

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ЛОКАЛИЗАЦИИ СВЕТА В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

А. А. Геворгян^{a*}, С. С. Голик^{a,b**}, Т. А. Геворгян^{a***}

^a Дальневосточный федеральный университет
690922, Владивосток, Россия

^b Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
690041, Владивосток, Россия

Поступила в редакцию 1 августа 2019 г.,
после переработки 6 ноября 2019 г.
Принята к публикации 14 февраля 2020 г.

Исследованы особенности локализации света в слое холестерического жидкого кристалла (ХЖК) при нормальном падении света. Показано сильное влияние диэлектрических границ на локализацию. При минимальном влиянии диэлектрических границ, т. е. при $n_s = \sqrt{\varepsilon_m}$, суммарное поле для собственных мод в слое ХЖК меняется плавно при смещении вдоль оси z , направленной вдоль оси среды (здесь ε_m — средняя диэлектрическая проницаемость слоя ХЖК, а n_s — коэффициент преломления внешней среды). При отличии n_s от $\sqrt{\varepsilon_m}$ или при отличии поляризации падающего света от поляризации собственных мод появляются осцилляции в зависимости энергии суммарной волны в слое ХЖК от z . Показано, что количество накопленной энергии в слое ХЖК зависит от величины n_s и полная накопленная энергия в слое ХЖК монотонно увеличивается с ростом n_s .

DOI: 10.31857/S0044451020080143

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, впервые Яблонович и Джон показали, что структура, состоящая из периодической матрицы из диэлектрических материалов (с различными показателями преломления), может управлять распространением электромагнитной волны [1, 2]. Позднее аналогичная возможность наблюдалась и в других периодических структурах, состоящих из слоев металл/полупроводник, металл/диэлектрик и т. д. Эти среды с периодическим изменением диэлектрических/магнитных свойств в пространственном масштабе порядка оптической длины волны называются фотонными кристаллами (ФК) из-за сходства их структурной периодичности с периодической потенциальной энергией в полупроводниковых кристаллах. Хорошо известно, что для каждого ФК существует определенный диапазон частот, который называется фотонной запрещенной зоной (ФЗЗ) [3]. В этом интервале частот электро-

магнитная волна не может распространяться через кристалл. Это уникальное свойство ФК сделало их кандидатами для изготовления многих фотонных элементов/устройств.

Для изготовления ФК используются различные химические/оптические методы и всевозможные варианты осаждения [4]. Лазерная технология также была применена при создании ФК после ее больших успехов в формировании структуры поверхности материала [4]. ФК могут быть также самоорганизующимися. Классическим примером самоорганизующихся ФК является холестерический жидкий кристалл (ХЖК). ХЖК имеет двулучепреломляющую структуру, которая равномерно вращается вокруг определенного направления, называемого направлением оптической оси среды [5]. ХЖК интересны также тем, что известно точное аналитическое решение задачи распространения света в ХЖК вдоль его оптической оси [6, 7].

Особенности локализации света в ФК — одно из активно развивающихся направлений современной оптики и фотоники. Это связано с фундаментальной важностью и возможными применениями особенностей локализации света. Отметим, что если распространение волн легко понять из волнового уравне-

* E-mail: agevorgyan@ysu.am

** E-mail: golik.ss@dvfu.ru

*** E-mail: gevorgian.ta@students.dvfu.ru

ния, то локализация волн (создание связанных состояний) более сложна. Существует много методов улавливания света, и все они используют материалы или системы, которые запрещают исходящие волны. Сильная локализация света имеет место в системах типа Фабри–Перо из-за многократного отражения света как на границах, так и на дефектах ФК. Сильная локализация света может происходить и из-за взаимного отражения [8, 9]. В последние годы активными областями исследований являются локализация света Андерсона в неупорядоченных системах и в биологических наноструктурах [10], локализация света на наночастицах [11].

В настоящей работе исследованы некоторые особенности локализации света в ХЖК. Исследовано влияние диэлектрических границ на локализацию света.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

При исследовании оптических свойств ХЖК обычно используют две системы координат: лабораторную систему координат (x, y, z) , ось z которой параллельна оси спирали ХЖК, и вращающуюся систему координат (x', y', z') , причем ось z' совпадает с осью z , а оси x' и y' параллельны главным направлениям тензора диэлектрической проницаемости при каждом значении z' . При этом возможны два подхода при решении уравнений Максвелла [12, 13].

1) При неизменных векторах электрического и магнитного полей и индукции можно преобразовать тензор диэлектрической проницаемости по закону

$$\hat{\epsilon}(z) = \hat{R}(az)\hat{\epsilon}_0\hat{R}^{-1}(az),$$

где

$$\hat{\epsilon}_0 = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2 \end{pmatrix}$$

— локальный тензор диэлектрической проницаемости, а $\hat{R}(az)$ — матрица вращения:

$$\hat{R}(az) = \begin{pmatrix} \cos az & -\sin az & 0 \\ \sin az & \cos az & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$a = 2\pi/p$, p — шаг спирали ХЖК.

2) При неизменном тензоре диэлектрической проницаемости во вращающейся системе координат,

в которой этот тензор диагонален, можно преобразовать векторы электрических и магнитных полей и индукции по правилу $\mathbf{E}(z) = \hat{R}^{-1}(az)\mathbf{E}(z)$.

