

УДК 621.373.7

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ ГИРОТРОПНОЙ СРЕДЫ

Н. Н. Азмедиев, А. К. Звездин, В. И. Корнеев, Н. В. Мицкевич

Исследованы гибридные TE и TM моды, возникающие на границе нелинейной и гиротропной сред. Показано, что гибридные моды имеют две дисперсионные ветви, переходящие в чистые TE и TM моды при отсутствии гирации. Приведены результаты численных расчетов пространственного распределения компонент поля гибридных мод.

В последние годы появились теоретические [1-5] и экспериментальные [6] исследования электромагнитных поверхностных волн, возникающих на границе раздела двух сред, одной из которых является нелинейная самофокусирующая среда. До сих пор, однако, рассматривались только случаи чистых TE [1, 4] и TM [2, 3] поляризаций нелинейных поверхностных волн (НПВ). В случае оптически изотропных сред действительно возможно отдельное рассмотрение каждой из этих ситуаций. С точки зрения приложений в интегральной оптике представляет интерес рассмотрение НПВ смешанной поляризации, которые могут обладать новыми интересными свойствами. Действительно, возникновение гибридизации TE и TM мод возможно на границе сред, одна из которых является гиротропной (оптически активной). Кроме того, если оптическая активность наводится внешним магнитным полем, то возможно дополнительное управление дисперсией волн величиной этого поля.

Рассмотрим границу раздела ($z=0$) двух сред, причем гиротропная среда ($z < 0$) характеризуется тензором диэлектрической проницаемости [7]

$$\epsilon_{ik} = \begin{vmatrix} \epsilon_x & ig_3 & -ig_2 \\ -ig_3 & \epsilon_x & ig_1 \\ ig_2 & -ig_1 & \epsilon_x \end{vmatrix}, \quad g = (g_1, g_2, g_3), \quad (1)$$

где ϵ_x — компонента тензора диэлектрической проницаемости, не учитывающая пространственную дисперсию.

В магнитоупорядоченных средах вектор гирации определяется намагнитченностью, а в средах без магнитного порядка g наводится внешним магнитным полем. В обеих ситуациях гиротропией можно управлять при помощи внешнего магнитного поля.

Рассмотрим распространение НПВ на границе гиротропной и нелинейной самофокусирующей сред, причем последняя имеет диэлектрическую проницаемость вида

$$\epsilon = \epsilon_0 + \alpha |E|^2, \quad (2)$$

где кубическая нелинейная восприимчивость α больше нуля, ϵ_0 — линейная часть диэлектрической проницаемости. Решение ищем в виде монохроматической волны $E, \vec{H} \sim \exp(-i\omega t)$, распространяющейся вдоль поверхности раздела сред по оси x . Ось z перпендикулярна границе.

Введем следующую замену переменных для компонент электромагнитного поля:

$$\sqrt{\alpha} E_x = X, \quad \sqrt{\alpha} E_y = Y, \quad i\sqrt{\alpha} E_z = Z, \quad i\sqrt{\alpha} H_y = H,$$

а также безразмерную координату $\tau = z\omega/c$. Тогда уравнения Максвелла для нелинейной самофокусирующей среды будут иметь вид ($\tau > 0$)

$$\begin{aligned} -X'' + nZ' &= (\epsilon_0 + X^2 + Y^2 + Z^2) X, \\ -Y'' + n^2 Y &= (\epsilon_0 + X^2 + Y^2 + Z^2) Y, \\ -nX' + n^2 Z &= (\epsilon_0 + X^2 + Y^2 + Z^2) Z, \\ H &= X' - nZ, \end{aligned} \quad (3)$$

где n — показатель преломления моды; штрих означает производную по переменной τ .

Для гиротропной среды в случае $g = (g, 0, 0)$ система уравнений Максвелла следующая ($\tau < 0$):

$$\begin{aligned} -X'' + nZ' &= \epsilon X, \\ -Y'' + n^2 Y &= \epsilon Y + gZ, \\ -nX' + n^2 Z &= gY + \epsilon Z, \\ H &= X' - nZ. \end{aligned} \quad (4)$$

Решение систем (3) и (4) ищем с нулевыми граничными условиями при $\tau \rightarrow \pm\infty$, а при $\tau = 0$ требуем непрерывности компонент электромагнитного поля X, H, Y, Y' .

