

02

## К магнитооптике холестерических жидких кристаллов

© А.А. Геворгян<sup>1</sup>, С.С. Голик<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Дальневосточный федеральный университет,  
690091 Владивосток, Россия

<sup>2</sup> Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения РАН,  
690041 Владивосток, Россия

e-mail: agevorgyan@ysu.am

Поступила в редакцию 21.05.2021 г.

В окончательной редакции 01.06.2021 г.

Принята к публикации 01.06.2021 г.

Теоретически изучены особенности оптических свойств холестерических жидких кристаллов (ХЖК) во внешнем статическом магнитном поле с учетом магнитооптической активности. Рассмотрена граничная задача отражения от полупространства планарного ХЖК и прохождения света через конечный слой магнитоактивного ХЖК при нормальном падении света. Исследованы особенности эволюции отражения от полупространства при изменении параметра магнитооптической активности. Показано существование эффекта магнито-индуцированного пропускания (МИП) в ХЖК с реальными параметрами. Обсуждены особенности резонансных линии МИП при различных значениях локальной оптической анизотропии ХЖК.

**Ключевые слова:** холестерические жидкие кристаллы, полуметаллы Вейля, гигантский магнитооптический параметр, дифракция, собственные поляризации, магнито-индуцированная прозрачность, оптическая анизотропия.

DOI: 10.21883/OS.2021.10.51491.2318-21

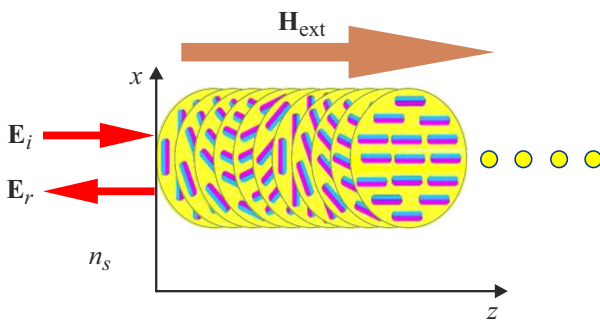
### Введение

Магнитооптическое взаимодействие света с намагниченной средой используется в современных устройствах фотоники, а именно в сенсорах, в модуляторах света, в оптических изоляторах и т.д. [1–7]. Разработка эффективных магнитооптических устройств обычно сталкивается с двумя трудностями [1]. Во-первых, поскольку величина магнитооптических эффектов довольно мала, сложно уменьшить площадь интегрированных магнитооптических устройств и масштабировать размер, необходимой для встраивания в фотонные платформы. Таким образом, большая область исследований посвящена именно усилению магнитооптических эффектов. В настоящее время многие работы по усилению магнитооптических эффектов основаны на плазменных резонансах, полученных в металлических материалах в сочетании с магнитооптическими материалами или в ферромагнитных металлах. Заметим, что в том случае, когда металлическая решетка помещается внутри основного магнитооптического слоя, явление электромагнитно-индуцированного поглощения также является способом получения большого увеличения эффекта Фарадея [8]. Кроме плазменных эффектов, резонансные эффекты, основанные только на диэлектрических материалах, также представляют большой интерес из-за их низкого собственного поглощения, которое влияет на качество резонанса. Резонансное усиление магнитооптических эффектов было получено за счет субмикрометрического периодического структурирования диэлектрических магнитооптических материалов либо в виде 1D/2D

плоской структуры, либо в виде фотонных кристаллов или периодических волноводных устройств [9–12]. Во-вторых, оксиды иттрия-граната, которые являются наиболее эффективными магнитооптическими материалами, очень сложно обрабатывать и формировать на фотонных платформах из-за несоответствия их решетки с фотонными подложками и высокотемпературного отжига, необходимого для достижения магнитооптической активности [13].

Отметим, что для получения управляемого вращения плоскости поляризации света могут быть использованы также жидкие кристаллы (ЖК). Так, в [14] показано, что комбинация закрученного нематического ЖК и резонатора Фабри-Перо действует как спектрально-селективный линейный поляризатор. В [15] описан оптически управляемый вращатель линейной поляризации на основе хирального ЖК, легированного азобензолом. Экспериментальные результаты и моделирование показывают, что хиральный ЖК, легированный азобензолом, можно использовать для поворота плоскости поляризации падающего линейно поляризованного света с одной ориентации на другую. Установлено, что ориентация поляризации зависит как от шага спирали, так и от числа витков слоя холестерического жидкого кристалла (ХЖК). Управляя шагом спирали, можно контролировать вращение плоскости поляризации падающего света.

Недавно были открыты полуметаллы Вейля, которые проявляют гигантский магнитооптический эффект, примерно на три порядка больший, чем у известных магнитоактивных материалов [16], и начались интенсивные исследования оптических свойств полуметаллов Вейля



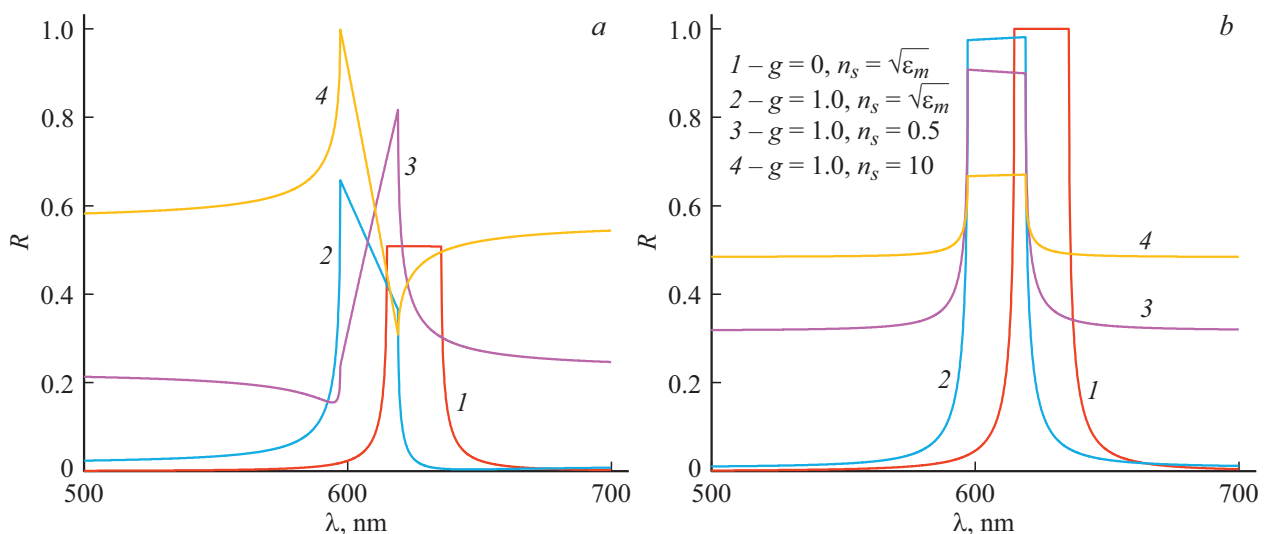
**Рис. 1.** Геометрия задачи:  $z$  — ось спирали ХЖК,  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  — внешнее магнитное поле,  $\mathbf{E}_i$ ,  $\mathbf{E}_r$  и  $\mathbf{E}_t$  — поля падающей, отраженной и прошедшей волн соответственно. Голубые-розовые линии соответствуют направлениям палочкообразных молекул ХЖК, направления этих молекул непрерывно меняются, образуя геликоидальную структуру вдоль оси  $z$ .  $n_s$  — показатель преломления изотропного полупространства, граничащего с полупространством ХЖК.