Хотя оба метода эквивалентны и дают одинаковый результат, мы будем пользоваться вторым методом, который при решении определенных задач дает определенные преимущества. Решение уравнения Максвелла во вращающейся системе координат при распространении света вдоль холестерической оси имеет вид

$$\mathbf{E}(z, t) = \sum_{m=1}^4 \mathbf{E}_{0m} \exp(ik_m z) \exp(-i\omega t), \quad (1)$$

где k_m — волновые числа во вращающейся системе координат. Они являются решением дисперсионного уравнения

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_1 - k_m^2 - a^2\right)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_2 - k_m^2 - a^2\right) - 4a^2k_m^2 = 0, \quad (2)$$

где $\omega/c = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны света в вакууме.

Используя найденные из уравнения (2) собственные значения волновых чисел, решим задачу отражения, пропускания и локализации света в случае слоя ХЖК. Будем считать, что оптическая ось ХЖК перпендикулярна границам слоя. Слой ХЖК с обеих сторон граничит с изотропными полупространствами с одинаковыми коэффициентами преломления n_s . Граничные условия, состоящие в непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей, имеют вид

$$E_{ix} + E_{rx} = \sum_{m=1}^4 (\mathcal{E}_{mx} \cos \varphi_0 - \mathcal{E}_{my} \sin \varphi_0),$$

$$H_{iy} + H_{ry} = \sum_{m=1}^4 (\mathcal{H}_{my} \cos \varphi_0 + \mathcal{H}_{mx} \sin \varphi_0),$$

$$E_{iy} + E_{ry} = \sum_{m=1}^4 (\mathcal{E}_{my} \cos \varphi_0 + \mathcal{E}_{mx} \sin \varphi_0),$$

$$H_{ix} + H_{rx} = \sum_{m=1}^4 (\mathcal{H}_{mx} \cos \varphi_0 - \mathcal{H}_{my} \sin \varphi_0),$$

$$\sum_{m=1}^4 [\mathcal{E}_{mx} \exp(ik_m d) \cos(\varphi_0 + ad) - \mathcal{E}_{my} \exp(ik_m d) \sin(\varphi_0 + ad)] = E_{tx},$$