Представим решение в гиротропной среде в виде $X, H, Y \sim \exp(\beta\tau)$. Подставляя поля в систему (4), приходим к дисперсионному соотношению

$$\epsilon(\beta^2 + \epsilon - n^2)^2 - g^2(\beta^2 + \epsilon) = 0, \quad (5)$$

откуда находим величину

$$\beta_{1,2}^2 = n^2 - \epsilon + \frac{g^2}{2\epsilon} \pm \sqrt{\frac{g^4}{4\epsilon^2} + \frac{n^2 g^2}{\epsilon}}. \quad (6)$$

Из физических соображений ясно, что должно выполняться условие $\beta_{1,2} > 0$, которое приводит к неравенству

$$n > \sqrt{\epsilon + g}. \quad (7)$$

В этом случае соответствующие решения для полей будут иметь вид

$$\begin{aligned} X &= n\beta_1 D_1 \exp(\beta_1 \tau) + n\beta_2 D_2 \exp(\beta_2 \tau), \\ H &= -n\epsilon D_1 \exp(\beta_1 \tau) - n\epsilon D_2 \exp(\beta_2 \tau), \\ Y &= \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta_1^2 + \epsilon} D_1 \exp(\beta_1 \tau) - \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta_2^2 + \epsilon} D_2 \exp(\beta_2 \tau), \\ Y' &= \beta_1 \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta_1^2 + \epsilon} D_1 \exp(\beta_1 \tau) - \beta_2 \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta_2^2 + \epsilon} D_2 \exp(\beta_2 \tau), \end{aligned} \quad (8)$$

где D_1, D_2 — произвольные постоянные.

Рассмотрим решение в нелинейной среде при $\tau \rightarrow +\infty$. В асимптотике в силу нулевых граничных условий система нелинейных уравнений (3) переходит в линейную систему

$$\begin{aligned} -X'' + nZ' &= \epsilon_0 X, \\ Y'' + n^2 Y &= \epsilon_0 Y, \\ -nX' + n^2 Z &= \epsilon_0 Z, \\ X' - nZ &= H. \end{aligned} \quad (9)$$

Решение системы (9) имеет вид

$$\begin{aligned} X &= -n\gamma A \exp(-\gamma\tau), \\ H &= -n\epsilon_0 A \exp(-\gamma\tau), \\ Y &= B \exp(-\gamma\tau), \\ Y' &= -\gamma B \exp(-\gamma\tau), \end{aligned} \quad (10)$$

где $\gamma = \sqrt{n^2 - \epsilon_0}$; A, B — неизвестные постоянные.

Система (3) решается численным методом Рунге—Кутта, при этом в качестве начальных значений полей выбраны асимптотические решения (10). Таким образом, полученные решения нелинейной системы (3) зависят от двух параметров A и B .

Требование выполнения граничных условий при $\tau=0$ приводит к системе уравнений

$$\begin{aligned} n\beta_1 D_1 + n\beta_2 D_2 &= X(0), \\ -n\epsilon D_1 - n\epsilon D_2 &= H(0), \\ \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta_1^2 + \epsilon} D_1 - \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta_2^2 + \epsilon} D_2 &= Y(0), \\ \beta_1 \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta_1^2 + \epsilon} D_1 - \beta_2 \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta_2^2 + \epsilon} D_2 &= Y'(0), \end{aligned} \quad (11)$$

где $X(0)$, $H(0)$, $Y(0)$, $Y'(0)$ — решения системы (3) в точке $\tau=0$. Из нелинейной системы (11) могут быть найдены коэффициенты A , B , D_1 , D_2 и получено распределение электромагнитного поля НПВ.