(см. [17–20] и цитируемую в них литературу). Оптические измерения были использованы в качестве мощного метода для характеристики экзотических свойств состояний полуметаллов Вейля [21–24].

Далее, общеизвестны широкие применения ЖК в оптических устройствах, применяемых в науке и производстве. Изначально ЖК в основном применялись в ЖК-дисплеях, однако с быстрым развитием и впечатляющими преимуществами органических светоизлучающих дисплеев возникла некоторая конкуренция. За последнее десятилетие все больше и больше ученых по ЖК переключили свое внимание на новые области: например, на применение ЖК в новых оптических устройствах, в телекоммуникации, в хранении информации, энергосбережении, эластомерных роботах, сенсорах, биотехнологии, нано-/микро-манипуляции, и это лишь некоторые из них.

После революционных разработок в нанотехнологиях и создании частиц, размеры которых находятся в интервале от 1 до 100 nm, возникла идея их использования в ЖК. Создание композитной системы ЖК-наноматериал преследует три основные цели: (1) изменить основные физические или химические свойства исходных ЖК; (2) манипулированием наноматериалами и их упорядочением в ЖК изменять свойства наноматериалов; (3) получить дополнительные функции, которые недоступны ни у ЖК, ни у наноматериалов. До настоящего времени в качестве легирующих добавок в ЖК использовались четыре основные группы наноматериалов, а именно металлические наночастицы, сегнетоэлектрические наночастицы, полупроводниковые наночастицы и углеродные наночастицы. Об этом и о многом другом по ЖК-композитам см. обзорную статью [25] и обширную литературу, цитируемую в ней. Естественно, возникает также идея использования наночастиц из полуметаллов Вейля в качестве легирующих добавок в жидкостях и, в частности, в ЖК. Отметим, что в работе [26] представлено моделирование молекулярной динамики на основе смешанной квантово-классической механики второго поколения Кар–Парринелло малых наночастиц полуметаллов Вейля в воде.

Отметим, что в последние годы наблюдается также возобновленный интерес именно к ХЖК (см. [27–35] и цитируемую в них литературу). ХЖК относятся к 1D-фотонным кристаллам, и их периодическая геликоидальная структура приводит к возникновению поляризационно-чувствительной фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) и к наиболее богатым оптическим свойствам [36,37]. Параметры ХЖК, как и ЖК, могут быть легко настроены внешними механическими, электрическими или магнитными полями, температурными градиентами, ИК излучением и т.д. [38–40]. Подходящим управлением параметров слоя ХЖК можно точно на-



**Рис. 2.** Спектры отражения при отражении света от полупространства планарного ХЖК. Пояснения в тексте.

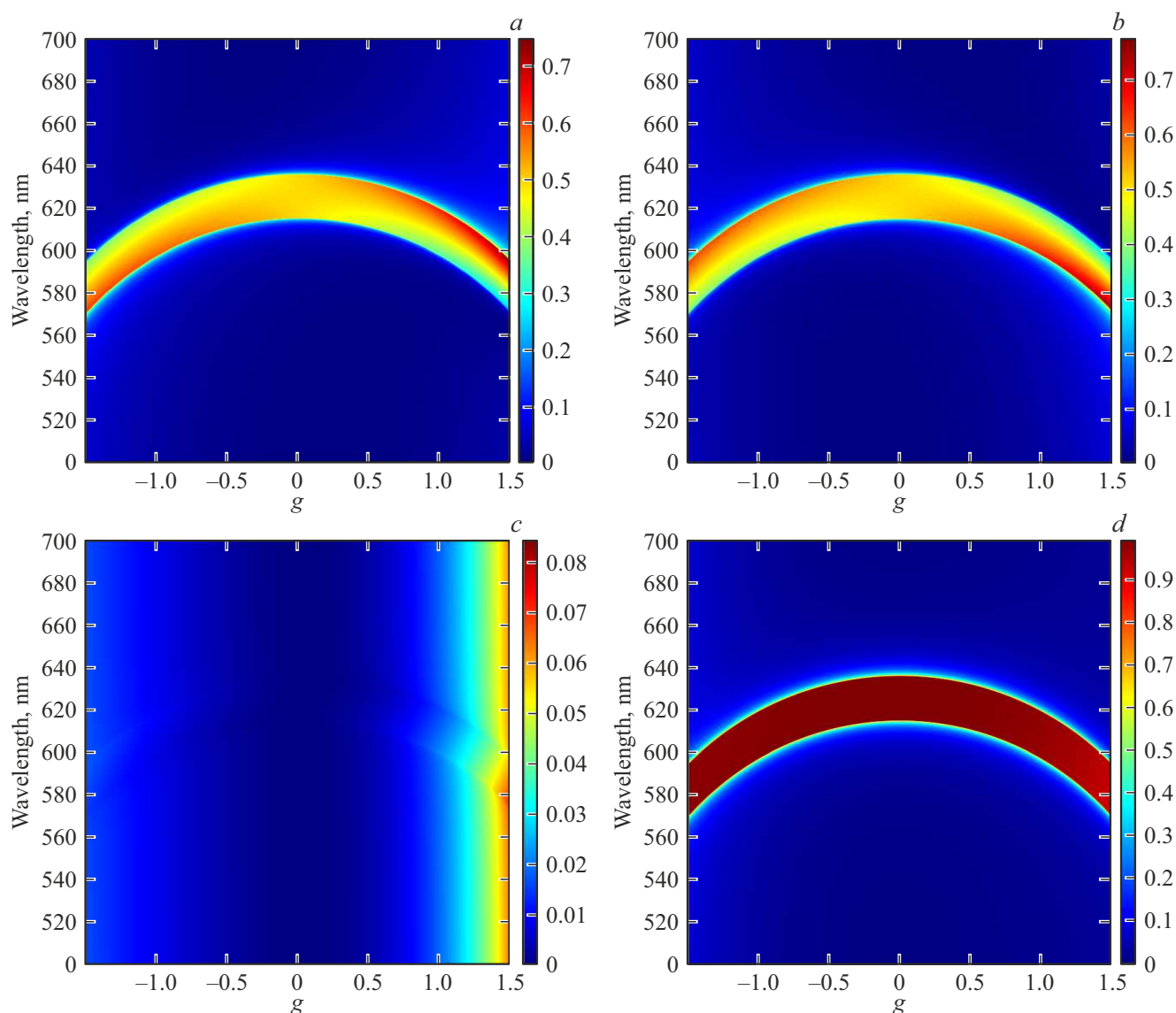


Рис. 3. Эволюция спектров отражения при изменении магнитооптического параметра  $g$  при  $n_s = \sqrt{\epsilon_m}$ . Пояснения в тексте.