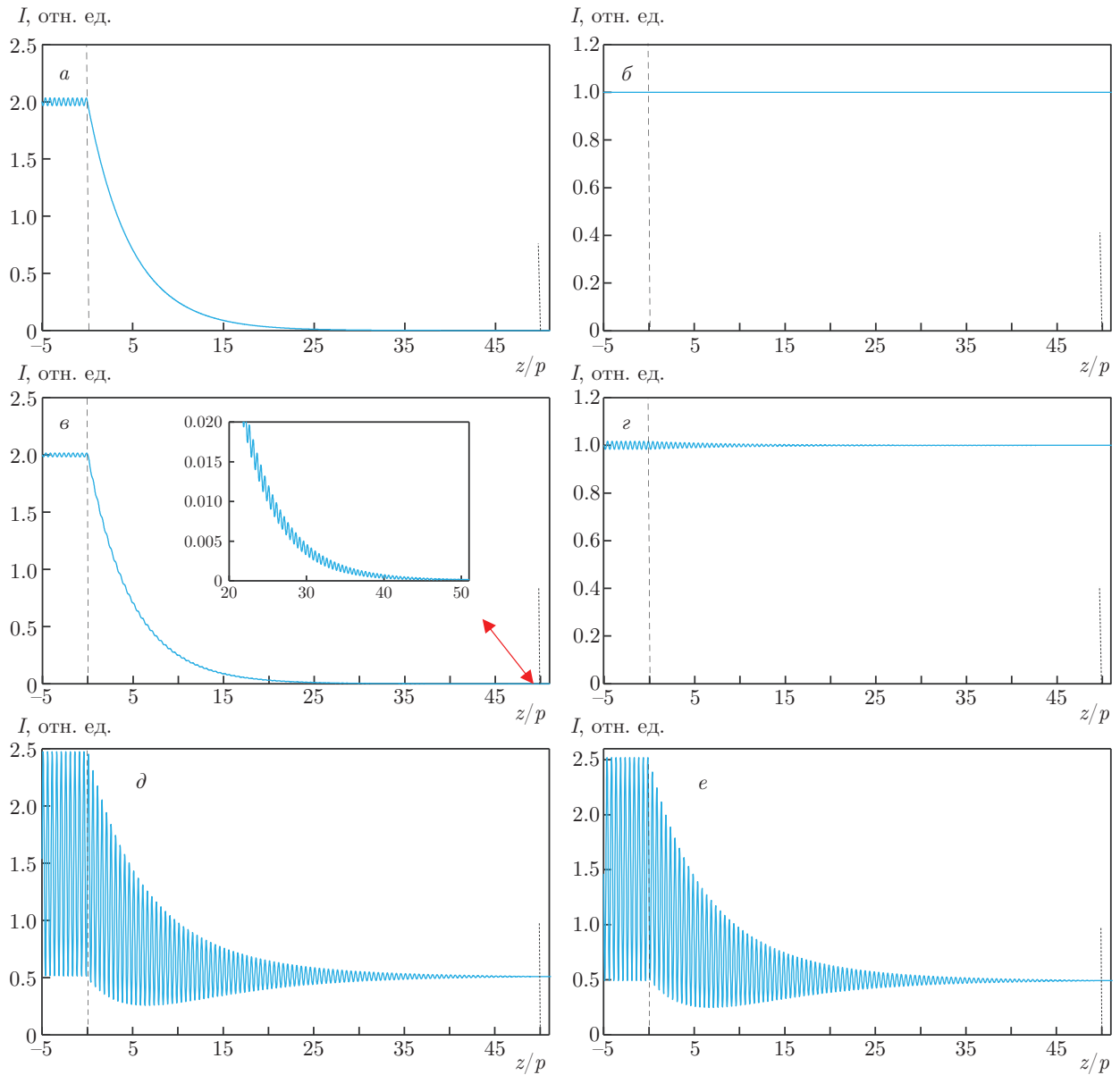
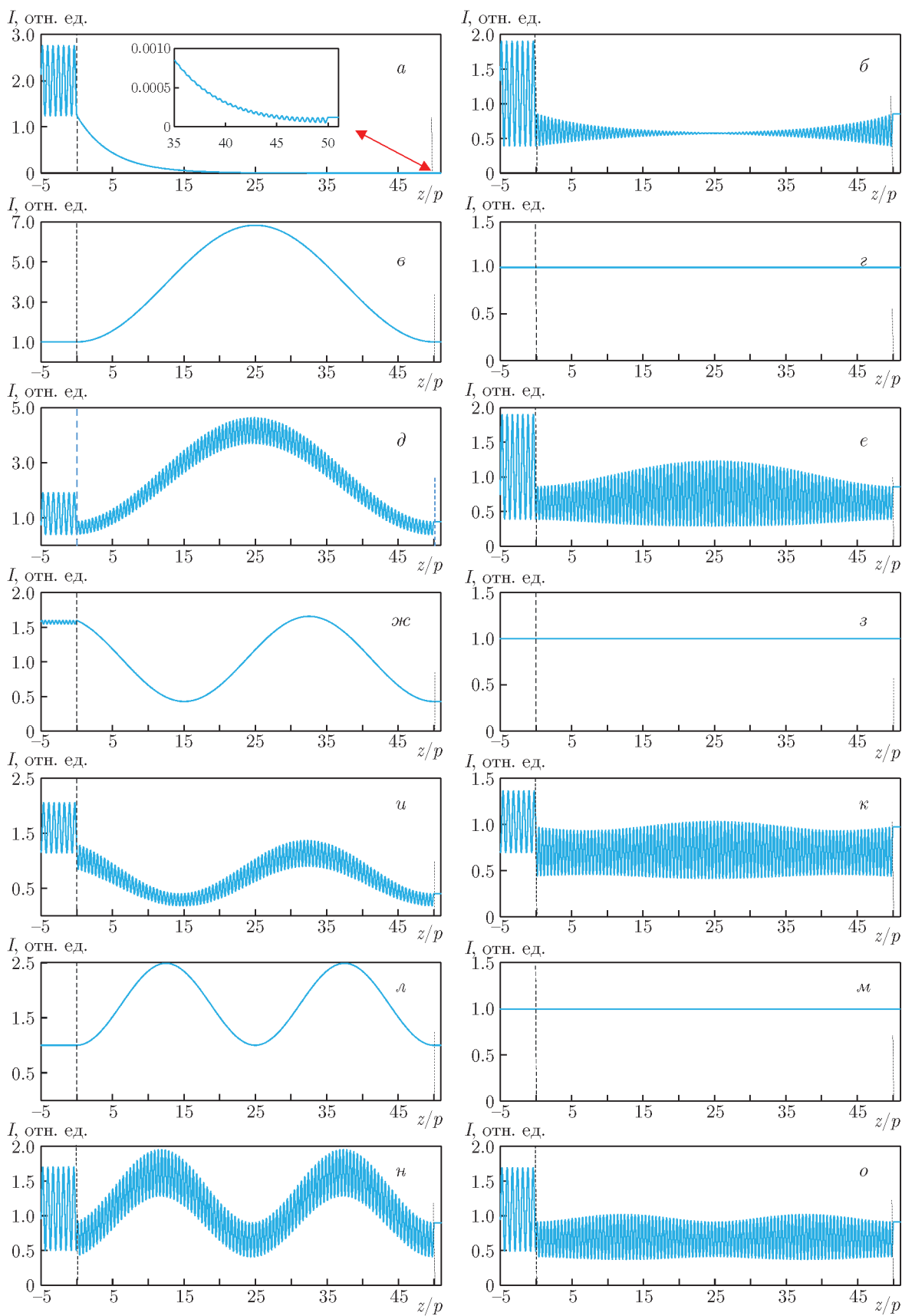


