Известия НАН Армении, Физика, т.39, №5, с.301-309 (2004)

УДК.548.0

ОПТИКА НЕОБРАТИМЫХ И ДИФРАКЦИОННЫХ АСИММЕТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И НАКОПИТЕЛЕЙ

О.С. ЕРИЦЯН, О.М. АРАКЕЛЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 8 января 2003 г.)

Рассмотрена оптическая асимметрия спиральных структур с положительными и отрицательными параметрами и показана возможность накопления энергии на ее основании. Указаны различные механизмы оптической асимметрии. Приведены результаты расчетов оптически асимметричных элементов и накопителей.

1. Введение

Как известно, оптические характеристики сред, будучи, вообще говоря, зависящими от направления распространения света, одинаковы для любых взаимно противоположных направлений. Это связано с общеизвестной обратимостью световых лучей, выражаемой тем, что дисперсионное уравнение содержит только четные степени волнового вектора. Обратимость имеет место для негиротропных и гиротропных однородных и неоднородных кристаллов, для магнитоактивных сред, для сред со спиральной структурой.

Однако, как известно, в средах с право-левой асимметрией пространственной структуры в присутствии магнитного поля имеет место необратимость волн [1]. Эта необратимость, заключающаяся в нецентросимметричности поверхности волновых векторов (ПВВ), приводит, в свою очередь, к оптической асимметрии – неодинаковости ряда оптических параметров безграничных сред и слоев для взаимно противоположных направлений распространения (или прохождения через слой).

В настоящей работе продолжено исследование установленных авторами ранее эффектов указанной выше неодинаковости оптических параметров.

А. В случае однородных естественно гиротропных сред такими параметрами являются модуль поворота плоскости поляризации, величина кругового дихроизма, поглощение [1]. Возникновение асимметрии, вытекающей из необратимости волн, обусловлено тем, что если при одном направлении распространения естественная и магнитооптическая активности складываются, то при обратном направлении распространения они вычитаются [1].

Б. В средах со спиральной структурой (холестерические жидкие кристаллы, среды со спиральной магнитной структурой) в присутствии магнитного поля механизм необратимости и вытекающей из нее асимметрии имеет тот же характер, что и в случае А, причем вместо естественной гиротропии выступает вращательная способность, обусловленная закрученностью среды. В оптическую асимметрию, по сравнению со случаем изотропных однородных естественно гиротропных сред в магнитном поле, добавляется, в частности, асимметрия коэффициентов отражения и прохождения в связи с дифракционным характером взаимодействия волны со средой [1].

Следующие два проявления асимметрии не связаны с необратимостью волн (которая имеет место также в магнитоэлектрических средах [2,3] и указанных выше магнитоактивных средах при учете неаддитивных вкладов естественной и магнитооптической активностей в материальные уравнения [4]) и имеют дифракционное происхождение.

В. В слоях со спиральной структурой с градиентом параметров асимметрия обусловлена дифракцией в объеме право-лево асимметричной среды. Асимметрия проявляется благодаря двум взаимосвязанным эффектам: эволюции поляризации в слое и поляризационной зависимости характеристик каждого подслоя [5].

Г. Асимметрия из-за дифракции на непрозрачном экране на границе раздела двух сред. Этот вариант будет рассмотрен в пункте 4.

В настоящей работе, следуя [5], продолжим исследование возможностей создания оптически асимметричных элементов (АЭ) – диодов со спиральной структурой и накопителей на их основании – в присутствии и в отсутствие необратимости волн.

В пункте 2 проведен численный расчет асимметричных элементов. В третьем пункте рассмотрены различные варианты накопителей. Предложен также способ вывода пучка из накопителя. В четвертом пункте рассмотрена оптическая асимметрия при дифракции на непрозрачном экране на границе двух сред с разными электромагнитными параметрами. В конце работы приводится краткое обсуждение.

2. Дисперсионное уравнение. Граничная задача

В спиральной среде с осью z' введем локальные оси x', y', направленные в каждой точке среды вдоль главных направлений тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей ($\varepsilon_{x'x'} = \varepsilon_1$, $\varepsilon_{y'y'} = \varepsilon_2$, $\mu_{xx'} = \mu_1$, $\mu_{y'y'} = \mu_2$).