строить их ФЗЗ и другие характеристики. Из вышеизложенного следует, что может представлять большой интерес исследование магнитооптических свойств ХЖК с большим параметром магнитооптической активности, поскольку такие структуры в скором будущем могут быть созданы. Такие исследования стартовали в работах [41–44]. Одновременное присутствие магнитооптической активности и естественной оптической активности из-за структуры приводит к интересным особенностям, в частности к невзаимности, включая невзаимное пропускание (отражение и поглощение) [41], к хиральной анизотропии Фарадея [45], в них наблюдается сверхсильная локализация и аномально сильное поглощение света, суммарное поле, возбуждаемое в среде, не имеет линейную поляризацию, и, следовательно, в них на границах ФЗЗ больше не наблюдаются эффекты аномально сильного и аномально слабого поглощения; в этих средах

наблюдается эффект магнито-индуцированной прозрачности (МИП) [41–44].

В настоящей работе мы продолжаем исследование особенностей этих структур, в частности будем рассматривать отражение от полупространства и влияние диэлектрической границы на отражение, будем рассматривать прохождение света через слой и влияние локальной анизотропии на резонансные линии МИП.

## Модели и методология

Рассмотрим отражение света от планарного полупространства ХЖК, находящегося во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси спирали ХЖК (рис. 1). Будем предполагать, что тензоры диэлектрической и

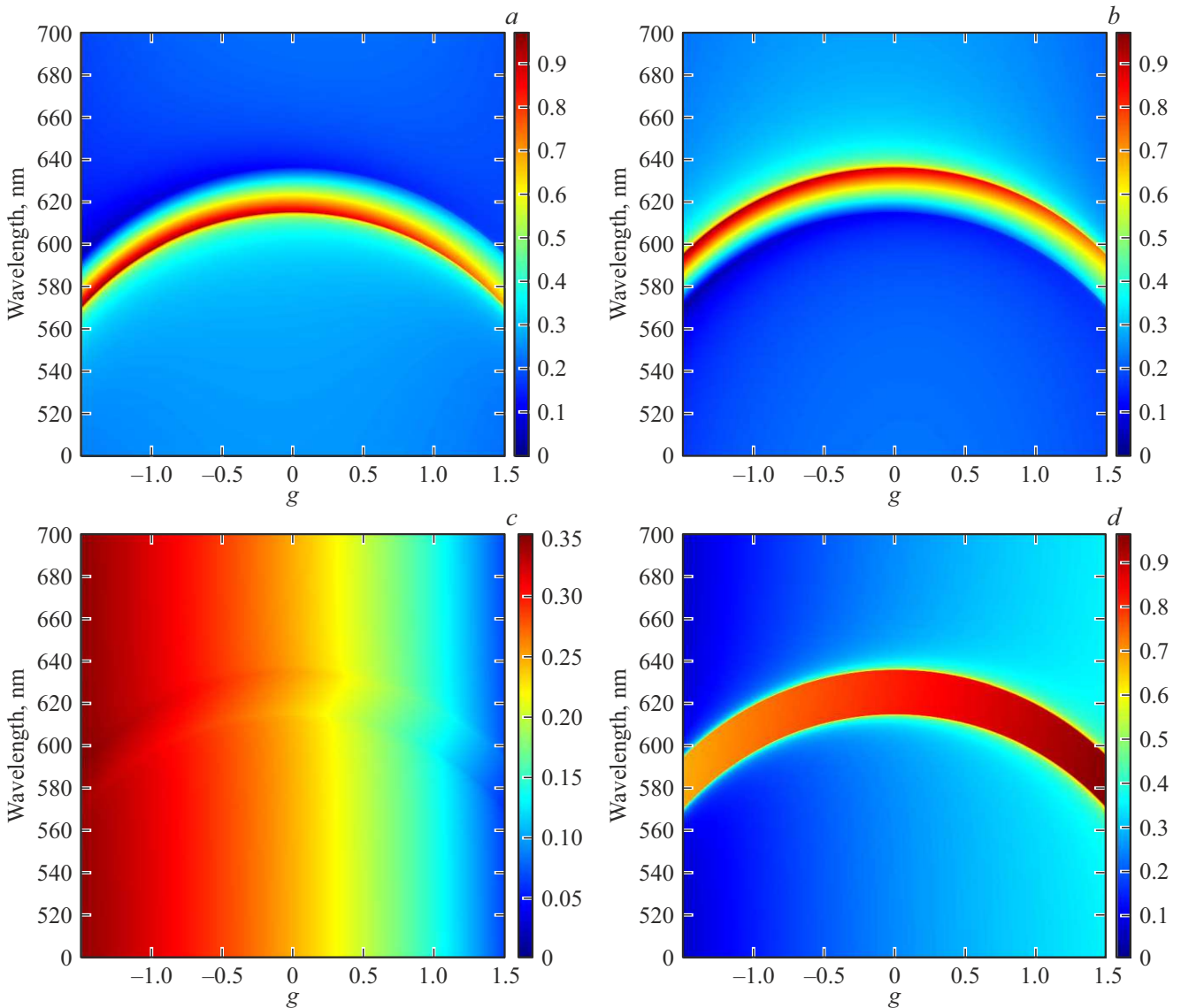


Рис. 4. Эволюция спектров отражения при изменении магнитооптического параметра  $g$  при  $n_s = 0.5$ . Пояснения в тексте.

магнитной проницаемостей имеют вид

$$\hat{\epsilon}(z) = \epsilon_m \times \begin{pmatrix} 1 + \delta \cos 2az & \pm \delta \sin 2az \pm ig/\epsilon_m & 0 \\ \pm \delta \sin 2az \mp ig/\epsilon_m & 1 - \delta \cos 2az & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \delta \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mu}(z) = \hat{I}, \tag{1}$$

где  $\epsilon_m = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$ ,  $\delta = \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{(\epsilon_1 + \epsilon_2)}$ ,  $\epsilon_{1,2}$  — главные значения локального тензора диэлектрической проницаемости при наличии внешнего магнитного поля,  $g$  — параметр магнитооптической активности,  $a = 2\pi/p$ ,  $p$  — шаг спирали (пространственный период периодической структуры) при наличии внешнего магнитного поля. Мы рассматриваем случай распространения света вдоль оси спирали.

