

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТОПЫ ИЗ СЛОЕВ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА И ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЫ

*А. А. Геворгян**

*Yerevan State University
025, Yerevan, Armenia*

*Institute of Applied Problems in Physics
0014, Yerevan, Armenia*

Поступила в редакцию 23 июня 2015 г.

Исследованы некоторые новые оптические свойства стопы, состоящей из слоев холестерического жидкого кристалла (ХЖК) и изотропной среды. Задача решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна. Представлены условия Брэгга для фотонных запрещенных зон рассматриваемой системы. Показано, что подходящим выбором параметров подслоев можно существенно управлять зонной структурой системы. Показано также, что при наличии анизотропного поглощения в подслоях ХЖК в общем случае не наблюдается эффект практически полного подавления поглощения, который наблюдается в конечном однородном слое ХЖК. Мы показали, что, налагая определенные условия на толщину подслоев изотропных сред, можно добиться выполнения этого эффекта в рассматриваемой системе. Одновременно показано, что при таких условиях происходит также значительное увеличение максимальных значений фотонной плотности состояния (ФПС) на границах соответствующей зоны. Исследовано также влияние изменения толщин подслоев ХЖК и толщины системы на ФПС.

DOI: 10.7868/S0044451015120184

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы бурно развивается фотоника — наука, занимающаяся фундаментальными и прикладными проблемами генерации, эмиссии, пропускания, модуляции, переключения, усиления, регистрации/зондирования и обработки световых сигналов. Фотоника является аналогом полупроводниковой электроники, использующей вместо электронов для передачи сигналов фотоны, она занимается фотонными технологиями обработки сигналов, что связано с большими скоростями передачи информации, с существенно меньшими энергопотерями, а значит, имеет большую возможность быстродействия и миниатюризации. Однако электроны имеют заряд и управлять ими можно также и полями (электрическим, магнитным и т. д.), тогда как управлять фотонами (они не имеют заряда) можно при помощи управления параметрами среды. Поэтому в послед-

ние годы возрос интерес к созданию новых сред, в частности, фотонных кристаллов (ФК) и метаматериалов именно с управляемыми параметрами.

На основе сказанного ФК и метаматериалы можно разделить на две группы: твердые ФК и метаматериалы, которые отличаются своей неподходящей упругостью и управляемостью при помощи внешних полей, что существенно ограничивает их широкое применение; после создания таких сред их параметры практически невозможно изменить; и так называемые мягкие ФК и метаматериалы. Наиболее известными представителями мягких ФК являются холестерические жидкие кристаллы (ХЖК) и голубые фазы. ХЖК, помимо их свойства самоорганизовать свою периодическую фотонную структуру, обладают также свойствами широкомасштабной легкой деформируемости, высокой чувствительности, высокоэластичной способностью модулирования фазы или морфологии, чем объясняется то, почему эти структуры с фотонной запрещенной зоной (ФЗЗ) быстро реагируют на внешние воздействия. Более того, ХЖК обладают уникальными оптиче-

*E-mail: agevorgyan@ysu.am

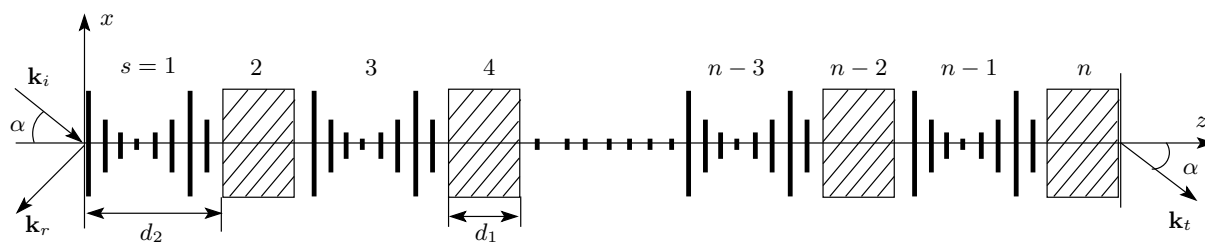


Рис. 1. Схема стопы, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды

скими свойствами: они имеют ФЗЗ только первого порядка (при нормальном падении света) для света с циркулярной поляризацией, имеющей то же направление вращения, что и знак хиральности среды; поглощение и эмиссия в ХЖК также имеют поляризационные особенности [1, 2]. Вне ФЗЗ вблизи ее границ при анизотропном поглощении (усилении) имеет место эффект аномально сильного (аномально слабого) поглощения (эмиссии).

