

05;07

Невзаимность волн в поглощающих многослойных системах

© А.А. Геворгян

Ереванский государственный университет, Армения

E-mail: agevorgyan@ysu.am

В окончательной редакции 15 апреля 2003 г.

Рассмотрено распространение естественно поляризованного света через резонатор Фабри–Перо со слоем холестерического жидкого кристалла. Обнаружено, что такая система при наличии поглощения обладает невзаимностью также для естественно поляризованного света, т. е. обнаружен новый вид невзаимного отражения. Рассмотрены особенности этой невзаимности и показано, что многослойные системы с большой невзаимностью могут быть использованы как оптические диоды или оптические изоляторы (пропускающие сигнал по оптическому каналу связи в одном направлении и блокирующие сигнал, распространяющийся в обратном направлении), а также как системы для накопления световой энергии.

1. Введение. Как известно, невзаимность заключается в различии показателей преломления электромагнитной волны для двух противоположных направлений распространения (неинвариантность при замене $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$). Известны различные механизмы невзаимности [1–19]. Теория невзаимности развивается в трех следующих направлениях: 1) исследование различных механизмов невзаимности (эти вопросы особенно актуальны в кольцевых лазерах и в волоконной гироскопии [15,16]; 2) развитие теории невзаимного отражения как метода исследования внутреннего строения вещества [10,11]; 3) развитие механизмов усиления эффектов невзаимности в связи с их возможными применениями, в частности как оптические диоды, затворы, или элементы для создания аккумуляторов световой энергии [12,13,17–19]. В работе [14] открыт новый механизм невзаимности, который наблюдается в анизотропных неоднородных гиротропных средах и в многослойных системах с анизотропными гиротропными слоями. В работе [17] показано, что невзаимность наблюдается также в изотропных неоднородных гиротропных средах и в многослойных системах с изотропными гиро-

тропными слоями. Этот новый механизм невзаимности обусловлен одновременным наличием градиента одного из параметров среды по направлению распространения света и естественной или структурной гиротропии.

Эффекты невзаимности обычно считались слабыми и поэтому не представляли большого практического интереса, несмотря на их уникальность. В работе [19] исследованы отражение и прохождение света через слой естественно гиротропной среды, находящейся во внешнем магнитном поле, и показано, что многократные отражения в конечном слое на определенных длинах волн приводят к многократному увеличению невзаимности отражения ($\sim 10^2 \div 10^4$ раза), а на других определенных длинах волн к уменьшению асимметрии отражения. Дополнительным механизмом увеличения невзаимности отражения (или пропускания) может стать дифракция света в системе, поскольку в этом случае также имеется интерференция большого (бесконечного) числа волн [17]. И как показано в работе [17], в определенных многослойных системах со структурно гиротропными слоями (в которых имеет место дифракция света на периодической структуре среды) можно получить большие значения невзаимности прохождения (или отражения), что позволяет их использовать в качестве оптических диодов или односторонних отражателей. Преимуществом таких систем является, в частности, то, что они позволяют получить большие значения невзаимности прохождения без внешнего магнитного поля (тем более с большими его значениями).

До сих пор эффекты невзаимности считались чисто поляризационными эффектами: свет с одной поляризацией отражается с правой стороны оптической системы так, а с левой стороны иначе (с левой стороны такое отражение претерпевает свет с другой поляризацией). Это означает, что оптическая система, отражающая естественно поляризованный свет с одной стороны так, а с другой стороны иначе, не существует. Это, в свою очередь, обусловлено унитарностью матрицы переноса оптической системы. А матрица переноса унитарна только при отсутствии поглощения. Поляризационный характер невзаимности существенно ограничивает области возможных применений эффектов невзаимности. Ситуация кардинально меняется при наличии поглощения. Как показано ниже, в этом случае невзаимные системы становятся невзаимными также для естественно поляризованного света, т. е. появляется новый вид невзаимности.