Будем искать решения уравнений Максвелла в следующем виде:

$$\epsilon(z, t) = \sum_{m=1}^4 \epsilon_{0m} \exp(ik_m z) \exp(-i\omega t), \tag{2}$$

где  $k_m$  — волновые числа во вращающейся системе координат ( $x', y', z'$ ; оси  $x'$  и  $y'$  параллельны главным направлениям тензора диэлектрической проницаемости при каждом значении  $z'$ , а  $z'$  параллельна оси  $z$ ),  $\epsilon(z, t)$  — поле во вращающейся системе координат. Поставляя (2) в уравнения Максвелла, приходим к следующему дисперсионному уравнению (см., также [41]):

$$k_{mz}^4 + a_1 k_{mz}^2 + a_2 k_{mz} + a_3 = 0, \tag{3}$$

где

$$a_1 = -2 \left( \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_m + a^2 \right), a_2 = -4 \frac{\omega^2}{c^2} ag,$$

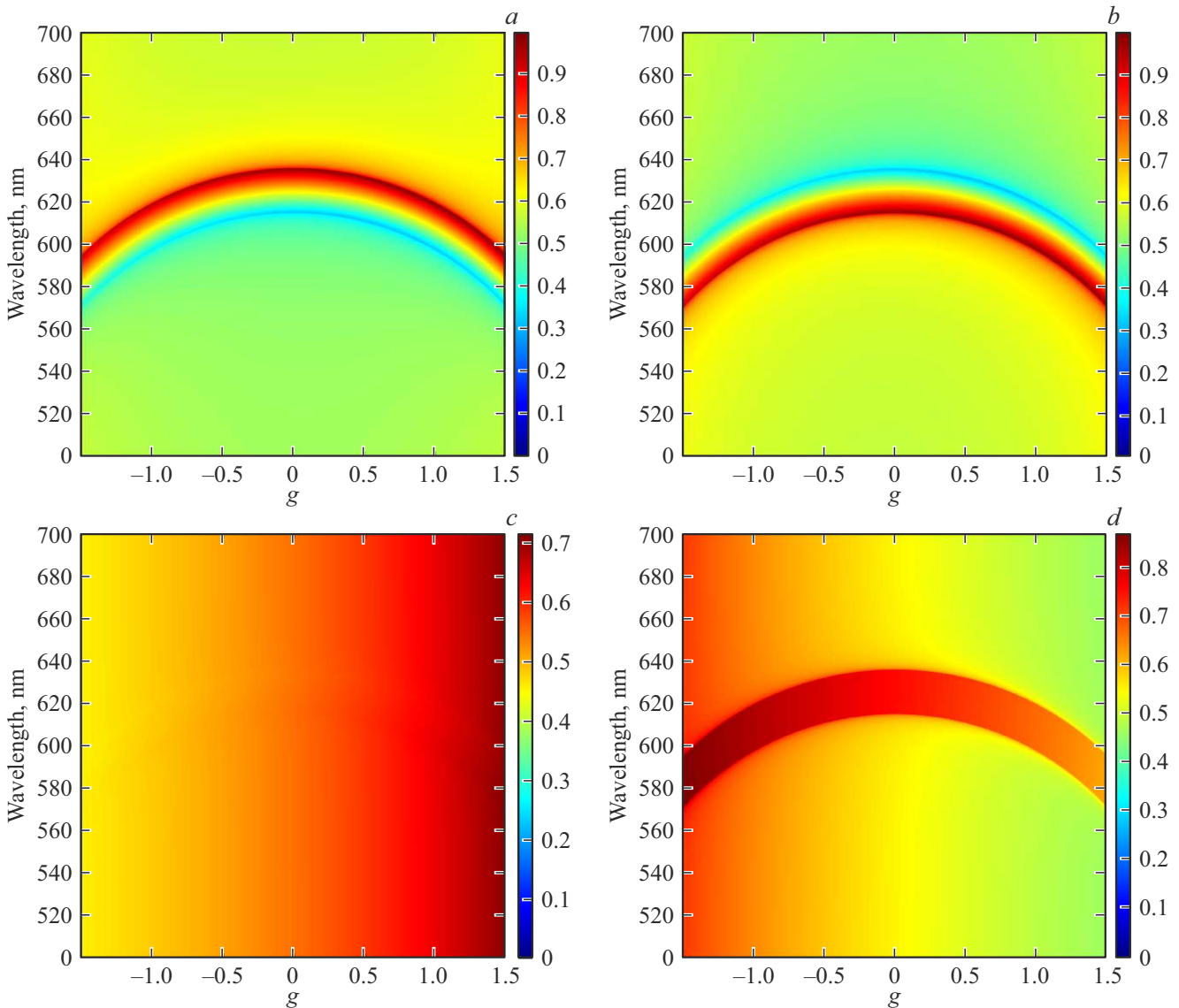


Рис. 5. Эволюция спектров отражения при изменении магнитооптического параметра  $g$  при  $n_s = 10$ . Пояснения в тексте.

$$a_3 = -2 \frac{\omega^2}{c^2} a^2 \epsilon_m + \frac{\omega^4}{c^4} \epsilon_m^2 (1 - \delta^2) - \frac{\omega^4}{c^4} g^2 + a^4,$$

$\omega$  — частота,  $c$  — скорость света в вакууме.

Используя найденные из (2) собственные значения волновых чисел, решим задачу отражения света от полупространства в случае планарного ХЖК. Будем считать, что оптическая ось ХЖК, совпадающая с осью  $z$ , перпендикулярна границе полупространства. ХЖК граничит с изотропным полупространством с показателем преломления равным  $n_s$ . Граничные условия, состоящие в непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей, представляют собой систему из четырех комплексных линейных уравнений с четырьмя комплексными неизвестными. Они имеют вид

$$E_{ix} + E_{rx} = \sum_{m=1}^2 (\mathcal{E}_{mx} \cos \varphi_0 - \mathcal{E}_{my} \sin \varphi_0),$$

$$H_{iy} + H_{ry} = \sum_{m=1}^2 (\mathcal{H}_{my} \cos \varphi_0 + \mathcal{H}_{mx} \sin \varphi_0),$$

$$E_{iy} + E_{ry} = \sum_{m=1}^2 (\mathcal{E}_{my} \cos \varphi_0 + \mathcal{E}_{mx} \sin \varphi_0),$$

$$H_{ix} + H_{rx} = \sum_{m=1}^2 (\mathcal{H}_{mx} \cos \varphi_0 - \mathcal{H}_{my} \sin \varphi_0),$$

где  $\varphi_0$  — угол между директором и осью  $x$  на входной поверхности ХЖК,  $\mathcal{E}_{mx}$ ,  $\mathcal{E}_{my}$ ,  $\mathcal{H}_{mx}$ ,  $\mathcal{H}_{my}$  — компоненты электрического и магнитного полей во вращающейся системе координат  $(x', y', z')$ . Между ними есть связь:

$$\mathcal{E}_{my} = \alpha_m \mathcal{E}_{mx}, \quad \mathcal{H}_{mx} = \beta_m \mathcal{E}_{mx}, \quad \mathcal{H}_{my} = \gamma_m \mathcal{E}_{mx},$$

