

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДИРЕКТОРА В ГИБРИДНОЙ ЯЧЕЙКЕ ХИРАЛЬНОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА С МАЛЫМ ШАГОМ ГЕЛИКОИДА

© 2023 г. Н. М. Штыков^{1,*}, С. П. Палто¹, Б. А. Уманский¹, Д. О. Рыбаков¹, И. В. Симдянкин¹

¹ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Москва, Россия

*E-mail: nshtykov@mail.ru

Поступила в редакцию 23.03.2022 г.

После доработки 23.03.2022 г.

Принята к публикации 03.04.2022 г.

Экспериментально продемонстрирована лазерная генерация света в хиральных жидких кристаллах (ХЖК) с красителем при гомеотропно-планарной (гибридной) ориентации. Численное моделирование такой структуры показало, что период шага геликоида (спирали) ХЖК в гибридной ячейке и распределение директора сильно зависят от величины энергии сцепления на гомеотропной границе образца. Энергия сцепления играет роль фактора, способствующего раскручиванию спирали ХЖК. Чем меньше энергия сцепления, тем меньше шаг спирали и тем ближе он к естественному значению шага спирали ХЖК. При этом уменьшается протяженность структуры типа “штопор” вблизи гомеотропной границы ячейки. Таким образом, при уменьшении энергии сцепления на гомеотропной границе гибридной ячейки распределение директора в ней приближается к распределению в планарной (гранжановской) ячейке. Это подтверждается лазерной генерацией света в той же спектральной области, что и в планарной ячейке.

DOI: 10.31857/S0023476122060212, EDN: DMUGPI

ВВЕДЕНИЕ

Хиральные жидкие кристаллы (ХЖК) являются хорошо известными представителями одномерных фотонных жидких кристаллов (ЖК) [1, 2]. Хиральные ЖК характеризуются геликоидальной структурой поля директора. При движении вдоль оси геликоида (спирали) директор ХЖК вращается в плоскости, перпендикулярной этой оси, и его азимутальный угол ориентации (ϕ) линейно изменяется: $\phi = 2\pi x/p$, где x — координата вдоль оси спирали, p — шаг геликоида. Вращение локальной оптической оси, совпадающей с направлением директора ХЖК, приводит к периодической модуляции эффективного показателя преломления, и такая спиральная структура может рассматриваться как одномерный фотонный кристалл. Благодаря большой оптической анизотропии и геликоидальному распределению локальной оптической оси образуется фотонная стоп-зона (зона селективного отражения) в области длин волн $pn_{\perp} < \lambda < pn_{\parallel}$, где $n_{\perp}$, $n_{\parallel}$ — показатели преломления перпендикулярно и параллельно директору ХЖК соответственно.

В случае легирования ХЖК лазерным красителем такая спиральная структура может служить активной средой для лазерной генерации [3] в режиме распределенной обратной связи (РОС) [4]. На краях стоп-зоны плотность фотонных состоя-

ний очень высока [5], что способствует низкому порогу лазерной генерации света. Такая лазерная генерация была изучена во множестве ХЖК-систем [6–11]. Наиболее часто для реализации условий лазерной генерации используется слой ХЖК в планарной конфигурации (текстура Гранжана), когда ось спирали направлена нормально к слою ХЖК. Для этого на подложках ячейки задается планарная ориентация директора (параллельно плоскости поверхности подложек), а в объеме слоя ХЖК между двумя подложками укладывается несколько десятков витков холестерической спирали.

В случае гибридной ориентации ХЖК, когда на одной подложке директор ХЖК имеет планарную ориентацию, а на другой — гомеотропную с жестким сцеплением, распределение директора приобретает вид “конического” геликоида: директор испытывает вращение при движении от одной границы слоя к другой, но проекция его на плоскость, параллельную подложкам, уменьшается от единичного значения на подложке с планарной ориентацией до нулевого на гомеотропной. В общем случае распределение директора в такой ячейке зависит от отношения толщины слоя ХЖК к шагу спирали и от значений энергии связи на обеих подложках.

Условия возникновения РОС в ХЖК-ячейке с гибридной ориентацией не столь очевидны, как в

ячейке с планарной ориентацией. Тем не менее лазерная генерация света в ячейке с гибридной ориентацией была обнаружена [12].

Много экспериментальных и теоретических работ посвящено определению распределения директора в гибридных ячейках для ХЖК с шагом геликоида, сравнимым с толщиной ячейки [13–17]. Однако случай шага спирали, много меньшего толщины слоя ХЖК, не исследовался.

В настоящей работе экспериментально сравниваются спектры стоп-зон в планарных (гранжановских) и гибридных (гомеотропно-планарных) ячейках ХЖК, а также спектры лазерной генерации света в них. С помощью численного моделирования определены условия, при которых появляется возможность генерации света в гибридных ячейках ХЖК.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ПЛАНАРНОЙ И ГИБРИДНОЙ ЯЧЕЕК

Для изготовления фотонных материалов (немато-холестерических смесей с люминесцентным красителем) и фотонных структур на их основе, предназначенных для исследования люминесценции и лазерной генерации, использовали два нематических ЖК-материала (НЖК). Первый — хорошо известный НЖК E7 (Merck), второй — НЖК Н-109 (НИОПИК). Материал E7 — это семикомпонентная смесь производных цианобифенилов, а материал Н-109 представляет собой четырехкомпонентную смесь производных фениловых эфиров бензойных кислот. Оба этих ЖК-материала обладают высокими точками прояснения при относительно небольшой вязкости и широким интервалом ЖК-фазы. Они прозрачны в широком диапазоне оптического спектра и стабильны к воздействию светового излучения.