2. Невзаимность в неоднородных гиротропных средах и многослойных системах с гиротропным слоем (гиротропными слоями). Невзаимное отражение в неоднородных гиротропных средах непосредственно следует уже из разложения индукции \mathbf{D} в ряд по \mathbf{E} . Ограничиваясь линейным по волновому вектору \mathbf{k} и добавкой $\nabla\gamma$ (являющейся вкладом неоднородности по параметру оптической активности; естественно, может существовать также слагаемое, пропорциональное $\nabla\varepsilon$ при $\nabla\varepsilon \neq 0$ и т.д.) членам, получаем:

$$D_i = \varepsilon_{ij}^0 E_j + i\bar{\gamma}_{ijl} k_l E_j + \frac{\partial \bar{\gamma}_{ijl}}{\partial x_l} E_j, \quad B_i = \mu_{ij} H_j, \quad (1)$$

где $\bar{\gamma}_{ijl}$ — антисимметричный тензор оптической активности. Следовательно, тензор диэлектрической проницаемости можно представить в виде

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}, \nabla\gamma) = \varepsilon_{ij}^0(\omega) + i\bar{\gamma}_{ijl}(\omega) k_l + \frac{\partial \bar{\gamma}_{ijl}(\omega)}{\partial x_l}. \quad (2)$$

Так как выполняется условие

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}, \nabla\gamma) \neq \varepsilon_{ij}(\omega, -\mathbf{k}, \nabla\gamma), \quad (3)$$

то это означает, что имеет место не взаимное отражение в таких средах. Общим для каждого из этих эффектов (оптической активности и неоднородности) свойством является отсутствие не взаимности при их раздельном проявлении. Однако оптической активности присуща геликоидальная симметрия, после прохождения света через оптически активную среду и отражения в обратном направлении его состояние поляризации не изменяется. Разность же оптического хода, приобретенная из-за неоднородности, продолжает суммироваться при прохождении света в обратном направлении (аксиальная симметрия). При их одновременном проявлении среда проявляет свойство не взаимного отражения. Отметим, что к этой не взаимности может приводить комбинация и других эффектов, один из которых обладает аксиальной симметрией, другой — геликоидальной. Как показывают численные расчеты по точной теории, в неоднородных гиротропных средах действительно наблюдается не взаимное отражение.

Естественно ожидать, что не взаимное отражение будет наблюдаться не только в неоднородных гиротропных средах, но и в многослойных системах с естественно (или структурно, или искусственно) гиротропным слоем (или слоями). В этом нетрудно убедиться. Допустим,

наша многослойная система простейшая, состоящая из изотропного (также негиротропного) и гиротропного слоев. Легко убедиться, что матрицы переноса этих слоев не коммутируют друг с другом, что и означает существование невзаимности. Физическая причина существования невзаимности в этом случае связана с зависимостью отражения на границах раздела сред от состояния поляризации и способностью гиротропной среды вращать плоскость поляризации.

Рассмотрим многослойную невзаимную систему стекло (1)–слой холестерического жидкого кристалла (ХЖК)–стекло (2). Пусть на систему по нормали падает волна с комплексной амплитудой \mathbf{E}_i . Обозначив комплексные амплитуды отраженного и прошедшего полей через \mathbf{E}_r и \mathbf{E}_t , разлагая их через базисные p - и s -поляризации $\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{bmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{bmatrix}$, ($\mathbf{n}_p, \mathbf{n}_s$ — орты p - и s -поляризации), представим решение задачи в виде:

$$\mathbf{E}_r = \hat{R}\mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{T}\mathbf{E}_i, \quad (4)$$

где \hat{R} и \hat{T} — матрицы Джонса данной системы.

Согласно [20], если имеется система, состоящая из двух приложенных друг к другу „слева направо“ слоев „А“ и „В“, то матрицы Джонса системы „А+В“ \hat{R}_{A+B} и \hat{T}_{A+B} определяются через аналогичные матрицы составляющих слоев матричными уравнениями:

$$\begin{aligned} \hat{R}_{A+B} &= \hat{R}_A + \hat{T}_A \hat{R}_B [\hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B]^{-1} \hat{T}_A, \\ \hat{T}_{A+B} &= \hat{T}_B [\hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B]^{-1} \hat{T}_A, \end{aligned} \quad (5)$$

где \hat{I} — единичная матрица, „тилдой“ обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае обратного направления распространения света. Например, в случае, когда слой ХЖК с обеих сторон граничит с одной и той же средой, матрицы Джонса при падении света „справа“ и „слева“ связаны между собой соотношениями:

$$\begin{aligned} \hat{T} &= \hat{F}^{-1} \hat{T} \hat{F}, \\ \hat{R} &= \hat{F}^{-1} \hat{R} \hat{F}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\hat{F} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ при линейных базисных поляризациях. Так как точные матрицы Джонса однородного планарного слоя ХЖК и изотропного

слоя стекла известны (см. [21,22] соответственно), мы для получения матриц Джонса системы стекло (1)–слой ХЖК–стекло (2), применяя формулы (5), сначала слой ХЖК сшиваем к слою стекло (2) с его левой стороны, а затем к полученной системе опять с левой стороны сшиваем слой стекло (1). Произведя соответствующие вычисления, переходим к анализу результатов численных расчетов.