где

$$\alpha_m = \frac{i[b_m(b_m^2 - \chi^2 - 1 + \delta) + \chi g / \epsilon_m]}{\chi(b_m^2 - \chi^2 + 1 - \delta) - b_m g / \epsilon_m},$$

$$\beta_m = -\alpha(b_m \alpha_m - i\chi), \quad \gamma_m = -\alpha(-b_m + i\chi \alpha_m),$$

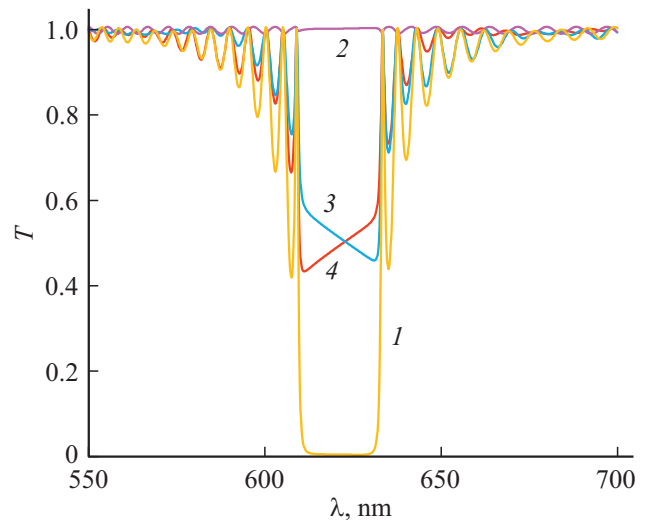
$$\chi = \lambda(p\sqrt{\varepsilon_m}), \quad b_m = \frac{k_{mz}}{(2\pi\sqrt{\varepsilon_m})}, \quad \alpha = \frac{\sqrt{\varepsilon_m}}{n_s}.$$

Решая эту граничную задачу, мы можем определить значения для компонент отраженного поля  $E_r(z)$ , следовательно, вычислить энергетический коэффициент отражения  $R = |E_r|^2/|E_i|^2$ . Отметим, что при рассмотрении отражения света от полупространства мы имеем одну границу и, следовательно, только вышепредставленные четыре уравнения непрерывности для тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей. Следовательно, не все собственные моды будут возбуждаться (уравнение (3) четвертого порядка и, следовательно, имеет четыре решения (см. (2) и (3))). Из этих четырех мод выберем две, мнимые части волновых чисел которых положительны (при введении слабого поглощения). Действительно, в этом случае амплитуды этих мод экспоненциально уменьшаются при распространении вглубь среды. В обратном случае эти амплитуды возрастали бы неограниченно, что не совместимо с конечностью амплитуды падающей волны. Ниже все вычисления были сделаны для ХЖК со следующими параметрами: главные значения тензора диэлектрической проницаемости ХЖК  $\varepsilon_1 = 2.29$  и  $\varepsilon_2 = 2.143$ . Это параметры ХЖК состава холестерил–нонаноат: холестерил–хлорид: холестерил–ацетат = 20:15:6, обладающего при комнатной температуре (24°C) шагом спирали в оптическом диапазоне ( $p = 420$  nm) и имеющего область дифракционного отражения при нормальном падении света в интервале длин волн от 615 до 635 nm).

## Отражение от полупространства

На рис. 2 представлены спектры отражения при различных значениях параметра  $n_s$ . Падающий на полупространство свет имеет линейную вдоль оси  $x$  поляризацию ( $a$ ) и правую круговую поляризацию ( $b$ ). Для сравнения представлены также соответствующие спектры отражения при отсутствии внешнего магнитного поля ( $g = 0$ ) и при минимальном влиянии диэлектрической границы ( $n_s = \sqrt{\varepsilon_m}$ ). Как видно из этого рисунка, если при отсутствии внешнего магнитного поля при  $n_s = \sqrt{\varepsilon_m}$  отражение линейно поляризованного света в ФЗЗ практически не зависит от ориентации плоскости поляризации света относительно направления локальной оптической оси на поверхности ХЖК, то при  $n_s \neq \sqrt{\varepsilon_m}$  появляется зависимость от этой ориентации (см. также [46]). Поскольку соответствующая зависимость обусловлена интерференцией дифрагирующей волны и волны, отраженной от диэлектрической границы, ее проявление растёт с увеличением различия между  $n_s$  и  $\sqrt{\varepsilon_m}$  [47].

Вторая характерная особенность этих зависимостей заключается в следующем. В ФЗЗ при наличии внешнего магнитного поля появляется зависимость от ориентации



**Рис. 6.** Спектры пропускания для слоя ХЖК при отсутствии поглощения и при  $g = 0$ . Толщина слоя ХЖК  $d = 50p$ ,  $n_s = \sqrt{\varepsilon_m}$ . Пояснения в тексте.