Для формирования фотонной запрещенной зоны (полосы селективного отражения) на основе материала E7 (обозначение смеси **ХЖК1**) использовали оптически активную добавку (ОАД) гексасорбит (HexSorb, 1,4 : 3,6-диангидро-сорбитол-2,5-бис-4-гексилоксибензоат). Смесь ХЖК1: E7 + 5.8% HexSorb. Такая концентрация гексасорбита дает естественный шаг геликоида смеси ХЖК1 $p_0 \approx 324$ нм.

Немато-холестерическая смесь на основе материала Н-109 (**ХЖК2**) была легирована ОАД, химическая формула которой α -бис(2-хлор-4-метилпентил)бифенил-4,4'-дикарболсилата (**D-L**). Это соединение хорошо растворяется в ЖК, вызывая незначительное уменьшение температурного интервала существования ЖК-фазы. Поэтому допустимая концентрация этой ОАД может достигать 30 мас. %. Это позволяет получить любой требуемый шаг холестерической спирали, обеспечивающий селективное отражение света

во всем видимом диапазоне, включая область ближнего ультрафиолета. Для получения лазерной генерации света в смесь ХЖК2 добавляли люминесцентный краситель DCM (4-дицианометил-2-метил-6-(4-диметил-аминостирил)-4Н-пиран) фирмы Exiton в концентрации 0.4 мас. %. Смесь ХЖК2: Н109 + 0.4% DCM + 18.6% D-L. Естественный шаг геликоида смеси ХЖК2 — $p_0 \approx 364$ нм.

Экспериментальные образцы (ячейки) имеют геометрию типа “сэндвич”. Они состоят из двух стеклянных пластин, разделенных тефлоновыми прокладками (спейсерами) калиброванной толщины. Для задания планарной ориентации директора на поверхностях подложек на ИТО-электроды нанесли пленки полиимида, которые отжигали при температуре $\sim 200^\circ\text{C}$ и натирали в одном направлении. Другие подложки для создания однородной гомеотропной ориентации ХЖК покрывали пленками стеарилхлорида хрома (хромолана) и отжигали при температуре $\sim 130^\circ\text{C}$.

Планарные (гранжановские) ячейки собирали из двух одинаковых подложек с планарной ориентацией. В гибридных ячейках одна подложка обеспечивала планарную ориентацию, а вторая — гомеотропную. Для определения толщины ячеек измеряли спектры интерференции света в пустых ячейках. Спектральные свойства образцов измеряли с помощью оптоволоконного спектрометра AvaSpec-2048-USB2-UA.

Для изучения спектральных свойств смеси ХЖК1 изготовили два образца: планарный $P1$ толщиной $d_1 = 23.3$ мкм и гибридный (гомеотропно-планарный) $H1$ толщиной $d_2 = 23.8$ мкм. Для изучения спектральных и лазерных свойств смеси ХЖК2 изготовили еще два образца: планарный $P2$ толщиной $d_3 = 23.2$ мкм и гибридный $H2$ толщиной $d_4 = 22.7$ мкм.

На рис. 1а представлены спектры пропускания ячеек $P1$ и $H1$. Как видно из рис. 1а, центры стоп-зон для планарной ячейки $P1$ и гибридной ячейки $H1$ практически совпадают, но ширина стоп-зоны гибридной ячейки выглядит более широкой, а границы стоп-зоны более пологими. Центр стоп-зон находится на длине волны $\lambda_B = 528$ нм, ширина стоп-зоны $P1$ равна $\Delta\lambda_B = 65$ нм.

В [18] показаны спектры отражения для гибридных ячеек ХЖК в сравнении с планарными. Эти результаты полностью соответствуют экспериментальным данным, полученным в настоящей работе. “Совершенная” брэгговская зона отражения реализуется для планарной ориентации ХЖК. ХЖК-структура, сформированная в гибридной ячейке, также обладает брэгговским отражением, но по сравнению с планарной ячейкой ширина зоны увеличена, а края размыты.