Рис. 1. Распределения интенсивности $I(z) = |E(z)|^2$ вне и внутри слоя ХЖК на длине волны $\lambda = 625.5$ нм (внутри ФЗЗ вблизи ее центра) в случае минимального влияния диэлектрических границ, т.е. при $n_s = \sqrt{\varepsilon_m}$. Падающий на слой свет имеет поляризацию, совпадающую с первой (дифрагирующей) (а) и второй (б) СП, с левой (в) и с правой (г) круговыми поляризациями и, наконец, с линейными вдоль осей x (д) и y (е) поляризациями. Параметры ХЖК: шаг спирали $p = 420$ нм, $\varepsilon_1 = 2.29$, $\varepsilon_2 = 2.143$, толщина слоя $d = 50p$. Вертикальные пунктирные линии при $z/p = 50$ на всех рисунках соответствуют правой границе слоя ХЖК

$$\sum_{m=1}^4 [\mathcal{H}_{my} \exp(ik_m d) \cos(\varphi_0 + ad) + \mathcal{H}_{mx} \exp(ik_m d) \sin(\varphi_0 + ad)] = H_{ty},$$

$$\sum_{m=1}^4 [\mathcal{E}_{my} \exp(ik_m d) \cos(\varphi_0 + ad) + \mathcal{E}_{mx} \exp(ik_m d) \sin(\varphi_0 + ad)] = E_{ty},$$



$$\sum_{m=1}^4 [\mathcal{H}_{mx} \exp(ik_m d) \cos(\varphi_0 + ad) - \mathcal{H}_{my} \exp(ik_m d) \sin(\varphi_0 + ad)] = H_{tx},$$

где d — толщина слоя ХЖК, φ_0 — угол между директором и осью x на входной поверхности слоя 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') . В работах [14, 15] получены точное аналитическое решение этой граничной задачи и точные аналитические выражения для коэффициентов отражения и пропускания (по интенсивности) для дифрагирующей собственной волны в случае минимального влияния диэлектрических границ (т. е. когда $n_s = \sqrt{\varepsilon_m} = \sqrt{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2}$). Аналогичные результаты для падающей волны с произвольной поляризацией и для произвольного значения n_s были получены в работах [16, 17].

Таким образом, решая эту граничную задачу, мы можем определить значения для компонент отраженного и прошедшего полей, а также для поля в среде и, следовательно, исследовать особенности локализации света в слое ХЖК.

Суммарное электрическое поле, соответствующее среде на левой стороне слоя ХЖК, в самом слое ХЖК и в среде на правой стороне слоя ХЖК (мы предполагаем, что слой ХЖК расположен между двумя изотропными полупространствами $z = 0$ и $z = d$) может быть представлено следующим образом:

$$\mathbf{E} = \begin{cases} \mathbf{E}_i(z) + \mathbf{E}_r(z), & z < 0, \\ \hat{R}^{-1}(az)\mathcal{E}(z), & 0 < z < d, \\ \mathbf{E}_t(z), & z > d, \end{cases} \quad (3)$$

где \mathbf{E}_i , \mathbf{E}_r и \mathbf{E}_t — поля соответственно падающей, отраженной и прошедшей волн, а $\hat{R}^{-1}(az)\mathcal{E}(z)$ — суммарное поле в самом слое ХЖК.

Рис. 2. Распределения интенсивности $I(z) = |E(z)|^2$ вне и внутри слоя ХЖК: a, b — на длине волны $\lambda = 625.5$ нм (внутри ФЗЗ вблизи ее центра); v, z, d, e — на длине волны вне ФЗЗ на первом коротковолновом минимуме коэффициента отражения (или просто на краевой моде с $m = -1$); $ж, з, u, к$ — на длине волны вне ФЗЗ на первом коротковолновом максимуме коэффициента отражения; $л, м, n, o$ — на длине волны вне ФЗЗ на втором коротковолновом минимуме коэффициента отражения (или на краевой моде с $m = -2$) в следующих случаях: $a, b, d, e, u, к, n, o$ — $n_s = 1$ (слой ХЖК находится в вакууме); $v, z, ж, з, л, м$ — $n_s = \sqrt{\varepsilon_m}$. Падающий на слой свет имеет поляризацию, совпадающую с первой ($a, v, d, ж, u, л, н$) и второй ($b, z, e, з, к, м, o$) СП. Параметры те же, что и на рис. 1

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Каждая оптическая система имеет характерные поляризации, называемые собственными поляризациями (СП). СП — это две поляризации падающего света, которые не изменяются при прохождении света через систему. Они совпадают с поляризацией собственных мод СП слоя ХЖК при нормальном падении света практически совпадают с ортогональными круговыми поляризациями. Когда свет падает по нормали на слой ХЖК, волна с одной из СП дифрагирует на периодической структуре среды, тогда как волна с другой СП практически не чувствует периодической структуры среды. Таким образом, для ХЖК при нормальном падении света ФЗЗ существует только для света с одной из СП (ее мы будем называть дифрагирующей СП), причем при минимальном влиянии диэлектрических границ коэффициент отражения равен единице в ФЗЗ и уменьшается, осциллируя вне ФЗЗ. Эти осцилляции обусловлены конечностью толщины слоя ХЖК, они являются следствием дифракции света внутри конечного объема и не связаны с отражениями от диэлектрических границ. Наличие диэлектрических границ (т. е. отличие n_s от $\sqrt{\varepsilon_m}$) приводит к дополнительной модуляции этих осцилляций вне ФЗЗ. Минимумы отражения приблизительно определяются из условия

$$kd = m\pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (4)$$

где

$$k = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} + a^2} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2}\right)^2 + 4a^2 \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_m}.$$

На частотах, определяемых этим условием (называемых частотами краевых мод), имеет место сильная локализация света. По мере увеличения порядка краевых мод локализация света уменьшается. Локализация света в ХЖК теоретически была рассмотрена впервые в работах [18, 19]. Аналитически и численно эта задача для дифрагирующей СП ХЖК и при условии минимального влияния диэлектрических границ рассмотрена в работе [20]. Различные особенности локализации света в ХЖК исследованы также в работах [21–25]. Ниже мы продолжаем изучать особенности локализации света в слое ХЖК.