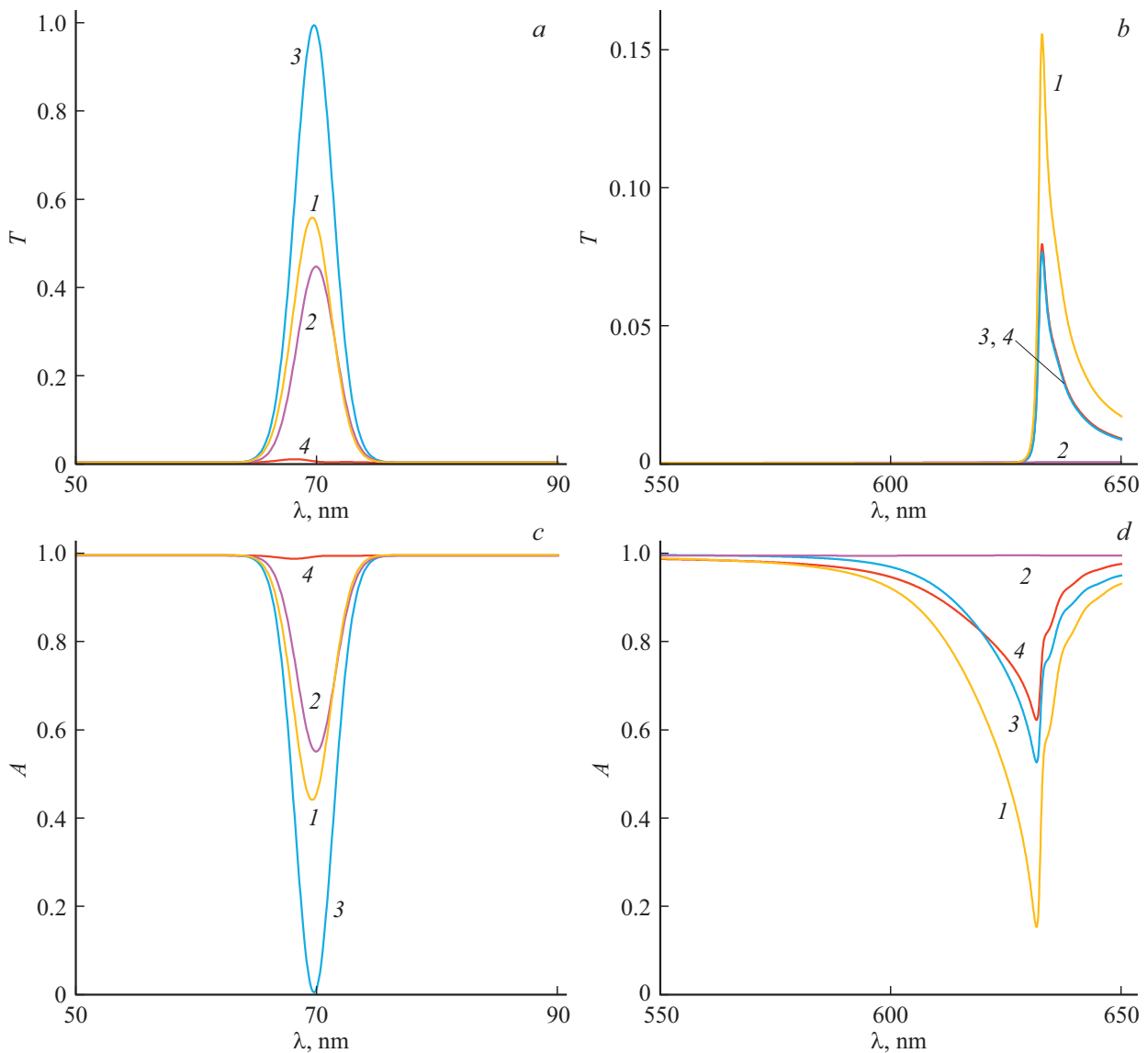
плоскости поляризации света относительно направления локальной оптической оси на поверхности ХЖК также в случае минимального влияния диэлектрических границ, т.е. при условии  $n_s = \sqrt{\varepsilon_m}$ . Более того, контур отражения приобретает характерную к фано-резонансу асимметрию (см. кривая 2 на рис. 2,  $a$ ) [48,49].

Для полноты картины мы на рис. 3–5 представили эволюции спектров отражения при изменении магнито-оптического параметра  $g$  при следующих трех значениях параметра  $n_s$ :  $n_s = \sqrt{\varepsilon_m}$  (рис. 3),  $n_s = 0.5$  (рис. 4) и  $n_s = 10$  (рис. 5). Падающий на слой свет имеет линейную вдоль оси  $x$  ( $a$ ) и вдоль оси  $y$  ( $b$ ) поляризации, а также левую ( $c$ ) и правую ( $d$ ) круговые поляризации.

Как видно из этих рисунков, наличие диэлектрических границ (т.е. при отличии  $n_s$  от  $\sqrt{\varepsilon_m}$ ) увеличивает вышеуказанную асимметрию кривых отражения для ортогональных линейных поляризации падающего света.

## Прохождение через слой

Используя найденные из (2) собственные значения волновых чисел, решим задачу пропускания света через планарный слой ХЖК конечной толщины. Слой ХЖК с обеих сторон граничит с изотропными полупространствами с одинаковыми показателями преломления, равными  $n_s$ . Граничные условия, состоящие в непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей, теперь уже представляют собой систему из восьми комплексных линейных уравнений с восемью комплексными неизвестными [50]. Решая эту граничную задачу, мы можем определить значения для компонент отраженного,  $E_r(z)$ , и прошедшего,  $E_t(z)$ , полей, а также для поля  $E_i(z)$  в самом слое ХЖК и, следовательно, вычислить энергетические коэффициенты



**Рис. 7.** Спектры пропускания (*a, b*) и поглощения (*c, d*) вблизи области ФЗЗ и в короткой ультрафиолетовой области при  $n_s = \sqrt{\epsilon_m} = 1.49$ , при наличии анизотропного поглощения ( $\text{Im}\epsilon_1 = 0, \text{Im}\epsilon_2 = 0.1$ ) и  $g = 0.5$ . Падающий на слой свет имеет правую (кривая 1) и левую (2) круговые поляризации, а также линейную вдоль оси  $x$  (3) и оси  $y$  (4) поляризации.

отражения  $R = |E_r|^2/|E_i|^2$ , пропускания  $T = |E_t|^2/|E_i|^2$ , поглощения  $A = 1 - (R + T)$  и т.д.

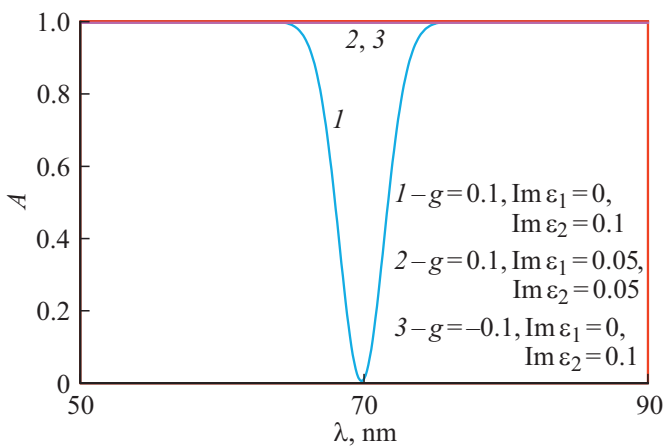
В работе [38] обнаружен эффект МИП в ХЖК с параметрами  $\epsilon_1 = 0.8$  и  $\epsilon_2 = 0.35$ , с шагом спирали  $p = 400 \text{ nm}$  и толщиной слоя  $d = 5p$ . Возникает естественный вопрос, будет ли наблюдаться этот эффект в ХЖК с реальными параметрами, например рассмотренными нами в настоящей работе?

На рис. 6 представлены спектры пропускания для слоя ХЖК при отсутствии поглощения и при  $g = 0$ . Падающий на слой свет имеет правую (кривая 1) и левую (2) круговые поляризации, а также линейную вдоль оси  $x$  (3) и вдоль оси  $y$  (4) поляризации.

На рис. 7 представлены спектры пропускания (*a, b*) и поглощения (*c, d*) вблизи области ФЗЗ и в короткой ультрафиолетовой области при наличии анизотропно-

го поглощения ( $\text{Im}\epsilon_1 = 0, \text{Im}\epsilon_2 = 0.1$ ) и  $g = 0.5$ . Как видно из рис. 7, в области короткого ультрафиолета появляется область полного пропускания для падающего света с линейной поляризацией. С уменьшением параметра  $g$  эта область смещается в сторону коротких волн. Таким образом, эффект магнитооптической прозрачности имеет общий характер и может наблюдаться в спирально-конструированных периодических структурах с произвольными параметрами. Необходимым условием его реализации является присутствие внешнего магнитного поля и анизотропного поглощения.