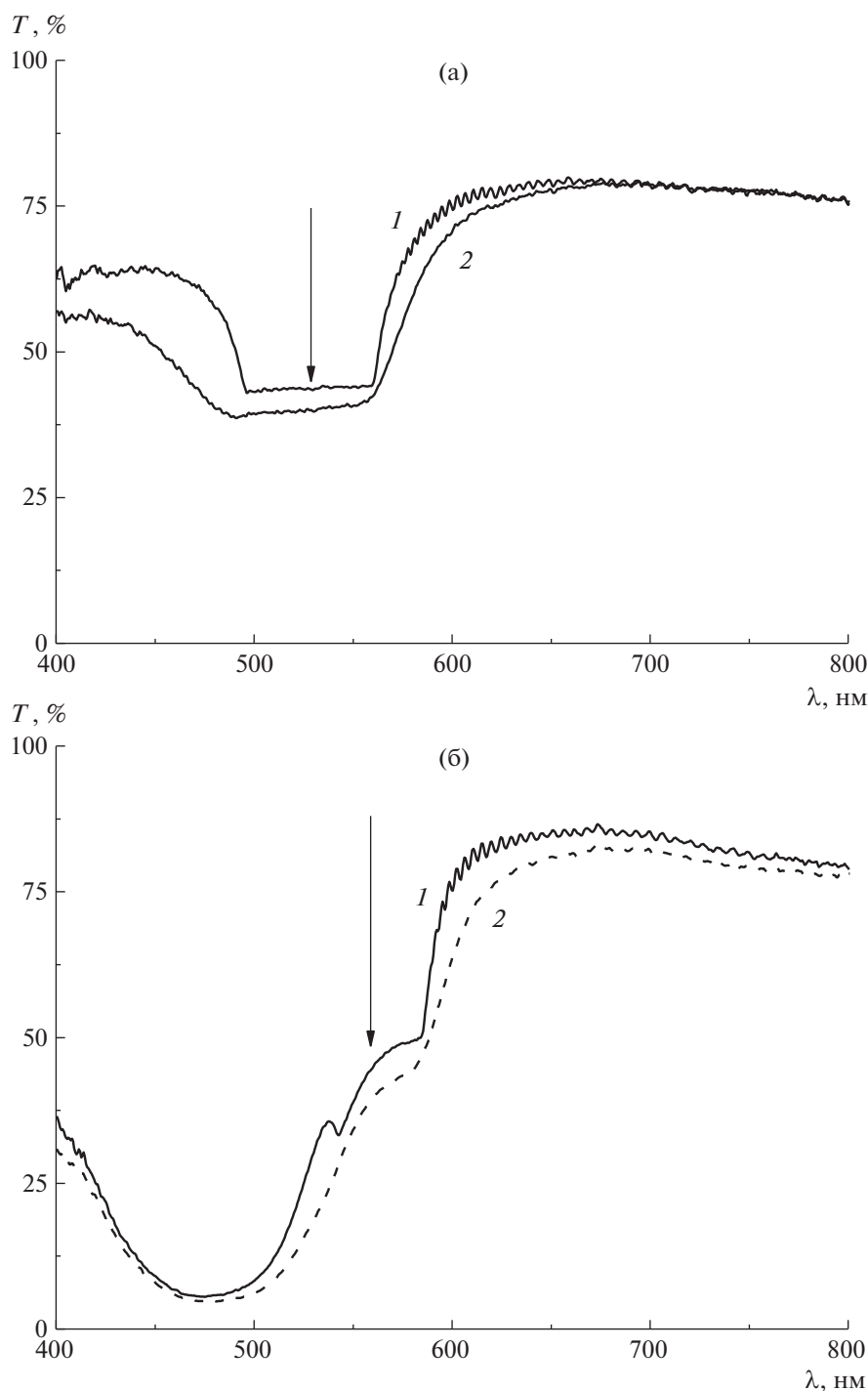


Рис. 1. Спектры пропускания T планарной $P1$ (1) и гибридной $H1$ (2) ячеек смеси ХЖК1. Центр положения полосы брэгговского отражения $\lambda_B = 528$ нм (указан стрелкой), ширина полосы $\Delta\lambda_B = 65$ нм, шаг спирали $p_0 = 324$ нм (а). Спектры пропускания ячеек $P2$ (1) и $H2$ (2) смеси ХЖК2. Центр положения полосы брэгговского отражения $\lambda_B = 564.9$ нм (указан стрелкой), ширина полосы $\Delta\lambda_B = 43$ нм, шаг спирали $p_0 = 364$ нм, максимум полосы поглощения красителя DCM $\lambda_m = 478$ нм (б).

Для изучения генерации света использовали две ячейки со смесью ХЖК2 (0.4% DCM + 18.6% D-L + H109): планарная ячейка $P2$ и гибридная $H2$. В этом случае появляется область поглощения красителя DCM с максимумом на длине волны 478 нм, что искажает спектральную форму

стоп-зон (рис. 1б). Однако на планарной ячейке $P2$ ее параметры можно определить. Стоп-зона ячейки $P2$ отчетливо определяется в границах 542.9–584.7 нм. Центр стоп-зоны находится на длине волны $\lambda_B = 564.9$ нм, а ширина равна $\Delta\lambda_B = 43$ нм. Оптическая анизотропия смеси ХЖК2

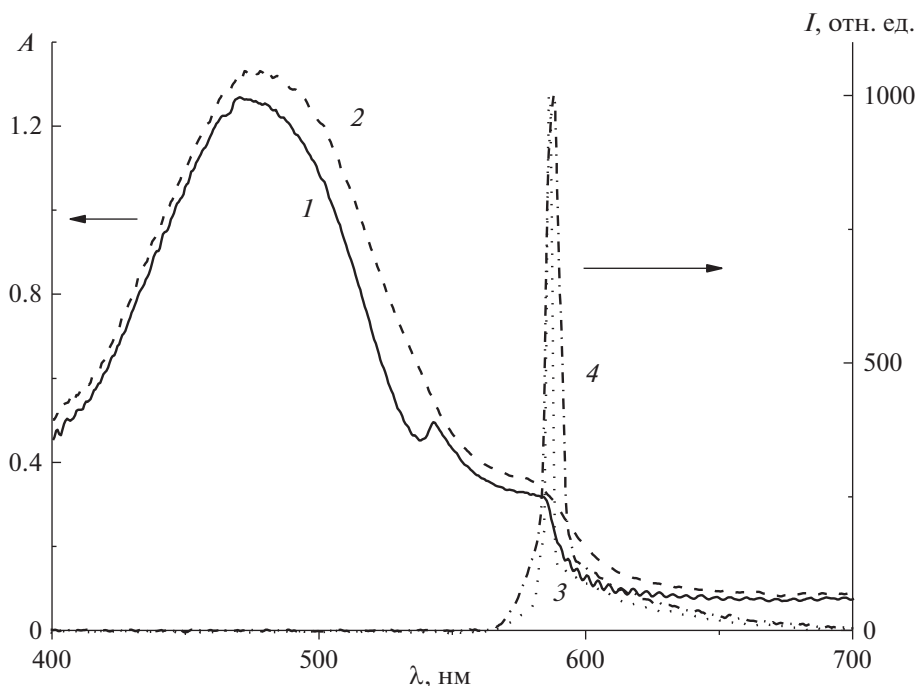


Рис. 2. Спектры поглощения ячеек *P2* (1) и *H2* (2), шкала слева. Максимум полосы поглощения красителя DCM $\lambda_m = 478$ нм. Край брэгговской полосы отражения ячейки *P2*: $\lambda_1 = 542.9$, $\lambda_2 = 584.7$ нм, для ячейки *H2* $\lambda_2 \approx 585$ нм. Спектры генерации ячеек *P2* (3) и *H2* (4), шкала справа. Интенсивности генерации приведены в условных единицах и нормированы на одну величину. Для *P2* линия генерации и ее ширина на половине высоты соответственно равны $\lambda_p = 586.2$ нм, $\Delta\lambda_p = 2.5$ нм, для *H2* — $\lambda_H = 587.9$ нм, $\Delta\lambda_H = 6.6$ нм.