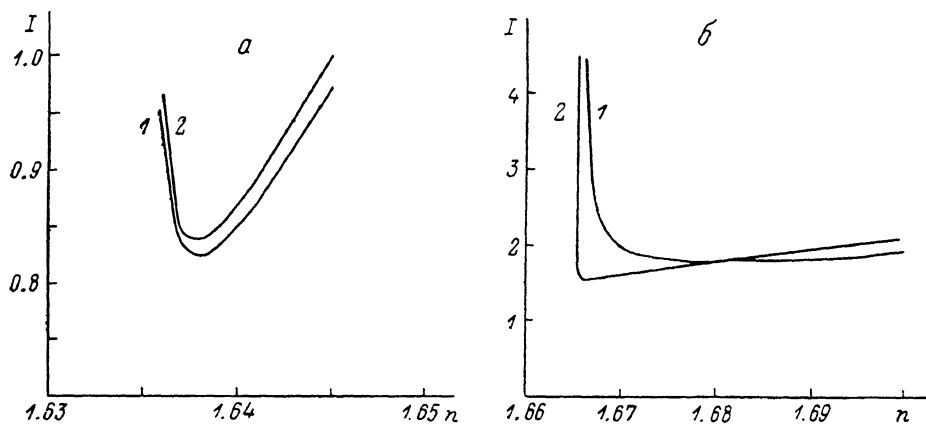


Рис. 1. Зависимость интеграла энергии I от эффективного показателя преломления гибридных TE (1) и TM (2) мод при $g=0$ (а) и 0.1 (б).

Величина интеграла энергии НПВ, с точностью до множителя n , совпадающего с плотностью потока энергии, определяется формулой

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} (Y^2 - ZH/n) d\tau. \quad (12)$$

Численные расчеты распределения компонент полей по τ и зависимости $I(n)$ мы приводили при значениях $\epsilon_0=2.647$, $\epsilon_x=2.674$ (рис. 1, 2). При $g \rightarrow 0$ гибридные моды распадаются на независимые TE и TM моды, свойства которых изучались в работах [1-4]. Поэтому гибридные моды должны иметь две дисперсионные ветви, переходящие при $g \rightarrow 0$ в TE и TM моды (рис. 1, а). В соответствии с этим предельным переходом новые моды мы также будем обозначать как гибридные TE и TM моды. На рис. 1, б представлена зависимость $I(n)$ гибридных TE и TM мод при значении вектора гирации $g=0.1$. Мы специально выбрали большое значение g , чтобы наиболее ярко выявить характерные особенности, которые вносит в НПВ учет гиротропии одной из граничащих сред. При уменьшении значения g качественные особенности кривых сохраняются, если уменьшать разность $\Delta\epsilon = \epsilon_x - \epsilon_0$.

Любопытной особенностью кривых на рис. 1, б является их пересечение в некоторой точке $n=1.68$. Величины интеграла энергии в этой точке для двух мод совпадают. В линейной теории это привело бы к возможности перекачки энергии из одной моды НПВ в другую и, как следствие, к повороту плоскости поляризации на длине взаимодействия без применения дифракционных решеток на поверхности. В нелинейной

задаче, однако, может возбуждаться лишь одно из двух стационарных решений, что определяется свойствами устойчивости этих мод.

Вопросы устойчивости чистой TE моды исследовались нами ранее в работе [5], в которой для НПВ был получен критерий устойчивости в виде $dI/dn > 0$. Это означает, что участок с отрицательным наклоном на рис. 1 является неустойчивым. Наши предварительные данные показывают, что для чистых TM мод справедлив тот же критерий устойчивости. При наличии нескольких мод, как правило [8, 9], моды с большим значением интеграла энергии оказываются неустойчивыми. Поэтому есте-