На рис. 1 представлены распределения интенсивности $I(z) = |E(z)|^2$ вне и внутри слоя ХЖК на длине волны $\lambda = 625.5$ нм (внутри ФЗЗ вблизи ее центра) в случае минимального влияния диэлектрических границ, т. е. при $n_s = \sqrt{\varepsilon_m}$. Падающий на

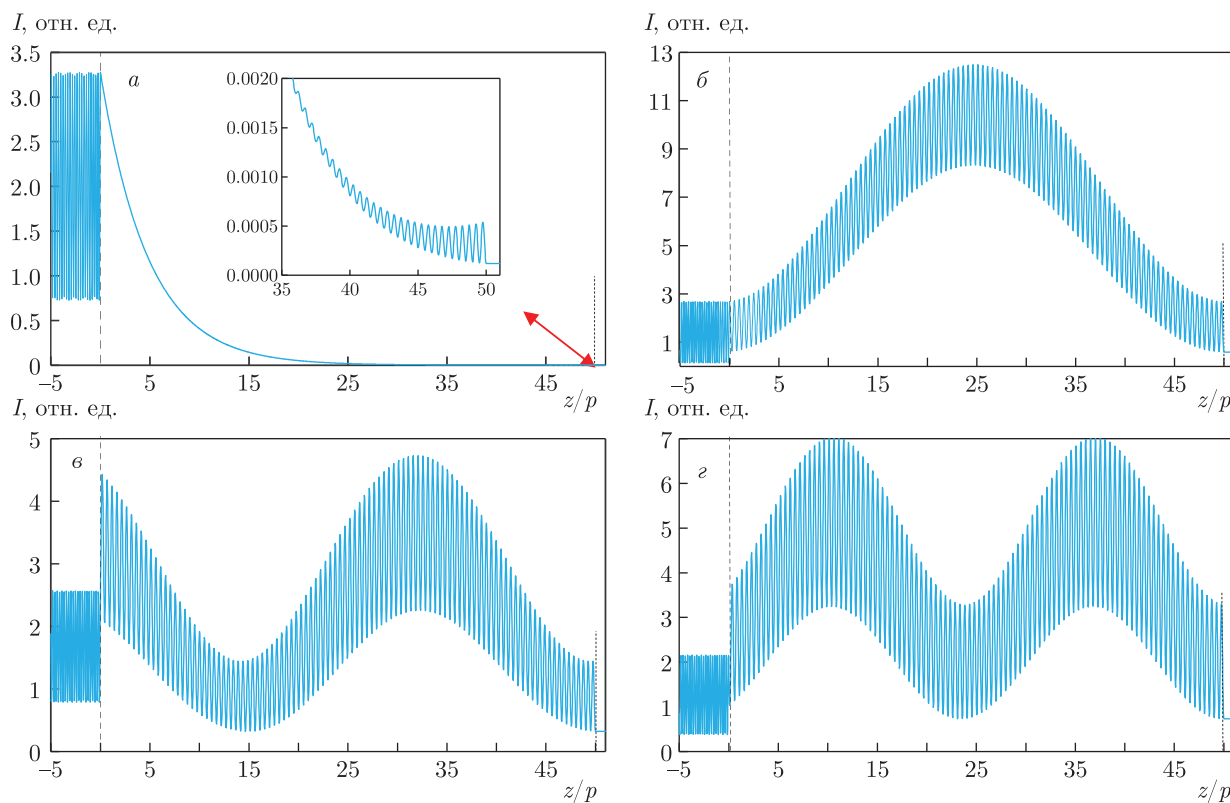


Рис. 3. Распределения $I(z) = |E(z)|^2$ интенсивности вне и внутри слоя ХЖК на длине волны $\lambda = 625.5$ нм (а), на длине волны вне ФЗЗ на первом коротковолновом минимуме коэффициента отражения (б), на длине волны вне ФЗЗ на первом коротковолновом максимуме коэффициента отражения (в) и на длине волны вне ФЗЗ на втором коротковолновом минимуме коэффициента отражения (г) в случае $n_s = 10$. Параметры те же, что и на рис. 1

