Известия НАН Армении, Физика, т.37, №4, с.244-249 (2002)

УДК 538.2

ОПТИЧЕСКАЯ АСИММЕТРИЯ СПИРАЛЬНЫХ СРЕД С ГРАДИЕНТОМ ПАРАМЕТРОВ

О.С. ЕРИЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 12 сентября 2001 г.)

Рассмотрено распространение электромагнитной волны в изотропных гиротропных средах и в средах со спиральной структурой в присутствии градиента оптических параметров. Показано, что спиральные среды обладают эффектами асимметрии, аналогичными эффектам необратимости волн.

1. Введение

В настоящей работе рассмотрено два вопроса, относящихся к оптике гиротропных сред в присутствии зависимости параметров от координат. Первый вопрос относится к эквивалентности двух систем материальных уравнений [1,2] в изотропных неоднородных естественно-гиротропных средах.

Установление материальных уравнений гиротропных сред постоянно было связано с такими фундаментальными вопросами электродинамики, как вопросы о форме вектора плотности потока энергии, о выражении плотности электромагнитной энергии и о граничных условиях. Эти вопросы возникают в связи с отнюдь не простой задачей обеспечить баланс энергии в рамках выдвинутых вариантов материальных уравнений [1,2]. Так, гиротропия может быть учтена введением пространственных производных полей в выражениях обеих индукций (электрической и магнитной (первый вариант)) или же введением таких производных только в уравнении связи между электрическим полем и электрической индукцией (второй вариант) [1,2]; при этом в случае второго варианта следует изменить обычные граничные условия, чтобы обеспечить сохранение энергии.

В случае однородных изотропных гиротропных сред установление соответствия между указанными вариантами материальных уравнений осуществляется крайне просто, а именно, связью $\gamma = 2\varepsilon\alpha$, где α и γ – параметры, описывающие гиротропию при первом и втором вариантах, соответственно, ε – диэлектрическая проницаемость. Такой связью обес-

печивается совпадение волновых уравнений и одинаковость поворотов плоскости поляризации в безграничной среде.

В пункте 2 мы рассмотрим изотропные гиротропные среды в присутствии градиента параметров и убедимся, что волновые уравнения, соответствующие двум вариантам материальных уравнений, не совпадают.

В следующем, третьем пункте рассматривается второй вопрос, исследуемый в данной статье: влияние градиента параметров неоднородной анизотропной среды со спиральной структурой на оптические свойства такой среды. Показано, что в такой ситуации имеет место асимметрия пропускания через слой, аналогичная такому же эффекту, обусловленному установленной ранее автором [3-5] необратимостью волн в однородных гиротропных средах и средах со спиральной структурой в присутствии магнитооптической активности.

В последнем пункте проводится краткое обсуждение результатов.

2. Изотропная естественно-гиротропная среда с градиентом параметров

Рассмотрим такие среды в следующих двух вариантах материальных уравнений.

а) Пространственная дисперсия учитывается в уравнении связи между электрическим полем и электрической индукцией [2]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon\,\mathbf{E} + \gamma\,\mathrm{rot}\,\mathbf{E} + \frac{1}{2}[\nabla\gamma, \mathbf{E}], \qquad \mathbf{B} = \mathbf{H}, \tag{1}$$

где параметром γ описывается пространственная дисперсия.

Волновое уравнение имеет вид

$$\mathrm{graddiv}\mathbf{E} - \nabla^2\mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon\,\mathbf{E} + 3\mathrm{rot}\mathbf{E} + \frac{1}{2}[\nabla\gamma, \mathbf{E}]) = 0 \tag{2}$$

независимо от того, зависит ε от координат или нет.

б) Пространственная дисперсия учитывается в обоих уравнениях связи между индукциями и полями [1]:

$$\mathbf{D} = \hat{\varepsilon}(1 + \hat{\alpha}\,\nabla^x)\mathbf{E}, \qquad \mathbf{B} = \hat{\mu}(1 + \tilde{\hat{\alpha}}\,\nabla^x)\mathbf{H}, \tag{3}$$

где тильдой обозначено транспонирование, $\nabla^x{}_{ij} = e_{ijl}\partial/\partial x_l$, e_{ijl} – символы Леви–Чивита. Пространственная дисперсия описывается тензором $\hat{\alpha}$, который во втором из уравнений (3) фигурирует транспонированным.

Подробную литературу, относящуюся к построению систем (1) и (3), можно найти в монографиях [1,2].

Волновое уравнение при использовании уравнений (3) имеет вид

$$\text{graddiv}\mathbf{E} - \nabla^2\mathbf{E} - 2\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\alpha\,\text{rot}\mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2}[\alpha\nabla\varepsilon,\mathbf{E}] - 2\frac{\omega^2}{c^2}[\varepsilon\alpha\nabla\alpha,\text{rot}\mathbf{E}] - \\ - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon[\nabla\alpha,\mathbf{E}] - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\,\mathbf{E} = 0 \qquad (4)$$

и существенно отличается от (2), основанного на материальных уравнениях (1). Мы, для простоты, считали ε, α, μ скалярами, положили $\mu = 1$ и ограничились членами первого порядка по α.