Рассмотрим распространение волны частоты ω вдоль оси z'. Связь между компонентами \mathcal{E}_{mx} , \mathcal{E}_{my} полей, отнесенными к осям x', y', и лабораторными компонентами E_x , E_y дается соотношениями

$$E_{x} = \left\{ \left(\sum_{m} \mathcal{E}_{mx} e^{iK_{m}Z} \right) \cos az + \left(\sum_{m} \mathcal{E}_{my} e^{iK_{m}Z} \right) \sin az \right\},$$

$$E_{y} = \left\{ \left(\sum_{m} \mathcal{E}_{my} e^{iK_{m}Z} \right) \cos az - \left(\sum_{m} \mathcal{E}_{mx} e^{iK_{m}Z} \right) \sin az \right\}.$$
(1)

Перейдя в волновом уравнении к компонентам Етт, приходим к следующе-

му дисперсионному уравнению [1]:

$$K^4 - PK^2 - Q = 0,$$

(2)

где $P = 2a^2 + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_1 \mu_2 + \varepsilon_2 \mu_1), \qquad Q = -a^4 + \frac{\omega^2}{c^2} a^2 (\varepsilon_1 \mu_1 + \varepsilon_2 \mu_2) - \frac{\omega^4}{c^4} \varepsilon_1 \varepsilon_2 \mu_1 \mu_2,$

 $a = 2\pi / \sigma$, σ – шаг спирали, $K = 2\pi / \lambda'$, λ' – пространственный период поля в локальной системе. В соответствии с тем, что уравнение (2) – четвертой степени, в (1) величина *m* пробегает значения от 1 до 4.

Соотношения (1) и (2) дают возможность решить граничную задачу отражения и прохождения для многослойных и слоистых структур.

В случае слоистого спирального слоя, из-за присутствия градиентов параметров, волновое уравнение не имеет точного решения даже в локальной системе координат [5]. Поэтому граничная задача решается разбиением слоя на подслои, в каждом из которых параметры можно считать постоянными.

Расчет для самой простой системы – двухслойной немагнитной пластинки (параметры слоев: шаги спирали $\sigma_1 = 0.42$ мкм, $\sigma_2 = 0.41$ мкм, толщины слоев соответственно $d_1=10\sigma_1$, $d_2=10\sigma_2$, компоненты диэлектрического тензора для обоих подслоев $\varepsilon_1=2.29$, $\varepsilon_2=2.143$) показали присутствие асимметрии, в соответствии с [5].



Рис.1. Зависимость ΔT от $2\pi/\lambda_0$ для слоистой среды. a) $\varepsilon_1 = 2.29$, $\varepsilon_2 = 2.143$, шаг спирали σ меняется по линейному закону от 0.28 мкм до 0.32 мкм [5]. б) $\varepsilon_1 = 1.5$, $\varepsilon_2' = -2.1$, $\varepsilon_2'' = 10^{-6}$, шаг спирали σ меняется по кубическому закону от значения 0.28 мкм на одной границе до 1.7 мкм на другой границе. В обоих случаях толщина слоев d = 20 мкм, поляризация – круговая дифрагирующая.

На рис.1 показана зависимость ΔT от $2\pi/\lambda_0$ (λ_0 – длина волны в вакууме в микронах) для более общего случая – для слоистой пластинки ($\Delta T = |T_1 - T_2|$, T_1 , T_2 – коэффициенты прохождения по интенсивности во взаимно противоположных направлениях; T_1 – коэффициент прохождения в случае, когда волна падает со стороны той границы, на которой шаг спирали наименьший). Поляризация падающих с обеих сторон волн – дифрагирующая круговая.

Как показывают наши расчеты, закон изменения параметров слоистой среды, а также внешние воздействия, являются факторами, влияющими на диодный эффект (ср., например, рис.1a с рис.1б).

3. Расчет накопителей

Асимметрия энергетического пропускания (диодный эффект) может служить для создания накопителей энергии. Асимметрия пропускания в накопителях I, II, III (см. ниже) обусловлена как асимметрией пропускания отдельного АЭ, так и изменением поляризации при отражениях между разными элементами в накопителе.

I. Накопители со слоистым асимметричным элементом и зеркалом; накопление происходит в объеме между ними.

Результаты численных расчетов приведены на рис.2a,б, где I_0 – интенсивность излучения, падающего со стороны спирального слоя на накопитель, I – суммарная интенсивность прямой и обратной волн в области накопления.