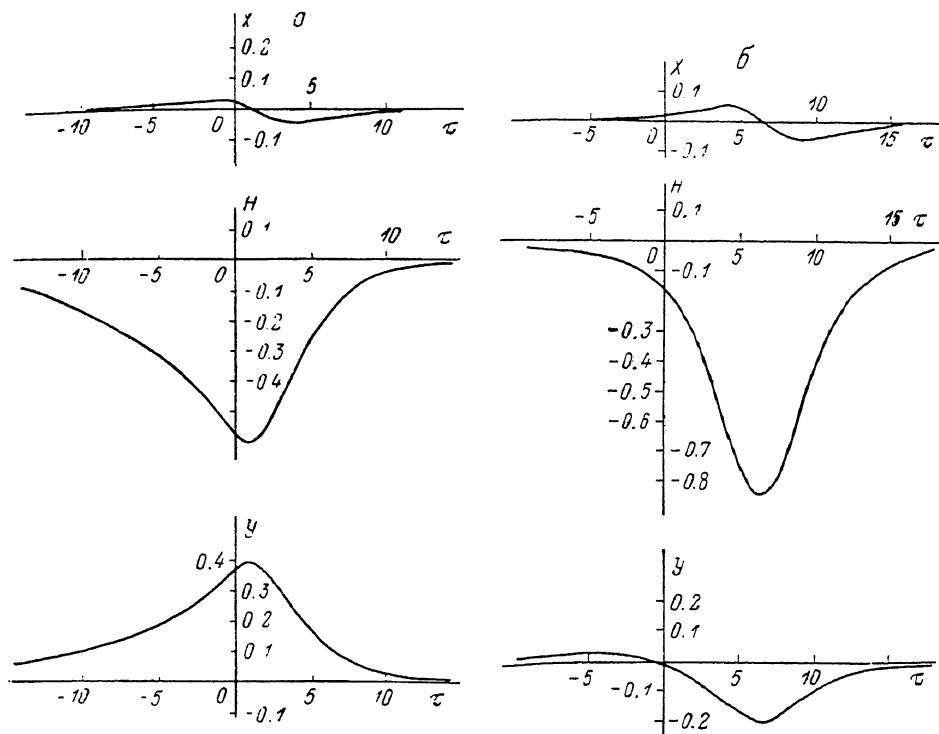


Рис. 2. Пространственное распределение компонент поля гибридных TE (а) и TM (б) мод при $n=1.67$.

$\tau < 0$ — гиротропная среда, $\tau > 0$ — нелинейная среда.

ственно предположить, что в точке пересечения кривых $I(n)$ происходит переход устойчивости с одной ветви на другую, т. е. слева и справа от этой точки устойчивой является нижняя ветвь каждой из кривых. Такие исследования составят предмет отдельной работы.

Пространственное распределение компонент поля для гибридных TE (а) и TM (б) мод представлено на рис. 2. Из сравнения этих рисунков видно, что при потере устойчивости одной из мод и трансформации ее в другую произойдет существенная перестройка полей.

В заключение отметим, что точкой пересечения кривых $I(n)$ на рис. 1, б можно управлять внешним магнитным полем, если вектор гирации в среде определяется магнитооптическими эффектами. В этом случае магнитное поле может переключать гибридные моды из одного состояния в другое, что может найти применение в устройствах интегральной оптики.

Л и т е р а т у р а

- [1] Литвак А. Г., Миронов В. А. Изв. вузов. Радиофизика, 1968, т. 11, № 12, с. 1911—1912.
- [2] Аланаян Ю. Р. ЖЭТФ, 1967, т. 37, № 5, с. 817—821.
- [3] Агранович В. М., Бабиченко В. С., Черняк В. Я. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, № 8, с. 532—540.

- [4] *Ахмедиев Н. Н.* ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 5, с. 1907—1917.
- [5] *Ахмедиев Н. Н., Корнеев В. И., Кузьменко Ю. В.* ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 1, с. 107—115.
- [6] *Chen Y. J., Carter G. M.* Appl. Phys. Lett., 1982, vol. 41, N 4, p. 307—309.
- [7] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [8] *Moloney J. V., Ariyasy J. A., Seaton C. T., Stegeman G. I.* Appl. Phys. Lett., 1986, vol. 48, N 13, p. 826—828.
- [9] *Moloney J. V., Ariyasy J. A., Seaton C. T., Stegeman G. I.* Optic. Lett., 1986, vol. 11, N 5, p. 315—317.

Московский институт
электронной техники
Москва

Поступило в Редакцию
12 февраля 1988 г.