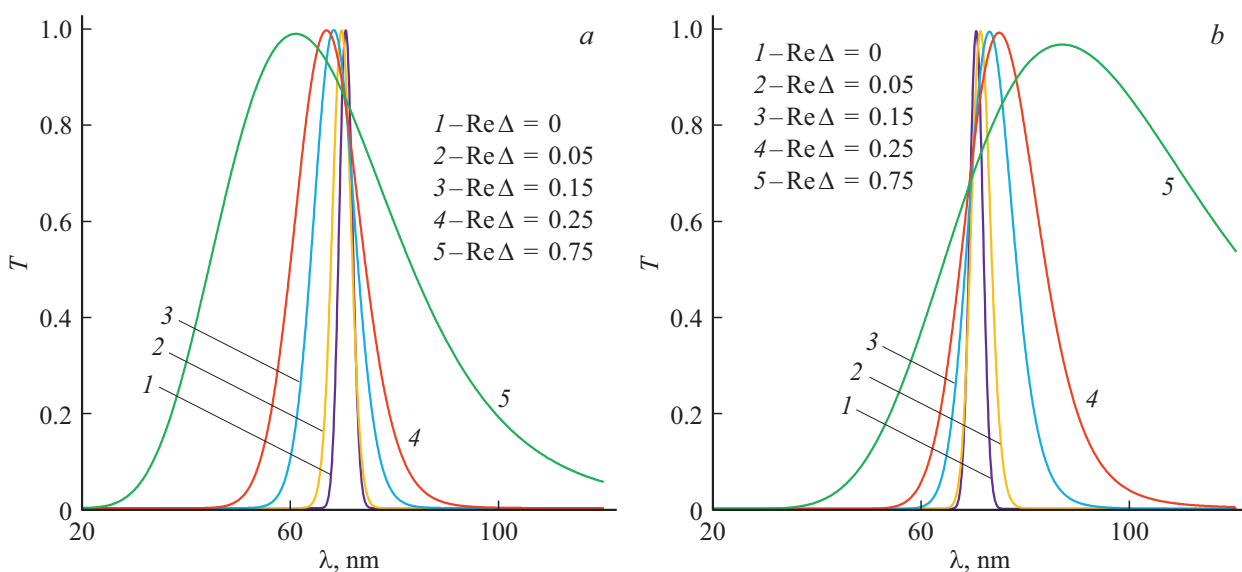
На рис. 8 представлены спектры поглощения при различных значениях параметров магнитооптической активности  $g$  и поглощения (параметров  $\text{Im}\epsilon_1$  и  $\text{Im}\epsilon_2$ ). Из представленных результатов следует:



**Рис. 8.** Спектры поглощения при различных значениях параметров магнитооптической активности  $g$  и поглощения.

- 1) эффект МИП невязанный: он наблюдается при  $g = 0.1$  и не наблюдается при  $g = -0.1$ ;
- 2) эффект МИП наблюдается только при анизотропном поглощении.

И наконец, мы исследовали влияние локального двулучепреломления на эффект МИП. На рис. 9 представлены спектры пропускания при различных значениях параметра  $\text{Re}\Delta = \frac{\text{Re}\epsilon_1 - \text{Re}\epsilon_2}{2}$  в двух случаях: при  $\text{Im}\Delta = -0.05$  (a) и  $\text{Im}\Delta = 0.05$  (b). Из представленных графиков следует, что увеличение параметра оптической анизотропии по-разному влияет на резонансную линию МИП. В обоих случаях увеличение  $\text{Re}\Delta$  приводит к уширению линии МИП и ее смещению, однако при  $\text{Im}\Delta = -0.05$  смещение происходит в сторону коротких волн, а при  $\text{Im}\Delta = 0.05$  — в сторону длинных волн.



**Рис. 9.** Спектры пропускания при различных значениях параметра  $\text{Re}\Delta$ . a —  $\text{Im}\epsilon_1 = 0, \text{Im}\epsilon_2 = 0.1$ ; b —  $\text{Im}\epsilon_1 = 0.1, \text{Im}\epsilon_2 = 0$ ;  $g = 0.5, \text{Re}\epsilon_m = 2.250$ .

## Закключение

В заключении отметим, что в настоящей работе исследованы особенности оптических свойств ХЖК во внешнем магнитном поле с учетом магнитооптической активности. Как хорошо известно и продемонстрировано также нами, если при отсутствии внешнего магнитного поля при  $n_s = \sqrt{\epsilon_m}$  в ФЗЗ отражение линейно поляризованного света практически не зависит от ориентации плоскости поляризации света относительно направления локальной оптической оси на поверхности ХЖК, то при  $n_s \neq \sqrt{\epsilon_m}$  появляется зависимость от этой ориентации. Далее, при наличии внешнего магнитного поля появляется зависимость от ориентации плоскости поляризации света относительно направления локальной оптической оси на поверхности ХЖК также при минимальном влиянии диэлектрических границ, т. е. при условии  $n_s = \sqrt{\epsilon_m}$ . Контур отражения приобретает характерную для резонанса Фано асимметрию.

Исследование влияния локального двулучепреломления на эффект МИП показало, что увеличение параметра оптической анизотропии приводит к уширению линии МИП и ее смещению, причем направление смещения зависит от знака  $\text{Im}\Delta$ .

## Финансирование работы

Исследование поддержано проектом Министерства науки и высшего образования Российской Федерации FZNS-2020-0003 № 0657-2020-0003.

## Конфликт интересов

Авторский коллектив заявляет об отсутствии конфликта интересов.