С другой стороны, мягкий характер ХЖК ограничивает возможность создания ячеек с однородной спиральной структурой с $N = d/p > 10$ и более (d — толщина и p — шаг спирали ХЖК). А для формирования идеальной ФЗЗ, что является важным условием при определенных применениях, необходимы именно толстые ячейки.

Для получения системы с большой эластичностью, легкой деформируемостью и высокой чувствительностью в сопоставлении с идеальной периодической структурой при больших толщинах можно использовать стопу, состоящую из слоев ХЖК и изотропной среды, в частности, с изотропными слоями с особой обработкой для получения однородных подслоев ХЖК. В работах [3–11] исследованы оптические свойства такой стопы и показано, что эта система, в отличие от однородного слоя ХЖК, имеет ФЗЗ высшего порядка, а такие системы имеют широкое применение, в частности, в производстве дисплеев из-за многоцветного отражения. В каждом порядке отражения имеются ФЗЗ двух типов — селективные по отношению к поляризации падающего света и неселективные. Центральная ФЗЗ не зависит от поляризации падающего света, коротковолновая ФЗЗ имеет левую круговую поляризацию, т. е. возникает при падении на систему света с левой круговой поляризацией, а длинноволновая — с правой. При этом предполагается, что спирали подслоев ХЖК правовинтовые.

Но эти системы теряют многие полезные свойства однородного слоя ХЖК (см. ниже). В данной

работе мы исследовали новые свойства такой системы (рис. 1) и показали, что при определенных условиях резонанса данная система может проявлять все известные и полезные свойства как однородного слоя ХЖК, так и стопы, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды, налагая при этом определенные условия только на толщину изотропных подслоев.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Задача распространения света через стопу, состоящую из слоев ХЖК и изотропной среды, решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна [7, 11, 12]. Имеются и другие методы решения задач подобного характера (метод трансфер-матриц, метод матриц Джонса и т. д.). Отметим только, что в работах [13, 14] предложен один новый метод решения задач прохождения света через одномерную систему.

Обыкновенный и необыкновенный показатели преломления подслоев ХЖК следующие: $n_o = \sqrt{\varepsilon_2} = 1.4639$, $n_e = \sqrt{\varepsilon_1} = 1.5133$ (это параметры слоя ХЖК следующего состава: холестерил-нонаноат : холестерил-хлорид : холестерил-ацетат = 20:15:6, обладающего при комнатной температуре (24°C) шагом спирали в оптическом диапазоне ($p = \pm 420$ нм) и имеющего область дифракционного отражения при нормальном падении в интервале длины волны падающего света от 615 до 635 нм; ε_1 и ε_2 — главные значения тензора диэлектрической проницаемости ХЖК), спираль подслоев ХЖК правая. Кроме того, предполагаем, что первый подслой системы является слоем изотропной среды.

На рис. 2 представлен спектр отражения в одном из порядков дифракционного отражения. Падающий на систему свет имеет поляризацию совпадающую с первой ($i = 1$; имеющей практически левую круговую поляризацию; штриховая линия) и со второй ($i = 2$; имеющей практически правую круговую поляризацию; сплошная линия) собственной

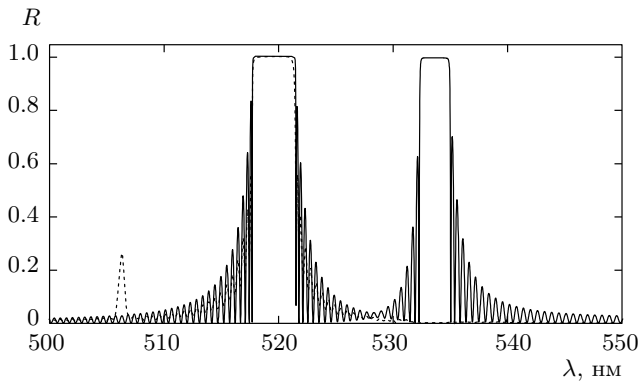


Рис. 2. Спектр отражения системы на одном из порядков дифракционного отражения при нормальном падении. Падающий на систему свет имеет поляризацию, совпадающую с первой (штриховая линия) и второй (сплошная линия) СП; $d_1 = 500$ нм, $d_2 = 1000$ нм, $n_0 = 1.7$, $s = 200$