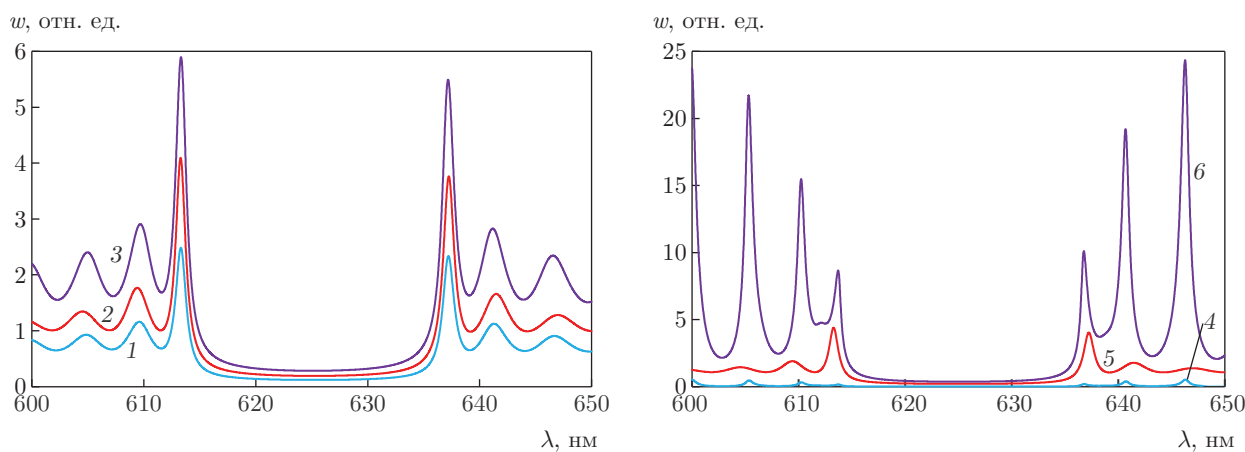


Рис. 4. Спектры w при $n_s = 1$ (1), $\sqrt{\epsilon_m}$ (2), 2.5 (3), 0.2 (4), 1.5 (5), 10 (6). Остальные параметры те же, что и на рис. 1

слой свет имеет поляризации, совпадающие с первой (дифрагирующей) и второй СП, с левой и правой круговыми поляризациями и, наконец, с линейными вдоль осей x и y поляризациями.

На рис. 2 представлены распределения интенсивности $I(z) = |E(z)|^2$ вне и внутри слоя ХЖК на длине волны $\lambda = 625.5$ нм (внутри ФЗЗ вблизи ее центра), на длине волны вне ФЗЗ на первом

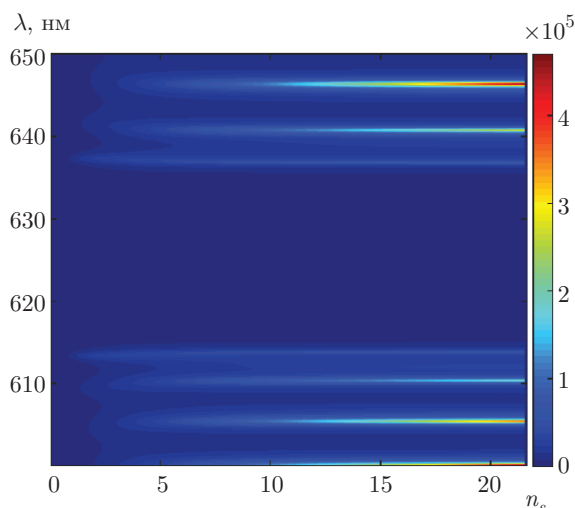


Рис. 5. (В цвете онлайн) Эволюция спектров w при изменении n_s . Параметры те же, что и на рис. 1

коротковолновом минимуме коэффициента отражения (или просто на краевой моде с $m = -1$), на длине волны вне ФЗЗ на первом коротковолновом максимуме коэффициента отражения и на длине волны вне ФЗЗ на втором коротковолновом минимуме коэффициента отражения (или на краевой моде с $m = -2$) в случаях $n_s = 1$ (слой ХЖК находится в вакууме) и $n_s = \sqrt{\epsilon_m}$. Падающий на слой свет имеет поляризацию, совпадающую с первой и второй СП.

На рис. 3 представлены распределения интенсивности $I(z) = |E(z)|^2$ вне и внутри слоя ХЖК на длине волны $\lambda = 625.5$ нм, на длине волны вне ФЗЗ на первом коротковолновом минимуме коэффициента отражения, на длине волны вне ФЗЗ на первом коротковолновом максимуме коэффициента отражения и на длине волны вне ФЗЗ на втором коротковолновом минимуме коэффициента отражения в случае $n_s = 10$.

Из представленных рисунков следует, что

- 1) в случае минимального влияния диэлектрических границ величина $|E(z)|^2$ для собственных мод в слое ХЖК меняется плавно;
- 2) при отличии n_s от $\sqrt{\epsilon_m}$ или при отличии поляризации падающего света от поляризации СП появляются осцилляции в зависимостях энергии суммарной волны в слое ХЖК от z ;
- 3) количество накопленной энергии в слое ХЖК зависит от величины n_s .

Переходим к исследованию влияния диэлектрических границ на аккумулированную в слое ХЖК световую энергию.

Сначала будем исследовать спектры усредненной плотности энергии света в слое ХЖК при различных значениях n_s . Усредненную плотность энергии света в слое ХЖК можно рассчитать по следующей формуле:

$$w = \frac{1}{d} \int_0^d |\mathbf{E}|^2 dz. \tag{5}$$

На рис. 4 представлены спектры w при различных значениях n_s . На рис. 5 показана эволюция спектров w при изменении n_s . И, наконец, на рис. 6 представлены зависимости w и длины волны краевых мод λ_m от n_s для первых трех коротковолновых краевых мод с $m = -1, -2, -3$.