Различие между уравнениями (2) и (4) исчезает только в отсутствие градиентов; при этом имеет место известное соотношение [1,2]

$$\gamma = 2\varepsilon\alpha \ , \qquad (5)$$

обеспечивающее одинаковость поворотов плоскости поляризации на заданной длине пути луча при использовании уравнений связи (1) и (3).

3. Среда со спиральной структурой

Рассмотрим теперь среду со спиральной структурой с осью z. Такой средой является, например, холестерический жидкий кристалл. Самая характерная особенность слоев таких сред – сильная зависимость коэффициентов пропускания и отражения от поляризации падающей волны [6]. С другой стороны и в связи с этим, слой преобразует поляризацию. Эти два связанных друг с другом обстоятельства и приводят к эффекту неодинакового пропускания, упомянутому выше.

Поясним роль преобразования поляризации на примере двухслойной системы (рис.1). Свет падает на систему со стороны первого слоя (рис.1а). Рассмотрим прохождение света через систему, следуя [7].

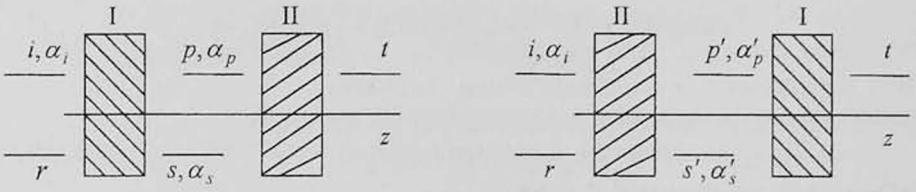

Рис.1. Двухслойные спиральные системы с перестановкой подслоев.

Обозначим поле падающей волны через $\mathbf{E}_i$, поля отраженной и прошедшей волн – через $\mathbf{E}_r, \mathbf{E}_t$, поля прямой и обратной волн между пластинками – соответственно через $\mathbf{E}_p, \mathbf{E}_s$. Через α на рис.1 обозначены поляризации (например, отношения x-компонент полей к y-компо-

нентам). Коэффициенты прохождения и отражения по амплитуде – суть матрицы, связывающие пары компонент полей соответствующих волн. Пусть, для простоты, слои разделены интервалом вакуума с толщиной, кратной длине волны в вакууме. Тогда значения полей на правой границе первого слоя совпадают с их значениями на левой границе второго слоя. Матричные коэффициенты прохождения и отражения при падении волн слева обозначим через $\hat{T}_1$, $\hat{R}_1$ для первой пластинки и через $\hat{T}_2$, $\hat{R}_2$ – для второй. Соответствующие матрицы при падении волны s справа обозначим через $\tilde{\hat{T}}_1$, $\tilde{\hat{R}}_1$.

Для прошедшей волны в случаях, представленных на рис.1а и 1б соответственно, получаем:

$$\mathbf{E}_t = \hat{T}_2[\hat{I} - \tilde{\hat{R}}_1\hat{R}_2]^{-1} \cdot \hat{T}_1\mathbf{E}_i \ , \qquad (6)$$

$$\mathbf{E}'_t = \hat{T}_1[\hat{I} - \tilde{\hat{R}}_2\hat{R}_1]^{-1} \cdot \hat{T}_2\mathbf{E}_i \ . \qquad (7)$$

В общем случае $\mathbf{E}'_t \neq \mathbf{E}_t$. Фактором несовпадения $\mathbf{E}'_t$ и $\mathbf{E}_t$ является форма тензоров, фигурирующих в (6), (7), обеспечивающая некоммутативность произведения; такой формой обусловливается также отмеченное выше преобразование поляризации. Следовательно, если поменять местами слои (или пустить свет справа), то, вообще говоря, изменятся как поляризация прошедшей волны (эллиптичность и положение эллипса поляризации), так и интенсивность прошедшего света.

В качестве простейшего примера рассмотрим случай, когда у слоя II (рис.1а) область дифракционного отражения так далека от частоты волны, что селективности к поляризации нет, а на слой I падает волна с круговой поляризацией, для которой $\hat{T}_1 = 0$. (Для этого знак правизны поляризации должен совпадать со знаком правизны спирали, по которой закручена среда [6].) Тогда $\mathbf{E}_t = 0$, так как первый слой не пропускает света. Если пустить свет той же поляризации справа, то он, пройдя через слой II и полностью отражаясь от слоя I, при повторном отражении от слоя II уже пройдет через слой I. В этом можно убедиться, имея в виду, что правизна поляризации при отражении циркулярно поляризованной волны от слоя I не меняется, а при отражении от слоя II меняет знак.