поляризацией (СП). СП — это две поляризации падающей волны, которые не изменяются при прохождении света через систему. СП дают много информации об особенностях взаимодействия света с системой, и поэтому в оптике и фотонике важное значение имеет вычисление СП для каждой оптической системы. Из определения СП следует, что они должны быть связаны с поляризациями внутренних волн (собственных мод), возбуждаемых в среде (в основном они совпадают с поляризациями собственных мод). В частности, как показано в работе [6], при нечетном числе подслоев в системе СП практически ортогональны, тогда как при четном числе подслоев в системе они квазиортогональны, причем эллиптичность СП по модулю существенно отличается от единицы в областях селективного отражения (см. ниже).

Как видно на рисунке, в каждом порядке дифракционного отражения формируются три ФЗЗ: одна — неселективная по отношению к поляризации падающего света, а две другие — селективные. Условия Брэгга для этих зон имеют вид

$$d_2 \bar{n} + d_1 n_0 = m \frac{\lambda}{2} \quad \text{для ФЗЗ первого типа,} \quad (1)$$

$$d_2 n_1 + d_1 n_0 = m \frac{\lambda}{2} \quad \text{для ФЗЗ второго типа,} \quad (2)$$

$$d_2 n_2 + d_1 n_0 = m \frac{\lambda}{2} \quad \text{для ФЗЗ третьего типа,} \quad (3)$$

где m — целое число, d_2 и d_1 — толщины подслоев соответственно ХЖК и изотропной среды,

$$\bar{n} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}}, \quad n_{1,2} = \bar{n} \sqrt{1 + \chi^2 - \delta \pm \sqrt{4\chi^2 + \delta^2}},$$

$$\delta = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}, \quad \chi = \frac{\lambda}{p \bar{n}},$$

p — шаг спирали ХЖК.

Для минимизации влияния диэлектрических границ здесь и ниже вычисления были выполнены для стопы, граничащей с обеих сторон с полупространствами с коэффициентами преломления $n_s = \bar{n}$.

Дифракционная эффективность для ФЗЗ третьего типа обычно очень слабая, и она проявляется только при больших толщинах системы. Частотная ширина ФЗЗ зависит от величины соответствующей гармоники в фурье-разложении эффективного тензора диэлектрической проницаемости системы. При этом, как показывают наши исследования, максимальная частотная ширина ФЗЗ первого типа пропорциональна анизотропии $|\bar{n} - n_0|$, а для второго типа максимальная частотная ширина пропорциональна локальной анизотропии подслоев ХЖК. Частотная ширина ФЗЗ зависит также от оптических толщин подслоев структуры (об этом более подробно см. также работы [6–10]).

Из формул (1)–(3) и сказанного выше следует, что выбирая подходящим образом параметры изотропных подслоев, можно существенным образом управлять фотонной зонной структурой рассматриваемой системы.

Введение изотропных подслоев в матрицу ХЖК приводит также к изменению распределения светового поля в системе. Вследствие этого в общем случае невозможно наблюдение эффекта практически полного подавления поглощения и эффекта аномально сильного поглощения, наблюдающегося в конечном слое ХЖК вблизи границ ФЗЗ при анизотропном поглощении (полное подавление поглощения может реализоваться только при бесконечной толщине слоя ХЖК). Действительно, на рис. 3а,б представлены спектры поглощения $A = 1 - (R + T)$ (R — коэффициент отражения, а T — коэффициент пропускания) для рассматриваемой структуры (а) и для конечного слоя ХЖК с толщиной $sd_2/2$ (б). Как видно на рисунке, в случае однородного слоя ХЖК на коротковолновой границе ФЗЗ наблюдается практически полное подавление поглощения, тогда как вблизи длинноволновой границы — аномально сильное поглощение. В случае стопы из слоев ХЖК и изотропной среды указанные эффекты выражены значительно слабее.