Рис.2. а) Зависимость l/l_0 от $2\pi/\lambda_0$ в случае слоистого АЭ, у которого шаг спирали меняется линейно от 0,28 мкм у одной границы до 0,32 мкм у другой границы, d=20 мкм, $\varepsilon_1=1.5$, $\varepsilon_2=-2.1$, $\varepsilon_2=10^{-6}$, поляризация падающей волны – дифрагирующая круговая. б) Зависимость l/l_0 от $2\pi/\lambda_0$ в случае слоя с отрицательными параметрами: $\varepsilon_1 = -1.5$, $\varepsilon_1 = 10^{-4}$, $\varepsilon_2 = -2.1$, $\varepsilon_2 = 10^{-4}$, $\mu_1 = \mu_2 = -1$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-4}$, $d = 100\sigma$, $\sigma = 0,42$ мкм, поляризация падающей волны – плоская. в) Селективность отражения к поляризации: $1-\varepsilon_1 = 1.5$, $\varepsilon_1 = 10^{-4}$, $\varepsilon_2 = 2.1$, $\varepsilon_2 = 10^{-4}$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-4}$, $\mu_2 = 10^{-4}$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-4}$, $\mu_2 = 10^{-4}$, $\mu_2 = 10^{-4}$, $\mu_3 = 10^{-4}$, $\sigma = 0,42$ мкм, поляризации: $1-\varepsilon_1 = 1.5$, $\varepsilon_1 = 10^{-4}$, $\varepsilon_2 = 2.1$, $\varepsilon_2 = 10^{-4}$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$.

Не приводя соответствующей кривой, отметим относительно рис.2а, что при замене $\varepsilon_2 = -2.1$ на $\varepsilon_2 = 2.1$ при неизменных значениях остальных параметров максимум I/I_0 снижается приблизительно до 5.

Заметим, что в случае спирального слоя с отрицательными параметрами (рис.2б) для величины *I*/*I*₀ получено максимальное значение около 50. На рис.2в показана одна из особенностей такой спиральной структуры. На этом рисунке приведена зависимость коэффициента отражения для левозакрученных спиральных слоев при падении на них волны с круговой поляризацией, недифрагирующей в случае слоя с положительными параметрами. Кривая 1 соответствует спиральному слою с $\varepsilon_{ij}>0$, $\mu_{ij}>0$, кривая 2 – слою с $\varepsilon_{ij}<0$, $\mu_{ij}<0\mu_{ij}$. Отметим, что в настояще время ведутся исследования по созданию веществ с $\varepsilon_{ij}<0$, $\mu_{ij}<0$ [6,7].

II. Накопители с безградиентным спиральным слоем и зеркалом. Этот случай представлен на рис.За. Рис.Зб описывает зависимость I/I_0 от расстояния между зеркалом и АЭ, изменяющегося из-за изменения толщины спирального слоя (при изменении толщины слоя меняется положение только его границы, обращенной к зеркалу). Рис.Зб рассчитан для спирального слоя с компонентами диэлектрического тензора ε_{ij} , равными таковым для кристалла MgF₂, у которого имеется компонента ε_{ij} с отрицательной действительной частью [8]. Частота волны $\omega = 5.6 \cdot 10^{13}$ сек⁻¹ попадает в инфракрасную область.



Рис.3. а) Зависимость I/I_0 от $2\pi/\lambda_0$ для накопителя с безградиентным спиральным слоем с параметрами $d = 100\sigma$, $\sigma = 0.42$ мкм, $\varepsilon_1 = 1.5$, $\varepsilon_1 = 10^{-4}$, $\varepsilon_2 = -2$, $\varepsilon_2 = 10^{-4}$. б) Изменение I/I_0 при изменении толщины спирального слоя с компонентами ε_{ih} равными таковым для кристалла MgF₂, частота волны $\omega = 5.6 \cdot 10^{13}$ сек⁻¹.

III. Накопители с двумя асимметричными элементами. Накопление происходит между двумя спиральными слоями. Отношение I/I_0 для таких накопителей в зависимости от $2\pi/\lambda_0$ представлено на рис.4. При учете поглощения в ε_2 ($\varepsilon_2'' = 10^{-4}$) максимум I/I_0 снижается (примерно на единицу).

IV. Накопление внутри слоев вещества. Выше мы рассмотрели накопление в объеме между спиральным слоем и зеркалом и в объеме между двумя спиральными слоями. Накопление можно осуществить также в слое вещества при прохождении волны через него, без спиральных слоев. Простейшим вариантом является однородный изотропный слой с диэлектрической и магнитной проницаемостями ε и μ , равными друг другу и отличными



Рис.4. Зависимость I/I_0 от $2\pi\lambda_0$ для накопителя с двумя АЭ. Параметры обоих АЭ: $\sigma_1 = 0.42$ мкм, $d_1 = 100\sigma_1$, $\dot{\varepsilon_1} = 1.5$, $\dot{\varepsilon_2} = -2$, $\dot{\varepsilon_2} = 10^{-4}$. Расстояние между слоями 10 мкм.