существенно меньше, чем смеси ХЖК1, поэтому ширина стоп-зоны для ХЖК2 меньше, чем для смеси ХЖК1. Для гибридной ячейки *H2* коротковолновая граница стоп-зоны не видна из-за сильного поглощения красителя DCM. Длинноволновая граница практически совпадает с границей в планарно-планарной ячейке.

Оптическую накачку проводили с помощью второй гармоники (532 нм) импульсного неодимового лазера. Диаметр пятна накачки составлял ~150 мкм. Спектры генерации, представленные на рис. 2, получены при интенсивности накачки ~2 МВт/см². Генерация света наблюдается на обеих ячейках. Линия генерации на планарной ячейке *P2* наблюдается на длине волны 586.2 нм, ширина линии на половине высоты составляет 2.5 нм. На гибридной ячейке *H2* линия генерации наблюдается на длине волны 587.9 нм, при этом ширина линии на половине высоты составляет 6.6 нм, почти в 2 раза больше, чем на ячейке *P2*. Это объясняется тем, что в ячейке *P2* генерация одномодовая, а в ячейке *H2* — двухмодовая с модами на длинах волн 586.2 и 588.5 нм.

Таким образом, генерация света в гибридной ячейке существует, как и в ячейке Гранжана, но она многомодовая в связи с более пологим склоном стоп-зоны в гибридной ячейке. В этом случае конфигурация РОС такова, что существуют условия генерации для большего числа мод при заданной интенсивности накачки.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для сравнения экспериментальных результатов с численными расчетами проведено численное моделирование распространения света в структурах, соответствующих экспериментальным образцам (с планарной и гибридной ориентацией) как в исходном состоянии, так и в условиях оптической накачки красителя, т.е. при наличии усиления света в среде ХЖК. Численное моделирование проводили методом конечных разностей во временном домене (finite difference time domain method, **FDTD**) с использованием программного обеспечения LCDTDK300, разработанного в лаборатории С.П. Палто. Метод FDTD основывается на прямом численном решении зависящих от времени уравнений Максвелла.

В качестве модели экспериментальной ХЖК-ячейки использовали структуру типичной ячейки типа “сэндвич” (рис. 3). Центральная часть (1) соответствует ХЖК-слою толщиной 3.0 мкм и длиной 8 мкм, размещенному между двумя стеклянными подложками (2). Планарно-ориентирующее виртуальное покрытие (3) нанесено на нижнюю подложку. На верхнюю подложку нанесено либо планарно-ориентирующее покрытие (3), либо гомеотропно-ориентирующее покрытие (4). Горизонтальными линиями (5) вблизи нижней и верхней подложек изображены виртуальные линейные сенсоры для “регистрации” компонент

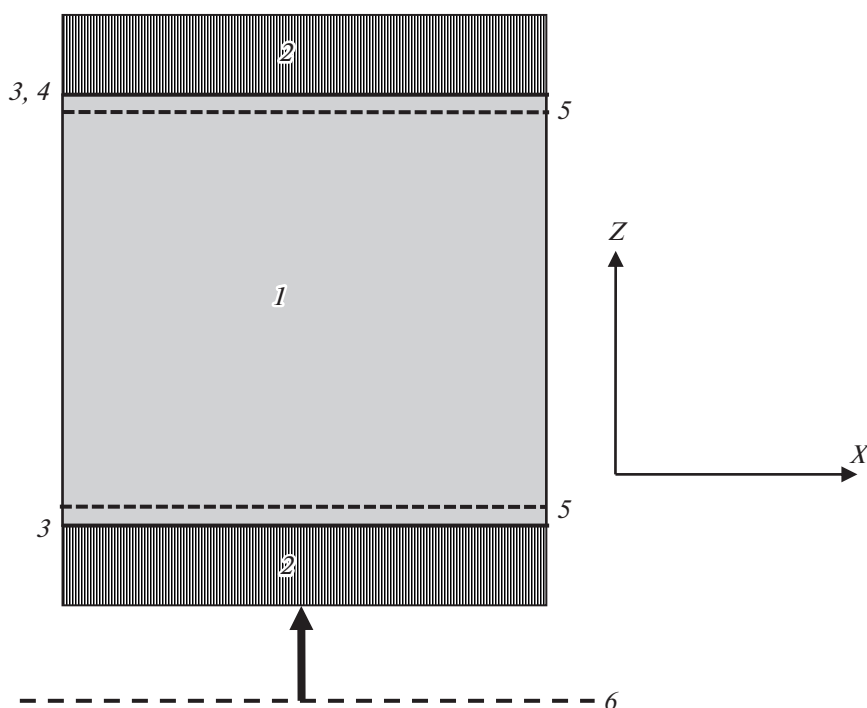


Рис. 3. Модель экспериментальных ячеек с планарной (*P*) и гибридной (*H*) ориентацией: 1 – слой ХЖК, 2 – стеклянные подложки, ориентирующие планарные (3) или гомеотропные (4) слои, 5 – линии наблюдения люминесценции/генерации, 6 – источник возбуждения генерации.

электромагнитного поля излучения в слое ХЖК. Эти линии наблюдения служат для регистрации спектров пропускания излучения ХЖК-слоем и спектров отражения от него. Горизонтальная линия со стрелкой (6) обозначает источник света, генерирующий квазиплоские световые волны, распространяющиеся вдоль слоя ХЖК (снизу вверх). Толщина слоя ХЖК (вдоль оси *Z*) составляет 8 мкм, а ширина (вдоль оси *X*) – 3 мкм. Естественный шаг спирали ХЖК $p_0 = 320$ нм близок к шагу спирали смеси ХЖК1.