Из представленных рисунков следуют следующие выводы.

1. При минимальном влиянии диэлектрических границ, т.е. в случае $n_s = \sqrt{\epsilon_m}$, максимальная локализация наблюдается на краевых модах с $m = \pm 1$. С увеличением m локализация световой энергии уменьшается.

2. При увеличении разности $|n_s - \sqrt{\epsilon_m}|$ максимальная локализация смещается в сторону краевых мод с большим индексом m . Изменение n_s приводит также к изменению длин волн краевых мод. При $n_s = \sqrt{\epsilon_m}$ длины волн коротковолновых/длинноволновых краевых мод принимают минимальное/максимальное значение. При увеличении разности $|n_s - \sqrt{\epsilon_m}|$ длины волн коротковолновых/длинноволновых краевых мод увеличиваются/уменьшаются.

3. При росте n_s увеличение w на различных краевых модах происходит по-разному.

Мы также исследовали влияние изменения n_s на полную, локализованную в слое ХЖК в конечном спектральном диапазоне, световую энергию W . Эту полную энергию рассчитали по следующей формуле:

$$W = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w d\lambda. \tag{6}$$

На рис. 7 представлена зависимость $W(n_s)$. С увеличением n_s величина W растет монотонно, но не по линейному закону.

4. ВЫВОДЫ

В заключение отметим, что в работе исследованы особенности локализации света в слое ХЖК при

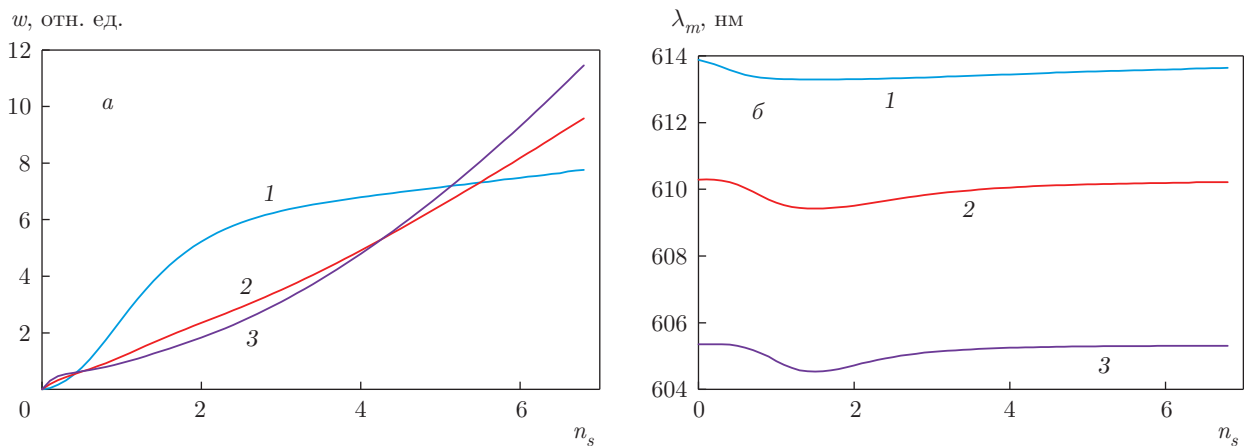


Рис. 6. Зависимости w (а) и длины волны краевых мод λ_m (б) от n_s для первых трех коротковолновых краевых мод с $m = -1$ (1), -2 (2), -3 (3). Параметры те же, что и на рис. 1

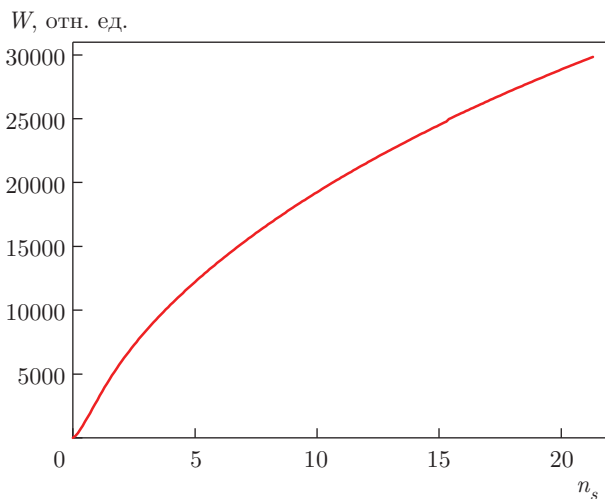


Рис. 7. Зависимости W от n_s ; $\lambda_1 = 600$ нм, $\lambda_2 = 650$ нм. Остальные параметры те же, что и на рис. 1

его нормальном падении. Исследовано влияние диэлектрических границ на локализацию света, показано сильное влияние коэффициента преломления n_s на локализацию. Важность полученных результатов заключается, в частности, в том, что при распространении света вдоль оси ХЖК известно точное аналитическое решение уравнения Максвелла и, следовательно, полученные результаты точные. Они могут служить ориентиром для систем, для которых точное решение неизвестно. Отметим также, что наши исследования показывают, что при минимальном влиянии диэлектрических границ максимальная локализация наблюдается на краевых модах с

$m = \pm 1$. При увеличении разности $|n_s - \sqrt{\epsilon_m}|$ максимальная локализация смещается в сторону краевых мод с большим индексом m . Изменение n_s приводит также к изменению длин волн краевых мод.