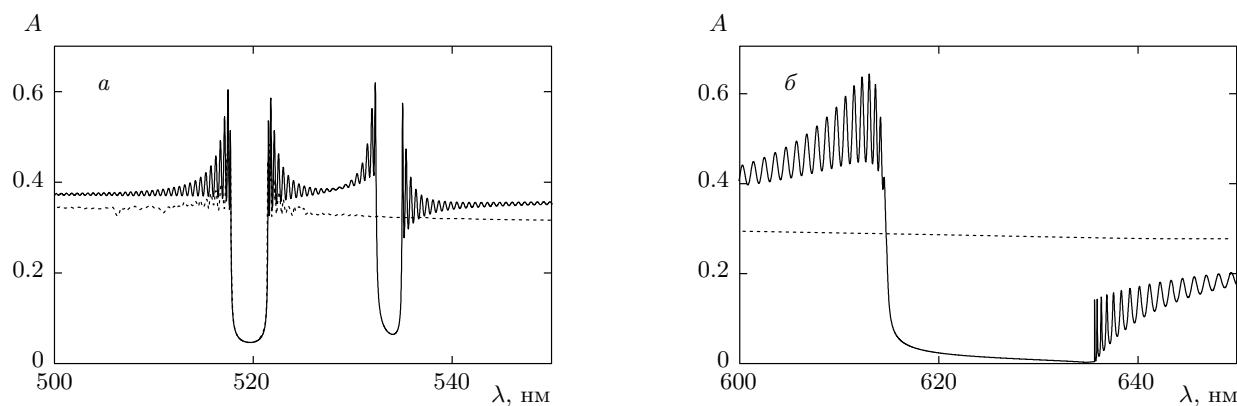


Рис. 3. Спектры поглощения при нормальном падении света для стопы, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды, (а) и для однородного слоя ХЖК толщиной $sd_2/2$ (б). Падающий на систему свет имеет поляризацию, совпадающую с первой (штриховая линия) и второй (сплошная линия) СП; $d_1 = 500$ нм, $d_2 = 1000$ нм, $n_0 = 1.7$, $s = 200$, $\text{Im } \varepsilon_1 = 0$, $\text{Im } \varepsilon_2 = 0.001$

Однако, как показано ниже, налагая определенные условия на толщину подслоев изотропной среды, можно добиться выполнения этих эффектов также для рассматриваемой системы.

ФК имеют широкое применение в качестве лазерных резонаторов. В работе [15, 16] экспериментально обнаружена лазерная генерация в конечном слое ХЖК. Лазерная генерация в конечном слое ХЖК и многослойных структурах со слоями ХЖК продолжает интенсивно исследоваться [17–29].

Одной из важнейших характеристик ФК является фотонная плотность состояний (ФПС), т. е. число мод в единичном частотном интервале. ФПС является обратной величиной групповой скорости и согласно работе [30] может выражаться через действительную и мнимую части амплитуды пропускания:

$$\rho_i(\omega) \equiv \frac{dk_i}{d\omega} = \frac{1}{d} \frac{du_i}{d\omega} \nu_i - \frac{d\nu_i}{d\omega} u_i, \quad i = 1, 2, \quad (4)$$

где d — толщина системы, u_i и ν_i — действительная и мнимая части амплитуды пропускания $T_i(\omega) = u_i(\omega) + i\nu_i(\omega)$. Обычно вычисляется относительная ФПС $\rho_i(\omega)/\rho_{iso}$, где $\rho_{iso} = n_s/c$. Важность вычисления ФПС заключается также в том, что многие оптические свойства выражаются через ФПС. В частности, согласно «золотому правилу» Ферми, интенсивность люминесценции пропорциональна ФПС, а согласно работе [28], пороговое усиление g_{th} также может выражаться через ФПС: $g_{th} \propto n_s/d\rho$. Далее, теоретически и экспериментально было показано, что ФПС для конечного слоя ХЖК имеет два главных максимума на границах ФЗЗ [15, 20, 21, 23, 24], так