от 1. При нормальном падении волны на такую пластинку отражения на границах отсутствуют, так как коэффициент отражения

$$R = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon / \mu}}{1 + \sqrt{\varepsilon / \mu}} \tag{3}$$

при $\varepsilon = \mu$ обращается в нуль. Таким образом, модуль амплитуды E_i поля в среде равен модулю амплитуды E_e поля падающей волны. Поэтому средняя во времени плотность энергии внутри пластинки W_i в ε раз больше средней плотности энергии в вакууме W_e , откуда падает волна:

$$W_i = \mathcal{E} W_e. \tag{4}$$

Что касается плотности потока энергии, то, как можно убедиться и как следовало ожидать, она одинакова в вакууме и в среде.

Наши расчеты показывают, что накопление энергии в накопителях имеет место не только в рассмотренных выше промежутках между спиральными слоями и зеркалом или между двумя спиральными слоями, но и в самих спиральных слоях во время работы накопителей, причем оно не определяется простой формулой (4).

Рассмотрим вопрос о выводе пучка из накопителя. Если зеркало заменить призмой полного внутреннего отражения, то можно вывести пучок из области накопления (рис.5), не нарушая процесса накопления в пространстве между спиральным слоем и зеркалом или между двумя спиральными слоями. Для этого, по-видимому, можно пользоваться методом нарушенного полного внутреннего отражения (см. [9]), управляя оптическими параметрами пластинки 4. Основание призмы считается зеркально отражающим.

Для сохранения фазовых соотношений, соответствующих отражению от зеркала, параллельного слою АЭ, необходимо, чтобы при полном отражении от гипотенузной грани призмы обе компоненты (*p*- и *s*-) претерпевали одинаковые скачки фаз, как это имело место при отражении от зеркала.



Рис.5. К выводу пучка из накопителя. 1 – падающий луч, 2 – АЭ, 3 – призма ПВО, 4 – управляемый элемент для нарушения ПВО.

4. Асимметрия при дифракции на щелях в непрозрачном экране между двумя средами

Обычно дифракция на непрозрачных экранах со щелями рассматривается в случае, когда по обе стороны экрана вакуум. Если по обе стороны экрана разные среды, то появляется асимметрия.

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера в ситуации, когда первичная волна падает из вакуума, который граничит со средой с $\varepsilon_2 = \mu_2 \neq 1$. На границе имеется непрозрачный экран со щелью шириной *а*. Тогда вместо формулы [10]

$$dI = I_0 \frac{1}{\pi ak} \cdot \frac{\sin^2(ka\theta)}{\theta^2} d\theta$$
(5)

 $(I_0 - падающая интенсивность, <math>\theta$ – угол дифракции, $k = \omega/c$, dl – интенсивность, дифрагированная в интервале углов $\theta \div \theta + d\theta$, соответствующей вакууму по обе стороны экрана, получаем:

$$dI' = I_0 \frac{1}{\pi a k n} \cdot \frac{\sin^2 (k n a \theta)}{\theta^2} d\theta , \qquad (6)$$

где $n = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$. В этом случае интенсивность, дифрагированная в интервале углов $-\theta_0 \le \theta \le \theta_0$, равна

$$I' = \frac{2I_0}{\pi} \int_{x=0}^{kna\theta_0} \frac{\sin^2 x}{x^2} dx .$$
 (7)

Она при n > 1 больше, чем в случае, когда по обе стороны экрана вакуум или когда первичная волна падает из среды с $\varepsilon_2 = \mu_2 \neq 1$ и дифрагирует в вакуум.

В случае дифракции от круглого отверстия радиуса *а* также получаем результат, показывающий наличие асимметрии:

$$I' = 2I_0 \int_{0}^{\theta_0} \frac{J_1^2 \left(a \frac{\omega}{c} n\theta\right)}{\theta^2} \sin \theta \, d\theta \,.$$
(8)

Не приводя соответствующих вычислений, отметим, что асимметрия имеет место также при дифракции плоской волны на одномерной периодической решетке (проводящие полоски шириной a, разделенные промежутками шириной b) на границе между средами с показателями преломления n_1 и n_2 .

Нами была предпринята попытка наблюдать асимметрию при дифракции волн СВЧ диапазона от щели на проводящем экране, прилегающем вплотную к диэлектрической пластинке. Согласно нашим измерениям, интенсивности дифрагированных волн при падении волны на пластинку со стороны экрана и с обратной стороны были неодинаковыми. Исследования были проведены при сотрудничестве с М.А.Ганапетяном, Р.Б.Костаняном и А.А.Лалаяном, за что мы благодарны им.