Отметим важность этих исследований в том аспекте, что при наличии определенных границ кроме краевых мод могут возникать моды нового типа, на которых также может наблюдаться сильная локализация. В последние годы начаты и продолжаются систематические исследования оптических таммовских мод для различных оптических структур, в частности, в связи с их широким возможным применением (см., например, работы [26–33], а также литературу, цитированную в них). Как хорошо известно, сильная локализация наблюдается также на дефектных модах [33–39].

Финансирование. Исследование поддержано проектом Министерства науки и высшего образования России FZNS-2020-003 № 0657-2020-0003.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
2. S. John, Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).
3. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton Univ. Press, Princeton (1995).
4. *Nanoelectronics and Photonics*, ed. by A. Korkin and F. Rosei, Springer, Berlin (2008).

5. P. G. De Gennes and J. A. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon Press, Oxford (1993).
6. H. L. De Vries, *Acta Crystallogr.* **4**, 219 (1951).
7. Е. И. Кац, ЖЭТФ **59**, 1854 (1970).
8. A. H. Gevorgyan, A. Kocharian, and G. A. Vardanyan, *Opt. Comm.* **259**, 455 (2006).
9. А. А. Геворгян, ЖТФ **76**, 960 (2006).
10. S. H. Choi, S. W. Kim, Z. Ku et al., *Nature Comm.* **9**, 452 (2018).
11. Y. Kivshar and A. Miroshnichenko, *Opt. and Photonics News* **28**, 24 (2017).
12. J. W. Shelton and Y. R. Shen, *Phys. Rev. A* **5**, 1867 (1972).
13. А. Н. Геворгян, G. K. Matinyan, ЖЭТФ **145**, 877 (2014).
14. В. А. Беляков, В. Е. Дмитриенко, В. П. Орлов, УФН **127**, 221 (1979).
15. В. А. Беляков, А. А. Геворгян, О. С. Ерицян, Н. В. Шипов, ЖТФ **57**, 1418 (1987).
16. Г. А. Варданыан, А. А. Геворгян, Крисаллография **42**, 316 (1997).
17. А. А. Геворгян, *Опт. и спектр.* **89**, 685 (2000).
18. А. Н. Gevorgyan, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **378**, 129 (2002).
19. V. I. Kopp, Z.-Q. Zhang, and A. Z. Genacka, *Progr. Quant. Electron.* **27**, 369 (2003).
20. V. A. Belyakov, S. V. Semenov, ЖЭТФ **136**, 797 (2009).
21. А. А. Геворгян, *Опт. и спектр.* **96**, 953 (2004).
22. А. Н. Gevorgyan, K. B. Oganessian, R. V. Karapetyan, and M. S. Rafayelyan, *Laser Phys. Lett.* **10**, 125802 (2013).
23. A. H. Gevorgyan, K. B. Oganessian, G. A. Vardanyan, and G. K. Matinyan, *Laser Phys.* **24**, 115801 (2014).
24. M. S. Rafayelyan, H. Gharagulyan, T. M. Sarukhanyan et al., *Liquid Crystals* **46**, 1079 (2019).
25. A. H. Gevorgyan, *Liquid Crystals* doi.org/10.1080/02678292.2019.1706108.
26. V. Kavokin, I. A. Shelykh, and G. Malpuech, *Phys. Rev. B* **72**, 233102 (2005).
27. M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand et al., *Phys. Rev. B* **76**, 165415 (2007).
28. T. Goto, A. V. Dorofeenko, A. M. Merzlikin et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 113902 (2008).
29. S. Núñez-Sánchez, M. Lopez-Garcia, M. M. Murshidi et al., *ACS Photon.* **3**, 743 (2016).
30. S. Ya. Vetrov, M. V. Pyatnov, and I. V. Timofeev, *Opt. Lett.* **39**, 2743 (2014).
31. S. Ya. Vetrov, M. V. Pyatnov, and I. V. Timofeev, *J. Opt.* **18**, 015103 (2016).
32. N. V. Rudakova, I. V. Timofeev, R. G. Bikbaev et al., *Crystals* **9**, 502 (2019).
33. С. Я. Ветров, И. В. Тимофеев, В. Ф. Шабанов, УФН **190**, 37 (2020).
34. V. Belyakov, *Diffraction Optics of Complex-Structured Periodic Media*, Springer, Berlin (2019).
35. А. Н. Gevorgyan and M. Z. Haratyunyan, *Phys. Rev. E* **76**, 031701 (2007).
36. Y.-C. Hsiao, H.-T. Wang, and W. Lee, *Opt. Exp.* **22**, 3593 (2014).
37. V. A. Belyakov, S. V. Semenov, ЖЭТФ **139**, 798 (2011).
38. J. Schmidtke and W. Stille, *Eur. Phys. J. E* **12**, 553 (2003).
39. S. Ya. Vetrov, M. V. Pyatnov, and I. V. Timofeev, *Phys. Rev. E* **90**, 032505 (2014).