При моделировании процесса прохождения или усиления света в ячейках дисперсию показателей преломления не учитывали. Полный набор параметров НЖК соответствовал смеси ХЖК1 на основе НЖК-материала Е7. Показатели преломления материала Е7 при $T = 20^\circ\text{C}$ и $\lambda = 589.3$ нм равны $n_{\parallel} = 1.747$ и $n_{\perp} = 1.522$ ($\Delta n = 0.225$). Диэлектрическая анизотропия на частоте $f = 1$ кГц равна $\Delta\epsilon = +13.8$ ($\epsilon_{\parallel} = 19$, $\epsilon_{\perp} = 5.2$). Константы упругости сплей-, твист- и бенд-деформаций Е7 равны $K_{11} = 11.7$, $K_{22} = 6.8$ и $K_{33} = 17.8$ пН соответственно. Длина волны максимального усиления люминесценции красителя DCM равна 610 нм, полуширина зоны усиления составляет 100 нм. Коэффициенты усиления для обыкновенного и необыкновенного лучей k_o и k_e связаны с мнимыми компонентами показателей преломления ($n_{o,im}$, $n_{e,im}$) соотношением $k = 4\pi n_{im}/\lambda$. При моделировании для упрощения не использовали полосу по-

глощения красителя DCM, а только полосу усиления света, которая возникает в результате оптической накачки и инверсии заселенностей уровней. При значении коэффициентов $k_o = k_e = 0$ усиление среды отсутствует, среда является не активной. Если $k_o, k_e < 0$, среда является усиливающей.

Планарная ячейка. На рис. 4а представлены результаты моделирования спектров пропускания *T* и отражения *R* планарной ячейки без усиления в среде ХЖК. На рис. 4б представлены результаты моделирования спектров отражения *R* планарной ячейки без усиления и спектров генерации *I* в ячейке с усилением. Как видно из рис. 4б, интенсивная линия генерации света наблюдается на длине волны 562 нм.

Гибридная ячейка. В гибридной ячейке ХЖК начиная от подложки с планарной ориентацией и на большей части толщины ячейки распределение директора такое же, как в планарной ячейке. Только на расстоянии порядка полутора шагов от подложки с гомеотропной ориентацией реализуется текстура типа “штопор”, когда проекция директора на ось геликоида ХЖК (ось *Z*) монотонно увеличивается от 0 до 1. На рис. 5а представлено распределение директора ХЖК вблизи гомеотропной границы в зависимости от положения на оси *Z*. Как видно из рисунка, в гибридной ячейке при коротком шаге спирали “штопор”-текстура реализуется только вблизи гомеотропной границы, на расстоянии 1–1.5 шага спирали. Трехмер-