На рис. 1 представлены зависимости коэффициента прохождения $T(a, b)$ и невязимности прохождения $\Delta T(c, d)$ от длины волны λ ($\Delta T = T_r - T_l$, T_r, T_l — коэффициенты прохождения при падении света на систему с правой и с левой стороны соответственно). Падающий на систему свет имеет правую круговую поляризацию (a, c) и линейную (b, d) поляризацию. Как видно из рисунков, на определенных длинах волн величина ΔT становится того же порядка, что и сам T , что означает, что такая система может работать как оптический диод. Так, на длине волны $\lambda = 0.6304 \mu\text{m}$ $T_l = 0.5824$, а $\Delta T = -0.5280$. А это означает, что при изменении направления падение света на обратное пропускание уменьшается примерно в 10 раз, что означает, что эта система действительно может работать как оптический диод.

3. Особенности невязимности при наличии поглощения в системе. Для исследования взаимодействия естественно-поляризованного света с невязимной оптической системой переходим от матриц Джонса к матрицам Мюллера. Опять будем рассматривать систему стекло (1)–ХЖК–стекло (2). Представим решение задачи в виде

$$\mathbf{S}_t = \hat{M}_t \mathbf{S}_i, \quad \mathbf{S}_r = \hat{M}_r \mathbf{S}_i, \quad (7)$$

где $\mathbf{S}_i, \mathbf{S}_t, \mathbf{S}_r$ — 4×1 — векторы-столбцы Стокса падающей, прошедшей и отраженной волн соответственно:

$$\mathbf{S}_i = I \{1, P \cos(2\Phi_i) \cos(2\Psi_i), P \cos(2\Phi_i) \sin(2\Psi_i), P \sin(2\Phi_i)\},$$

I — полная интенсивность падающей волны, Ψ_i — азимут и Φ_i — угол эллиптичности эллипса поляризации полностью поляризованной компоненты в падающей волне, P — степень поляризации падающей волны, \hat{M}_i, \hat{M}_r — 4×4 — матрицы Мюллера прошедшей и отраженной волн соответственно. По хорошо известным правилам [22] из матриц Джонса можно получить матрицы Мюллера. Произведя соответствующие вычисления, переходим к исследованию особенностей невязимности при взаимодействии естественно-поляризованного света с невязимной оптической системой стекло (1)–ХЖК–стекло (2).