Отметим, что спиральные среды с непостоянным шагом спирали рассматривались ранее разными авторами [4,6], но вопроса об оптической асимметрии не ставилось.

Рис.2 иллюстрирует эффект неодинакового пропускания для неоднородного спирального слоя (ε_{xx} = 2.143, ε_{yy} = 2.29; обратный шаг спирали $2\pi/\sigma$ меняется от значения a_1= 22.44 мкм$^{-1}$ на одной границе до a_2 =19.635 мкм$^{-1}$ на другой границе линейно; толщина слоя d = 20 мкм,

ω/c дано в мкм$^{-1}$; в слое помещается целое число витков спирали) в случае плоской поляризации падающей волны; в обоих случаях электрическое поле падающей волны на входе в слой направлено вдоль директора на входах.

Расчет выполнен прямым применением условий непрерывности тангенциальных к границам компонент полей, без привлечения матричных методов, в частности, без привлечения соотношений (6) и (7), которые послужили лишь для простоты пояснения появления асимметрии.

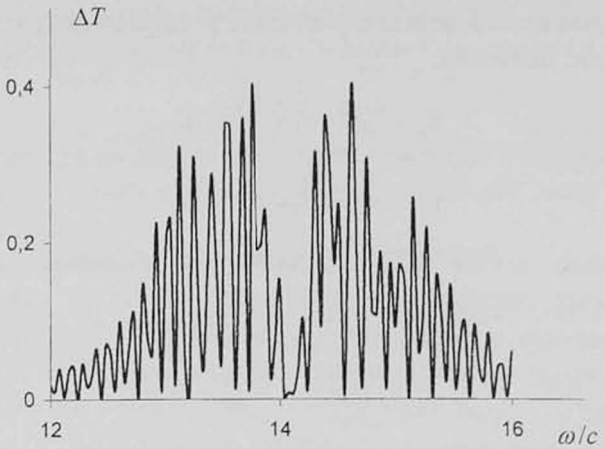

Рис.2. Частотная зависимость разности ΔT коэффициентов пропускания (по интенсивности) спиральным слоем, соответствующих взаимно противоположным направлениям нормального прохождения света. Параметры ячейки приведены в тексте.

4. Обсуждение

Рассмотренное выше свойство неодинаковости пропускания внешне напоминает эффекты необратимости волн [3-5]. Последняя, однако, имеет более глубокое физическое происхождение и заключается в нарушении оптического принципа обратимости, которое имеет место из-за появления в дисперсионном уравнении нечетных степеней модуля волнового вектора, что приводит к нецентросимметричности поверхности волновых векторов. Рассмотренные выше системы не обладают необратимостью волн и они, к тому же, не являются единственными, обладающими рассмотренной выше неодинаковостью пропускания [8,9]. Однако они, в смысле применений, кажутся нам более эффективными в связи с малыми размерами и отсутствием внешних полей, в том числе магнитного поля, необходимого для появления необратимости волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ф.И.Федоров.** Теория гиротропии. Минск, Наука и техника, 1976.
2. **В.М.Агранович, В.Л.Гинзбург.** Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., Наука, 1978.
3. **О.С.Ерицян.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, **3**, 217 (1968).
4. **О.С.Ерицян.** УФН, **138**, 645 (1982); Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, Айастан, 1988.
5. **О.С.Ерицян.** Mol. Cryst. and Liq. Cryst., E9, **348**, 79 (2000); ЖЭТФ, **117**, 115 (2000).
6. **В.А.Беляков, А.С.Сонин.** Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
7. **В.А.Амбарцумян.** Научные труды, т.I. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1960.
8. **С.Н.Курилкина,** Оптика и спектр., **83**, 326 (1997).
9. **В.Н.Белый, С.Н.Курилкина, С.Н.Ковчур.** Оптика и спектр., **83**, 409 (1997).

ՊԱՐՈՒՐԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱՍԻՄԵՏՐԻԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ԳՐԱԴԻԵՆՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Հ.Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածումը պարամետրերի գրադիենտով օժտված իզոտրոպ գիրոտրոպ և պարուրային միջավայրերում: Ցույց է տրված, որ վերջիններում տեղի ունեն ասիմետրիայի էֆեկտներ, որոնք համանման են անշրջելիությամբ հարուցած էֆեկտներին:

OPTICAL ASYMMETRY OF HELICAL MEDIA WITH A GRADIENT OF PARAMETERS

H.S. ERITSYAN

The propagation of electromagnetic waves in isotropic gyrotropic media and helical media in the presence of gradients of optical parameters is considered. It is shown that in helical media effects of asymmetry analogous to effects of irreversibility of waves can be observed.