  $\omega = 0.68 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$  и разных значениях киральности  $\kappa = 0, 0.6, 1.1$  (кривые 1, 2, 3). Видно, что в некиральной среде ПП всегда положителен, тогда как увеличение параметра киральности приводит к смещению ПП в область отрицательных значений, причем величина внешнего магнитного поля в данном случае существенно влияет на знак ПП.

На рис. 3 приводятся зависимости модуля фарадеевского угла вращения от толщины киральной ( $\kappa = 0.8$ , сплошные кривые) и неки-

ральной ( $\kappa = 0$ , пунктир) магнитогиротропной пластины, построенные для параметров  $H_0 = 2000$  Ое,  $\omega = 0.25 \cdot 10^{11}$  и  $0.68 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$  (кривые 1 и 2). Как следует из приведенных кривых, угол поворота плоскости поляризации имеет во всех случаях нелинейную зависимость от толщины слоя и носит ступенчатый характер. На частоте  $\omega = 0.25 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$  действительные части ПП для обеих собственных волн в пластине положительны, при этом величина  $|\theta_t|$  для некиральной пластины больше, чем для киральной (кривые 1). Особенностью прохождения волны с частотой  $\omega = 0.68 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$  ( $n_- < 0$ ) через киральную пластину является существенное увеличение (более  $100^\circ$ ) фарадеевского угла вращения от толщины пластины по сравнению с некиральной. Эта особенность может быть использована при создании новых поляризационных устройств СВЧ-диапазона на основе гирокиральных материалов.

В заключение отметим, что внедрение киральных электромагнитных частиц, по-видимому, технологически проще осуществить в матрицу на основе поли-, а не монокристаллического ферродиэлектрика. Недостатком поликристаллов является большая ширина их резонансной линии  $\Delta H \cong 10 \div 10^3$  Ое [10], что, как показывает анализ, приводит к сильному поглощению соответствующей собственной волны с отрицательным ПП в гирокиральном материале.

## Список литературы

- [1] Третьяков С.А. // РЭ. 1994. Т. 39. № 10. С. 1457–1470.
- [2] Каценеленбаум Б.З., Кориунова Е.Н., Сивов А.Н., Шатров А.Д. // УФН. 1997. Т. 167. № 11. С. 1201–1212.
- [3] Памятных Е.А., Туров Е.А. Основы электродинамики материальных сред в переменных и неоднородных полях. М.: Наука, 2000.
- [4] Горкунов М.В., Лапин М.В., Третьяков С.А. // Кристаллооптика. 2006. Т. 51. № 6. С. 1117–1132.
- [5] Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. М.: Радио и связь, 2006.
- [6] Tretyakov S.A., Maslovski S.I., Nefedov I.S., Kärkkäinen M.K. // Condmat/0212392.
- [7] Pendry J. // Science. 2004. V. 306. P. 1353–1357.
- [8] Shen J.Q. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 045113.
- [9] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.
- [10] Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.