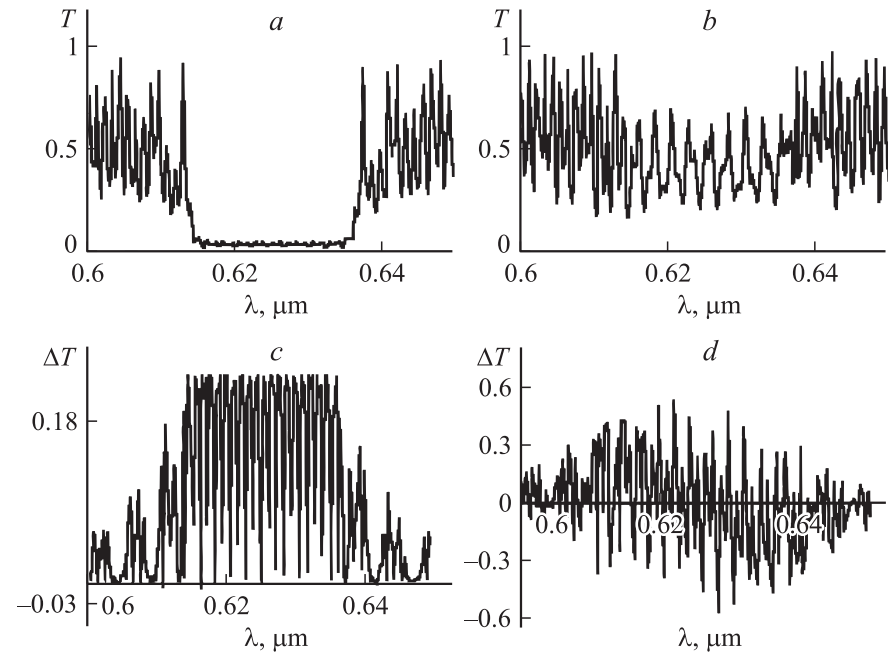


Рис. 1. Зависимости коэффициента пропускания T (a, b) и невязимости пропускания ΔT (c, d) от длины волны λ при падении на систему стекло (1) — ХЖК — стекло (2) правополяризованного (a, c) и линейнополяризованного света (b, d). Параметры системы таковы: главные значения тензора диэлектрической проницаемости ХЖК $\text{Re}\epsilon_1 = 2.29$, $\text{Re}\epsilon_2 = 2.143$, шаг спирали ХЖК $\sigma = 0.42 \mu\text{m}$, толщина слоя ХЖК $d = 50 \sigma$, спираль ХЖК правая, коэффициенты преломления стеклянных пластинок $\text{Re}n_1 = 1.5$, $\text{Re}n_2 = 3.5$, толщины стеклянных пластинок $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50 \mu\text{m}$.

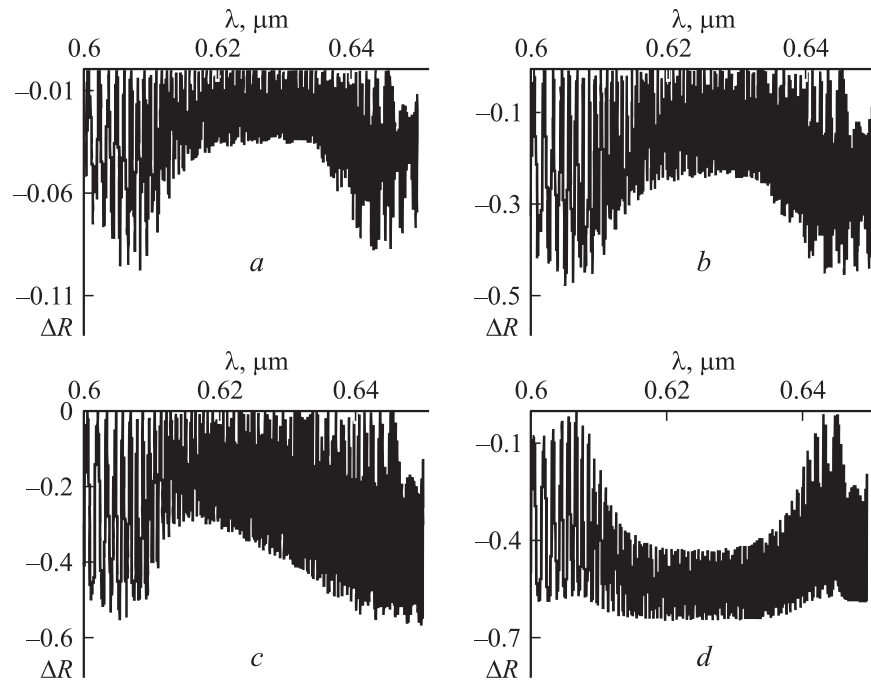


Рис. 2. Зависимость невязности отражения ΔR (разность коэффициентов отражения при взаимно противоположных направлениях распространения падающего света) от длины волны λ при падении на систему естественного света ($P = 0$). $d = 20\sigma$, $d_1 = 1000\mu\text{m}$, $d_2 = 1000\mu\text{m}$, a — $\text{Im}\epsilon_1 = \text{Re}\epsilon_2 = 0.001$, $\text{Im}n_1 = \text{Im}n_2 = 0$. b — $\text{Im}\epsilon_1 = \text{Im}\epsilon_2 = 0.01$, $\text{Im}n_1 = \text{Im}n_2 = 0$. c — $\text{Im}\epsilon_1 = 0.01$, $\text{Re}\epsilon_2 = 0$, $\text{Im}n_1 = \text{Im}n_2 = 0$. d — $\text{Im}\epsilon_1 = \text{Re}\epsilon_2 = 0$, $\text{Im}n_1 = 0.001$, $\text{Im}n_2 = 0$.

На рис. 2 представлена зависимость невязности отражения ΔR (разность коэффициентов отражения при взаимно противоположных направлениях распространения падающего света) от длины волны λ при падении на систему естественно-поляризованного света ($P = 0$). Рассмотрены различные значения поглощения и разные их характеры. Как видно из рисунка, при наличии поглощения появляется невязность отражения также для неполяризованного света (эта невязность обращается в нуль при отсутствии поглощения). При определенных длинах волн падающего света величина $|\Delta R|$ значительно увеличивается и становится того же порядка, что и сам коэффициент отражения R ($|\Delta R| \approx R$). А это означает, что такая система может работать как оптический диод, работающий на отражение, или просто односторонний отражатель для естественно-поляризованного света. Отметим, что эта система имеет особенность, а именно $\Delta T = 0$, а $\Delta Q = -\Delta R$, т.е. невязность пропускания отсутствует. Естественно, такие системы могут быть применены также в качестве односторонних поглотителей и в системах неотражающих поглотителей.