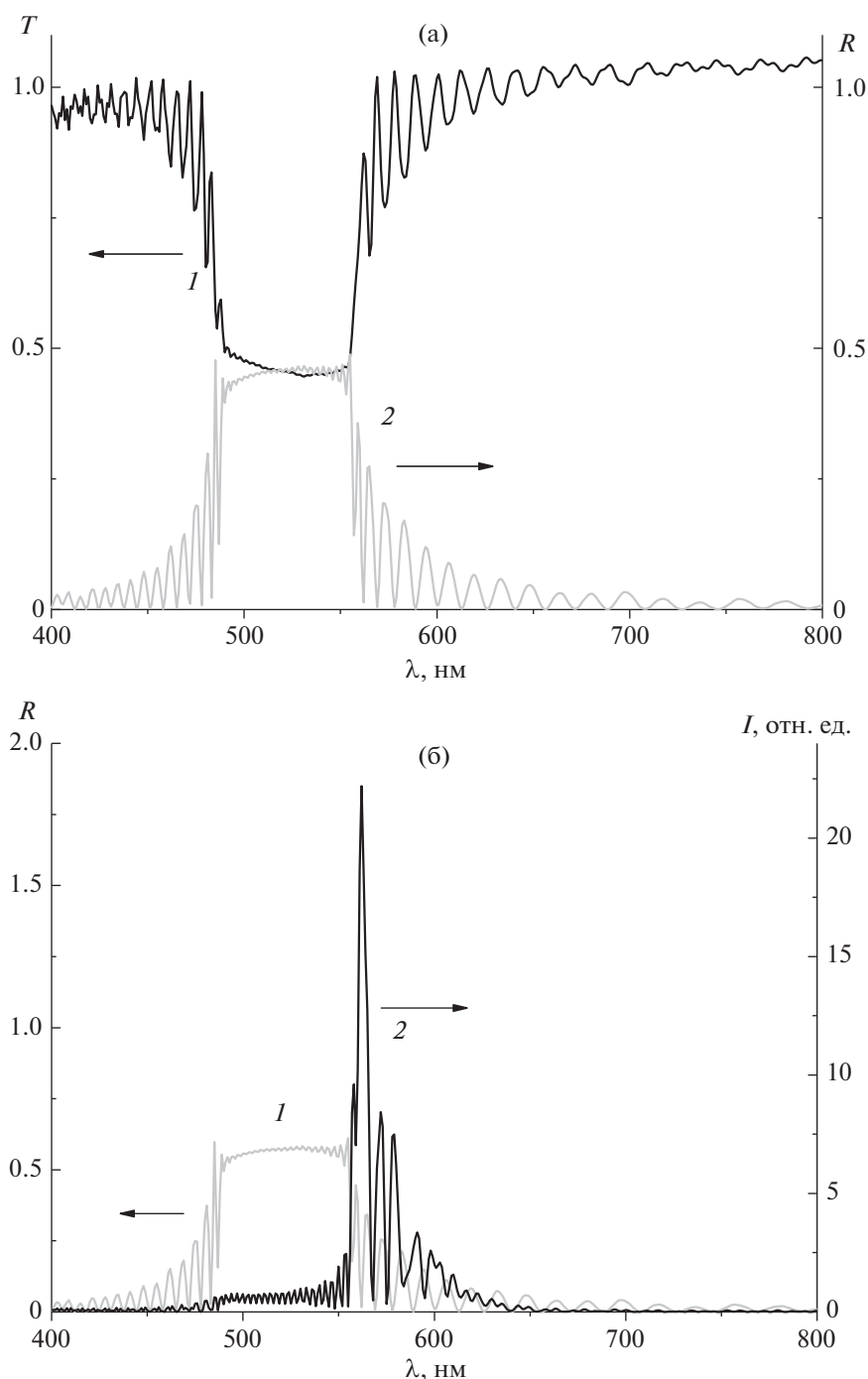


Рис. 4. Расчетные спектры пропускания T (1, шкала слева) и отражения R (2, шкала справа) планарной ячейки при отсутствии усиления в среде ХЖК (а). Расчетные спектры отражения света R (1, шкала слева) в ячейке без усиления и генерации света в случае усиливающей среды (2, шкала справа) (б).

ное распределение компонент директора n_x , n_y и n_z вблизи гомеотропной границы ХЖК-слоя представлено на рис. 5б. При уменьшении энергии сцепления на гомеотропной границе ХЖК-слоя область “штопор”-текстуры сокращается, и текстура гибридной ячейки все больше приближается к гранжановской.

На рис. 6 представлены спектры отражения стоп-зон гибридной ячейки при различной энер-

гии сцепления на гомеотропной границе и для сравнения спектр планарной ячейки для жесткой энергии сцепления. В табл. 1 приведены параметры стоп-зон: центральная длина волны стоп-зоны λ_B , ее ширина $\Delta\lambda_B$ и соответствующий шаг геликоида p_W при заданной энергии сцепления W . В последней строке представлены результаты для планарной ячейки при жесткой энергии сцепления. Как видно из результатов моделирования,

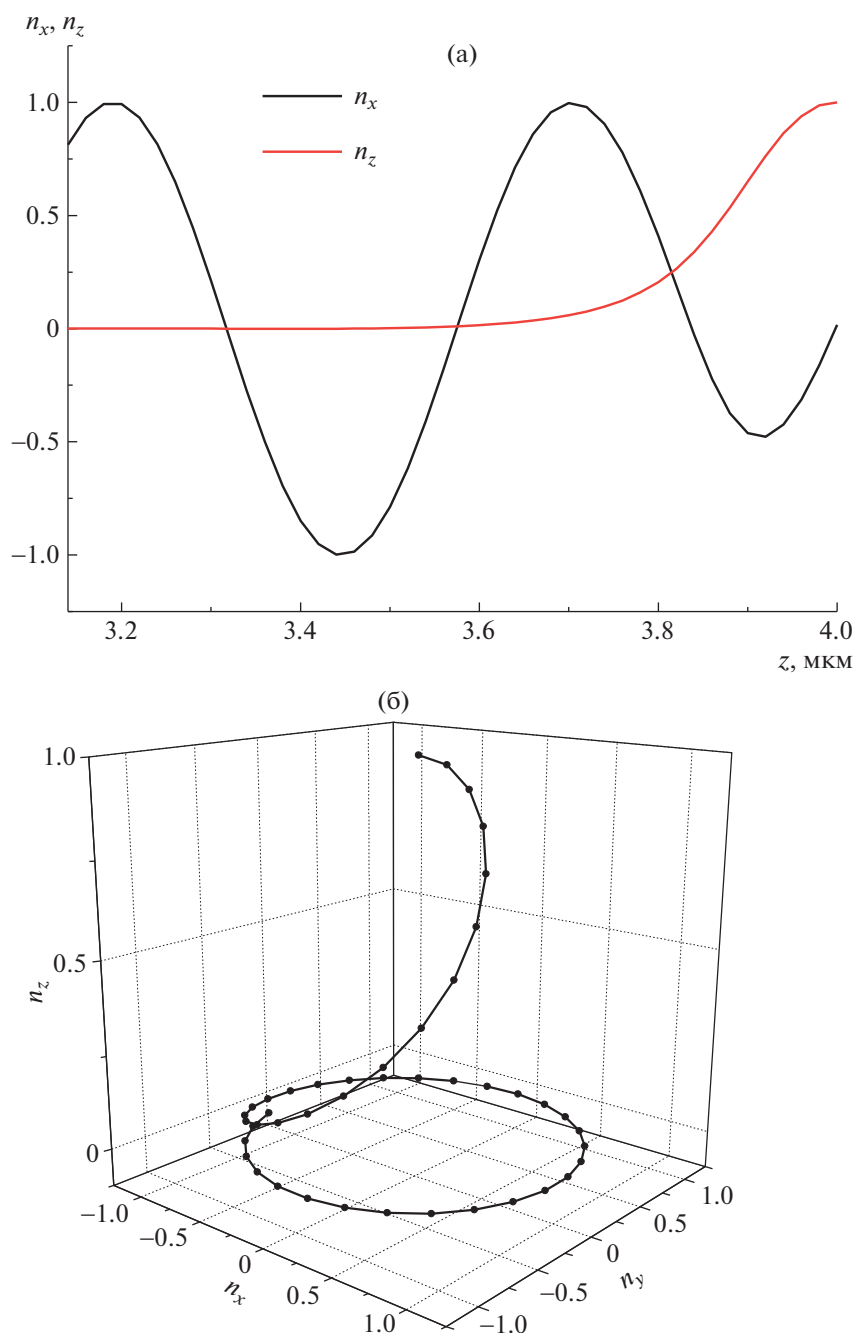


Рис. 5. Распределение директора ХЖК вблизи гомеотропной границы при жесткой энергии сцепления. Компоненты директора n_x и n_z в зависимости от положения на оси Z (а). Трехмерное представление структуры типа “штопор” вблизи гомеотропной границы (б).