## Список литературы

- [1] Royer F., Varghese B., Gamet E., Neveu S., Jurlin Y., Jamon D. // ACS Omega. 2020. V. 5. P. 2886. doi 10.1021/acsomega.9b03728
- [2] Ignatyeva D.O., Knyazev G.A., Kapralov P.O., Dietler G., Sekatskii S.K., Belotelov V.I. // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 28077. doi 10.1038/srep28077
- [3] Caballero B., Garcia-Martin A., Cuevas J.C. // ACS Photonics. 2016. V. 3. P. 203. doi 10.1021/acsp Photonics.5b00658
- [4] Morimoto R., Goto T., Pritchard J., Takagi H., Nakamura Y., Lim P.B., Uchida H., Mina M., Taira T., Inoue M. // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 38679. doi 10.1038/srep38679
- [5] Huang D., Pintus P., Zhang C., Morton P., Shoji Y., Mizumoto T., Bowers J.E. // Optica. 2017. V. 4. P. 23. doi 10.1364/OPTICA.4.000023
- [6] Stadler B.J.H., Mizumoto T. // IEEE Photonics. J. 2014. V. 6. P. 0600215. doi 10.1109/JPHOT.2013.2293618
- [7] Gevorgyan A.H., Kocharian A.N. // Opt. Commun. 2012. V. 285. P. 2854. doi 10.1016/j.optcom.2012.01.046
- [8] Floess D., Hentschel M., Weiss T., Habermeier H.-U., Jiao J., Tikhodeev S.G., Giessen H. // Phys. Rev. X. 2017. V. 7. P. 021048. doi 10.1103/PhysRevX.7.021048
- [9] Bai B., Tervo J., Turunen J. // New J. Phys. 2006. V. 8. P. 205. doi 10.1088/1367-2630/8/9/205
- [10] Yoshimoto T., Goto T., Isogai R., Nakamura Y., Takagi H., Ross C.A., Inoue M. // Opt. Express. 2016. V. 24. P. 8746. doi 10.1364/OE.24.008746
- [11] Diwan E.A., Royer F., Jamon D., Kekesi R., Neveu S., Blanc-Mignon M.F., Rousseau J.J. // J. Nanosci. Nanotechnol. 2016. V. 16. P. 10160. doi 10.1166/jnn.2016.12844
- [12] Dissanayake N., Levy M., Chakravarty A., Heiden P.A., Chen N., Fratello V.J. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. P. 091112. doi 10.1063/1.3633344
- [13] Huang D., Pintus P., Bowers J.E. // Opt. Mater. Express. 2018. V. 8. P. 2471. doi 10.1364/OME.8.002471
- [14] Gunyakov V.A., Timofeev I.V., Krakhalev M.N., Zyryanov V.Y. // Phys. Rev. E. 2017. V. 96. P. 22711. doi 10.1103/PhysRevE.96.022711
- [15] Liu C.-K., Chiu C.-Y., Morris S.M. // Materials. 2017. V. 10. P. 1299. doi 10.3390/ma10111299
- [16] Asadchy V.S., Guo C., Zhao B., Fan S. // Adv. Optical Mater. 2020. V. 8. P. 2000100. doi 10.1002/adom.202000100
- [17] Tabert C.J., Carbotte J.P., Nicol E.J. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. P. 085426. doi 10.1103/PhysRevB.93.085426
- [18] Chen Q., Kutayiah A.R. et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 075137. doi 10.1103/PhysRevB.99.075137
- [19] Weng H. // Nat. Mat. 2019. V. 18. P. 428. doi 10.1038/s41563-019-0330-7
- [20] Zu R., Gu M. et al. // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. P. 165137. doi 10.1103/PhysRevB.103.165137
- [21] Ma Q., Xu S.-Y. et al. // Nat. Phys. 2017. V. 13. P. 842. doi 10.1038/nphys4146
- [22] Liu H.W., Richard P. et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. P. 064302. doi 10.1103/PhysRevB.92.064302
- [23] Sirica N., Tobey R.-I. et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 197401. doi 10.1103/PhysRevLett.122.197401
- [24] Xu B., Dai Y.M. et al. // Nat. Commun. 2017. V. 8. P. 14933. doi 10.1038/ncomms14933
- [25] Shen Y., Dierking I. // Appl. Sci. 2019. V. 9. P. 2512. doi 10.3390/app9122512
- [26] Gujt J., Zimmer P. et al. // Struct. Dyn. 2020. V. 7. P. 034101. doi 10.1063/4.0000008
- [27] Вемпов С.Я., Тимофеев И.В., Шабанов В.Ф. // УФН. 2020. T. 190. C. 37. doi 10.3367/UFNr.2018.11.038490
- [28] Dolganov P.V., Baklanova K.D., Bobrovsky A.Y. // Liquid Crystals. 2021. doi 10.1080/02678292.2020.1866219
- [29] Lim J.-S., Kim Y.-J., Park S.-Y. // Sensors and Actuators: B. Chemical. 2021. V. 329. P. 129165. doi 10.1016/j.snb.2020.129165
- [30] Chen C.-W., Khoo I.C. // PNAS. 2021. V. 118. P. e2021304118. doi 10.1073/pnas.2021304118
- [31] Jiang S.-A., Chang J.-L., Lin J.-W., Zhang Y.-S., Mo T.-S., Lin J.-D., Lee C.-R. // Adv. Optical Mater. 2021. V. 9. P. 2001796. doi 10.1002/adom.202001796
- [32] Chen H.-Q., Wang X.-Y., Bisoyi H.K., Chen L.-J., Li Q. // Langmuir. 2021. V. 37. P. 3789. doi 10.1021/acs.langmuir.1c00256
- [33] Zhang P., Zhou G., de Haan L.T., Schenning A.P.H.J. // Adv. Funct. Mater. 2021. V. 31. P. 2007887. doi 10.1002/adfm.202007887
- [34] Hsiang E.-L., Li Y., He Z. et al. // J. Soc. Inf. Display. 2021. doi 10.1002/jsid.1008
- [35] Kong J., He J., Zhang J., Ma J., Xie K., Chen J., Hong L., Hu Z. // Ann. Phys. (Berlin) 2021. V. 533. P. 2000328. doi 10.1002/andp.202000328
- [36] Kats E.I. // Sov. Phys. JETP. 1970. V. 32. P. 1004.
- [37] de Vries H.L. // Acta Crystallogr. 1951. V. 4. P. 219. doi 10.1107/S0365110X51000751
- [38] Blinov L.M. Electro-Optical and Magneto-Optical Properties of Liquid Crystals. Hoboken, N.J., USA: John Wiley & Sons Ltd., 1983. P. 341. doi 10.1107/S0021889885009967
- [39] Blinov L.M. Structure and Properties of Liquid Crystals. Dordrecht, The Nezerland: Springer, 2011. P. 243.
- [40] Chigrinov V.G., Kozenkov V.M., Kwok H.S. Photoalignment of Liquid Crystalline Materials: Physics and Applications. Chichester, UK: John Wiley & Sons, 2008. P. 231.
- [41] Gevorgyan A.H. // Optical Materials. 2021. V. 113. P. 110807. doi 10.1016/j.optmat.2021.110807
- [42] Gevorgyan A.H. // Opt. Lett. 2021. V. 46. P. 3616. doi 10.1364/OL.426980
- [43] Gevorgyan A.H., Golik S.S. et al. // Materials. 2021. V. 14. P. 2172. doi 10.3390/ma14092172
- [44] Gevorgyan A.H. // J. Mol. Liq. 2021. V. 335. P. 116289. doi 10.1016/j.molliq.2021.116289.
- [45] Caridad J.M., Tserkezis C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 126. P. 177401. doi 10.1103/PhysRevLett.126.177401
- [46] Tur M. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1975. V. 29. P. 345. doi 10.1080/15421407508083210
- [47] Беляков В.А., Сонин А.С. Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982. 360 с.
- [48] Fano U. // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 1866. doi 10.1103/PhysRev.124.1866
- [49] Gevorgyan A.H. // Phys. Rev. E. 2019. V. 99. P. 012702. doi 10.1103/PhysRevE.99.012702
- [50] Gevorgyan A.H., Golik S.S., Gevorgyan T.A. // J. Exp. Theor. Phys. 2020. V. 131. P. 329. doi 10.1134/S1063776120060047