5. Обсуждение

Рассмотренные диоды и накопители могут найти применения, например, в оптотехнике и в фотоэлектрических преобразователях. Увеличение плотности потока может влиять на к.п.д. преобразования, например, в случае зависимости поглощаемой интенсивности от самой интенсивности.

Дифракционная асимметрия, рассмотренная в пункте 4, может быть применена не только для электромагнитных волн, но и механических.

Спиральными слоями, о которых говорилось выше, могут служить не только жидкокристаллические, но и твердотельные вещества (например, спиральные магнитные кристаллы (СМК)). Например, двухслойная система, состоящая из слоя СМК и приложенного к нему неспирального слоя, является простым асимметричным элементом. С помощью внешних воздействий можно управлять характеристиками АЭ и накопителей. Так, изменением показателя преломления неспирального слоя в каком-нибудь направлении, перпендикулярном направлению распространения луча, можно изменять параметры, характеризующие АЭ, при зависимости этих параметров от поляризации (а такая зависимость, как показали наши расчеты, результаты которых не приведены здесь, имеет место), так как изменение показателя преломления неспирального анизотропного слоя влияет на поляризацию. Такое изменение может быть осуществлено, например, посредством электрооптического эффекта. Таким же образом можно управлять также отношением 1/10 накопителя. При помещении электрооптического кристалла в области накопления и изменении его показателя преломления в направлении распространения луча его действие, при пренебрежении отражениями на его границах, эквивалентно изменению расстояния от АЭ до зеркала, что, как мы видели выше, влияет на значение І/І₀. Сказанное подтверждает принципиальную возможность создания управляемых АЭ и накопителей.

Отметим, что накопитель не является аддитивным сочетанием асимметричных элементов или асимметричного элемента и зеркала.

ЛИТЕРАТУРА

- О.С.Ерицян. Изв. АН Арм. ССР, Физика 3, 217 (1968). УФН, 138, 645 (1982). Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов, Ереван, Айастан, 1988. ЖЭТФ, 117, 115 (2000). Mol. Crystals and Liq. Crystals, E9, 348, 79 (2000).
- 2. В.Н.Любимов. ДАН СССР, 181, 858 (1968).
- 3. В.Н.Любимов. Кристаллография, 13, 1008 (1968).
- 4. М.А.Новиков. Кристаллография, 34, 1354 (1989).
- 5. О.С.Ерицян. Изв. НАН Армении, Физика, 37, 244 (2002).
- 6. J.B.Pendry, A.J.Holden, W.J.Stewart, J.Youngs. Phys. Rev. Lett., 76, 4773 (1996).
- 7. D.R.Smith, W.J.Padilla, D.C.Vier, S.C.Nemat-Nasser, S.Schultz. Phys. Rev. Lett., 84, 4184 (2000).
- 8. В.В.Брыксин, Д.Н.Мирлин, И.И.Решина. ФТТ, 15, 1118 (1973).
- 9. M.Bosh, I.Liakatas, C.Cai, Ch.Bosshard, P.Gunter. Abstracts of 5th International Conf. on organic nonlinear optics, Davos, Switzerland, 2000, paper C2.
- 10. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. М., Физматгиз, 1960.

ԱՆՇՐՋԵԼԻ ԵՎ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ԱՍԻՄԵՏՐԻԿ ՏԱՐՐԵՐԻ ԵՎ ԿՈՒՏԱԿԻՉՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱՆ

Հ.Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Հ.Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Հետազոտված է դրական և բացասական պարամետրերով պարուրային միջավայրերի օպտիկական ասիմետրիան և ցույց է տրված էլեկտրամագնիսական էներգիայի կուտակիչներ ստեղծելու հնարավորությունը։ Մատնանշված են հեղինակների կողմից ավելի վաղ և այս աշխատանքում բացահայտված ասիմետրիայի տարբեր մեխանիզմները։ Բերված են ասիմետրիկ տարրերի և կուտակիչների հաշվարկման արդյունքները։

OPTICS OF IRREVERSIBLE AND DIFFRACTIVE ASYMMETRIC ELEMENTS AND ACCUMULATORS

H.S. ERITSYAN, H.M. ARAKELYAN

Optical asymmetry in helical structures with positive and negative parameters is investigated and the possibility of energy accumulation due to such asymmetry is established. Different mechanisms of optical asymmetry are pointed out. The results of calculations of asymmetric elements and accumulators are presented.