Отметим, что эти свойства поглощающих невязных элементов резко увеличивают возможные области применения невязных систем. В частности, открываются реальные возможности создания систем для аккумуляции световой энергии. Такие системы могут быть применены в световых преобразователях в электрический ток и т.д.

Отметим также, что проанализированная на примере системы стекло (1)–ХЖК–стекло (2) невязность волн для естественно-поляризованного света имеет общий характер и может наблюдаться для многослойных систем со слоями гиротропного (естественного, структурного или искусственного) слоя (или слоев) при наличии поглощения в системе.

В заключение отметим, что полученные в данной работе результаты могут быть проверены в реальном эксперименте и использованы для создания оптических элементов нового класса, а именно оптических диодов, односторонних отражателей, односторонних поглотителей и аккумуляторов световой энергии. А эти элементы могут обуславливать бурное развитие оптоэлектроники, эллипсометрии, оптической связи и ряд других областей техники. Отметим также, что численные расчеты выполнены для ХЖК состава холестерил–нонаноат: холестерил–хлорид: холестерил ацетат = 20:15:6, обладающего при комнатной температуре (24°C) шагом спирали в оптическом диапазоне ($\sigma = 0.42 \mu\text{m}$).

Список литературы

- [1] *Fuch R.* // *Phil. Mag.* 1965. V. 11. P. 647–649.
- [2] *Любимов В.Н.* // *ДАН СССР.* 1968. Т. 181. С. 858–861.
- [3] *Hornreich R.M., Shtrikman S.* // *Phys. Rev.* 1968. V. 171. P. 1065–1074.
- [4] *Писарев Р.В.* // *ЖЭТФ.* 1970. Т. 58. С. 1421–1427.
- [5] *Brown W.F.Jr., Shtrikman S.S., Treves D.* // *J. Appl. Phys.* 1963. V. 34. P. 1233–1234.
- [6] *Ерицян О.С.* // *Изв. АН АрмССР. Физика.* Т. 3. С. 217–219.
- [7] *Белый В.Н., Сердюков А.Н.* // *Кристаллография.* 1974. Т. 19. С. 1279–1280.
- [8] *Маркелов В.А., Новиков М.А., Туркин А.А.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1977. Т. 25. С. 404–407.
- [9] *Новиков М.А., Хышов А.А.* // *Опт. и спектр.* 1999. Т. 87. С. 416–418.
- [10] *Krichevstov B.B., Pisarev R.V., Rzhetsky A.A. et al.* // *Phys. Rev.* 1997. V. B57. P. 14611.
- [11] *Krichevstov B.B., Rzhetsky A.A., Weber H.-J.* // *Phys. Rev.* 2000. V. B61. P. 10084–10091.
- [12] *Белый В.Н., Курилкина С.Н., Ковчур С.Н.* // *Опт. и спектр.* 1997. Т. 83. С. 409–415.
- [13] *Андропова И.А., Геликонов Г.В., Малыкин Г.Б.* // *Квант. электр.* 1999. Т. 26. С. 271–275.
- [14] *Венгер Е.Ф., Попов В.Б., Сердега Б.К. и др.* // *Опт. и спектр.* 2000. Т. 89. С. 810–814.
- [15] *Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н.* // *Квант. элект.* 1999. Т. 27. С. 98–120.
- [16] *Андропова И.А., Малыкин Г.Б.* // *УФН.* 2002. Т. 172. С. 849–873.
- [17] *Геворгян А.А.* // *Изв. НАН Армении. Физика.* 2002. Т. 37. С. 155–164.
- [18] *Геворгян А.А.* // *ЖТФ.* 2002. Т. 72. В. 8. С. 77–84.
- [19] *Геворгян А.А.* // *Опт. спектр.* 2001. Т. 91. С. 830–836.
- [20] *Геворгян А.А., Паполян К.В., Пикичян О.В.* // *Опт. и спектр.* 2000. Т. 88. С. 647–655.
- [21] *Геворгян А.А.* // *Опт. спектр.* 2000. Т. 89. С. 685–692.
- [22] *Azzam R.M.A., Bashara N.M.* *Ellipsometry and polrized light.* N.Y.: North-Holland, 1977.