энергия сцепления на гомеотропной границе вызывает раскрутку спирали — увеличение шага спирали тем больше, чем больше энергия сцепления. Так, при бесконечной энергии (жесткое сцепление) шаг спирали в гибридной ячейке (526.1 нм) почти в 2 раза больше естественного шага спирали. Только при слабой энергии сцепления 0.02 мДж/м^2 величина шага приближается к значению в планарно-планарной ячейке, т.е. к естественной величине $p_0 = 320 \text{ нм}$. По данным

[19] энергия сцепления ЖК с гомеотропным ориентантом составляет $1.6 \times 10^{-2} \text{ эрг/см}^2 = 1.6 \times 10^{-2} \text{ мДж/м}^2$, что практически подтверждает результаты проведенного моделирования.

На рис. 7 представлены спектр отражения R гибридной структуры и спектр генерации света I в случае усиливающей среды. Как видно из рисунка, имеют место три моды генерации с длинами волн 567.0, 577.5 и 583.8 нм. Напомним, что для планарной ячейки (рис. 4) ожидается одна мода

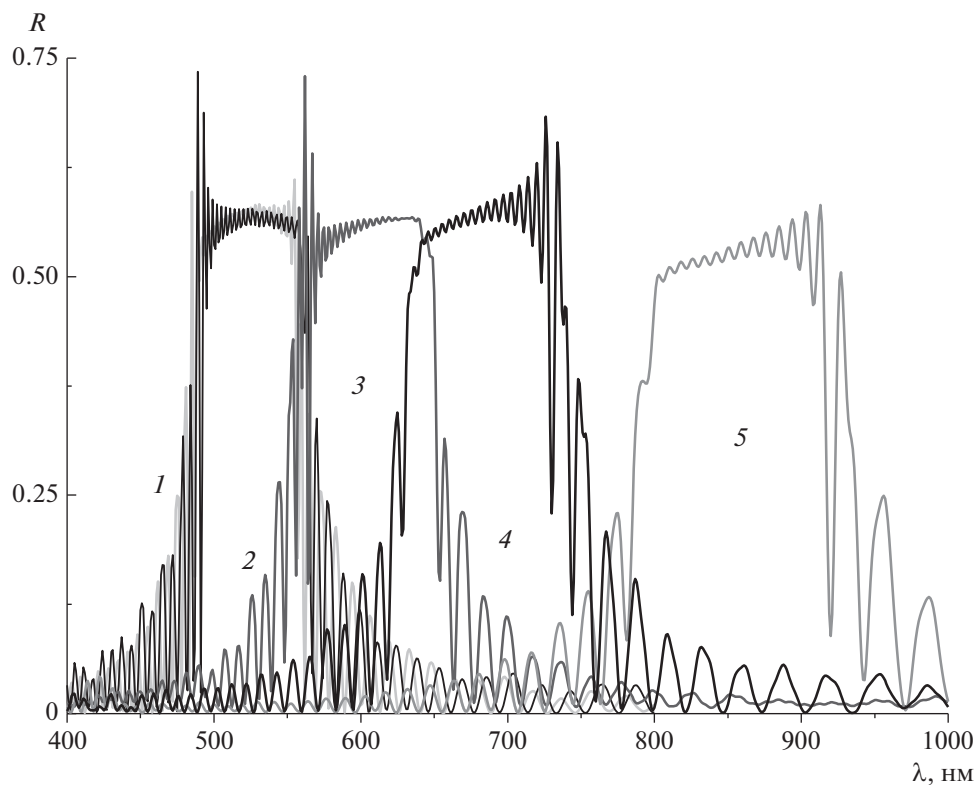


Рис. 6. Спектр отражения R планарной ячейки (1) при жесткой энергии сцепления на поверхностях $W_a = W_z = \infty$ мДж/м². Спектры отражения R гибридной ячейки без усиления при следующих энергиях сцепления на гомеотропной поверхности: 2 – $W_z = 0.02$, 3 – $W_z = 0.1$, 4 – $W_z = 0.4$, 5 – $W_z = \infty$ мДж/м².

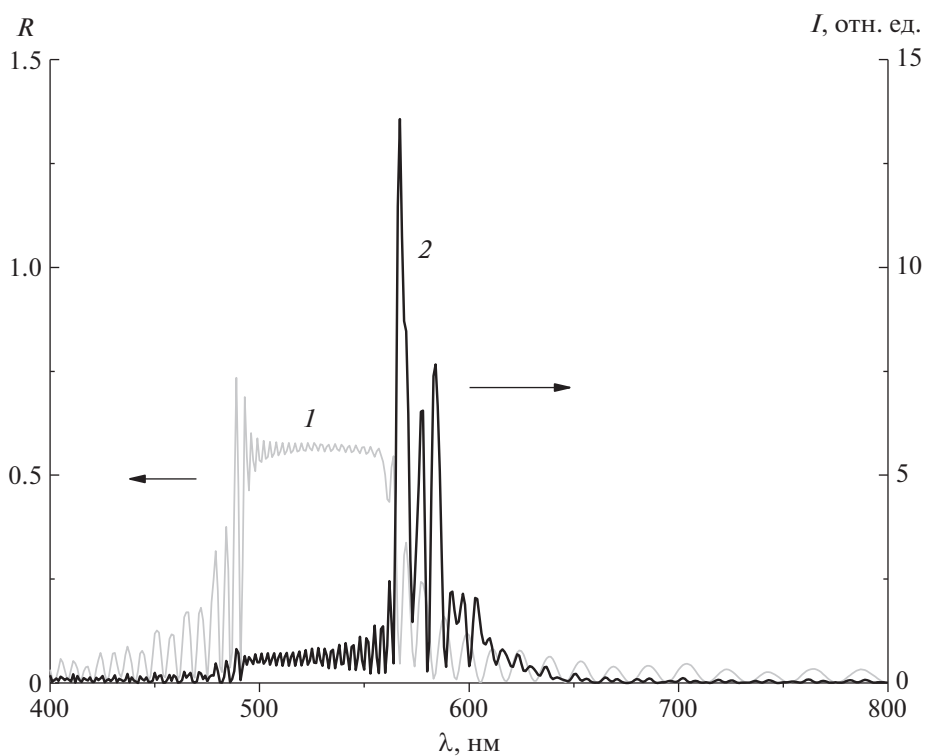


Рис. 7. Спектры отражения R гибридной ячейки без усиления (1, шкала слева) и с усилением (2, шкала справа), $k_o = 0$, $k_e = -0.3$. Энергия сцепления на гомеотропной границе $W_a = W_z = 0.02$ мДж/м².

Таблица 1. Параметры спектров гибридной и планарной ячеек

Гомеотропно-планарные ячейки. Энергия связи на гомеотропной поверхности W , мДж/м ²	Брэгговская длина волны λ_B , нм	Ширина брэгговской зоны $\Delta\lambda_B$, нм	Шаг геликоида P_W , нм
α	857.5	111.4	526.1
0.4	681.9	87.0	418.3
0.1	607.3	81.0	372.6
0.05	548.4	71.2	336.4
0.02	526.5	70.3	323.0
Планарная ячейка. Энергия связи на планарных поверхностях W , мДж/м ²			
α	522.5	65.5	320.5

генерации света с длиной волны 562.0 нм. Таким образом, численное моделирование подтверждает экспериментальные результаты, полученные для генерации света в планарной и гибридной ячейках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально продемонстрирована возможность лазерной генерации света в гибридной ячейке ХЖК. Численное моделирование показало, что период шага спирали в гибридной ячейке и распределение директора сильно зависят от величины энергии сцепления на гомеотропной границе образца. Высокая энергия сцепления играет роль фактора, способствующего раскручиванию спирали ХЖК. Чем меньше энергия сцепления, тем короче шаг спирали и тем ближе он к естественному значению шага ХЖК. При этом уменьшается протяженность сплей-бенд-деформации директора вблизи гомеотропной границы ячейки. Таким образом, при уменьшении энергии сцепления на гомеотропной границе гибридной ячейки распределение директора в ней приближается к распределению в гранжановской ячейке, что улучшает условия для низкопороговой генерации света.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Государственного задания ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *de Gennes P.G., Prost J.* The physics of liquid crystals. 2nd edition. Oxford: Clarendon Press, 1993. 614 p.
2. *Chilaya G.* Cholesteric liquid crystals: properties and applications. Saarbrücken: Lambert Academic Publishing, 2013. 112 c.
3. *Kopp V.I., Zhang Z.-Q., Genack A.Z.* // Prog. Quantum Electron. 2003. V. 27. P. 369. [https://doi.org/10.1016/S0079-6727\(03\)00003-X](https://doi.org/10.1016/S0079-6727(03)00003-X)
4. *Kogelnik H., Shank C.V.* // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 2327. <https://doi.org/10.1063/1.1661499>
5. *Belyakov V.A.* // J. Lasers Opt. Photon. 2017. V. 4. P. 153. <https://doi.org/10.4172/2469-410X.1000153>
6. *Il'chishin I.P., Tikhonov E.A., Shpak M.T., Doroshkin A.A.* // JETP Lett. 1976. V. 24. P. 303.
7. *Coles H., Morris S.* // Nat. Photon. 2010. V. 4. P. 676.
8. *Blinov L.M., Bartolino R.* // Liquid Crystal Microlasers. Transworld Research Network, 2010. P. 270.
9. *Palto S.P.* // JETP. 2006. V. 103. P. 472.
10. *Palto S.P., Shtykov N.M., Umanskii B.A., Barnik M.I.* // J. Appl. Phys. 2012. V. 112. P. 013105. <https://doi.org/10.1063/1.4723641>
11. *Ortega J., Folcia C.L., Etxebarria J.* // Materials. 2018. V. 11. <https://doi.org/10.3390/ma11010005>
12. *Nastishin Yu.A., Dudok T.H., Hrabchak V.I. et al.* // Ukr. J. Phys. Opt. 2017. V. 18. P. 121. <https://doi.org/10.3116/16091833/18/3/121/2017>
13. *Dozov I., Penchev I.* // J. Phys. France. 1986. V. 47. P. 373. <https://doi.org/10.1051/jphys:01986004703037300>
14. *Lewis M.R., Wiltshire M.C.K.* // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. P. 1197. <https://doi.org/10.1063/1.98731>
15. *Lin Ch.-H., Chiang R.-H., Liu Sh.-H. et al.* // Opt. Express. 2012. V. 20. P. 26837. <https://doi.org/10.1364/OE.20.026837>
16. *Nose T., Miyamishi T., Aizawa Y. et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2010. V. 49. P. 051701.
17. *Shiyanovskii S.V., Lavrentovich O.D.* // SID Intl. Digest Tech. Papers. 2003. V. 34. P. 664.
18. *Hsiao Yu-Ch., Timofeev I.V., Zyryanov V.Ya., Lee W.* // Opt. Mat. Express. 2015. V. 5. P. 2715. <https://doi.org/10.1364/OME.5.002715>
19. *Блинов Л.М., Раджабов Д.З., Собачюс Д.Б., Яблонский С.В.* // ЖЭТФ. 1991. Т. 53. С. 223.