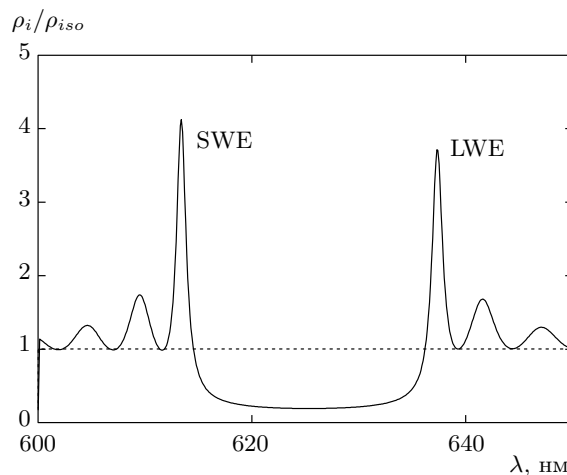


Рис. 4. Спектр ρ_i/ρ_{iso} для конечного слоя ХЖК. Толщина слоя ХЖК $d = 50p$, $n_s = \bar{n}$. Падающий на систему свет имеет левую (штриховая линия) и правую (сплошная линия) круговые поляризации

называемые коротковолновый (SWM) и длинноволновый (LWE) максимумы (см. рис. 4).

На рис. 5 представлены спектры $\rho_i(\omega)/\rho_{iso}$ для двух СП уже для рассматриваемой системы при тех же, что и на рис. 3, параметрах. Как видно на этом рисунке, на границах ФЗЗ, находящихся вблизи области нахождения ФЗЗ однородного слоя ХЖК (т. е. вблизи или в области от 615 нм до 635 нм), происходит резонансное увеличение ФПС на границах, соответствующих ФЗЗ. Ниже мы покажем, что подходящим выбором толщины изотропных слоев можно добиться как дополнительного зна-

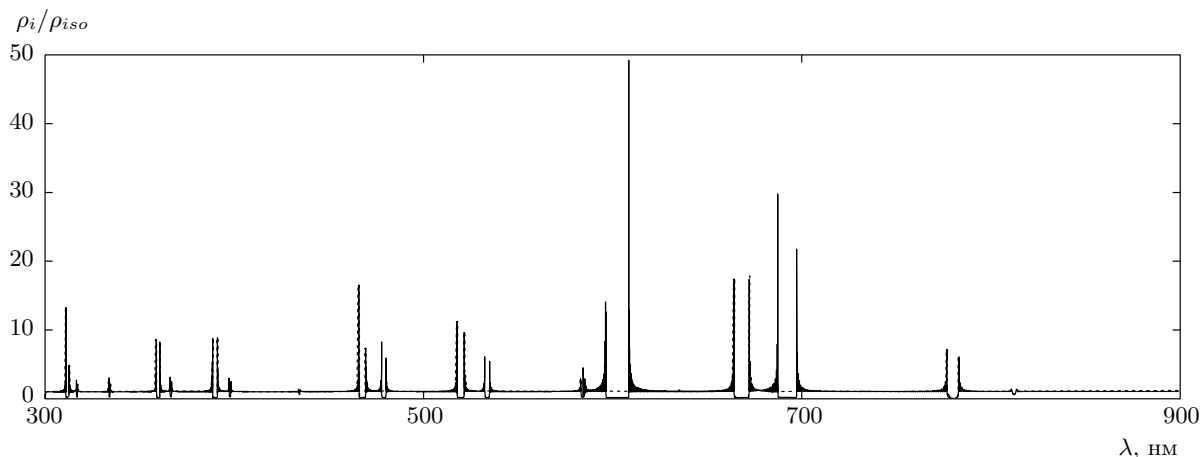


Рис. 5. Спектры $\rho_i(\omega)/\rho_{iso}$ при нормальном падении света для стопы из слоев ХЖК и изотропной среды. Поглощение отсутствует. Остальные параметры такие же, как на рис. 3

чительного увеличения $\rho_i(\omega)/\rho_{iso}$ на границах ФЗЗ, находящихся в области от 615 нм до 635 нм, так и выполнения эффектов практически полного подавления поглощения и эффекта аномально сильного поглощения.

В работах [6–8] исследованы эволюции спектров отражения при изменении толщин изотропных подслоев d_1 . Как показано в этих работах и как было сказано выше, частотное местоположение и частотная ширина ФЗЗ являются функциями толщины изотропных подслоев (а также толщины подслоев ХЖК). По мере увеличения толщины изотропных подслоев в системе ФЗЗ в каждом порядке смещаются в сторону длинных волн. Кроме того, изменяется их частотная ширина, причем периодически увеличиваясь, а затем уменьшаясь. На рис. 6 мы также представили эволюцию спектров отражения при изменении толщин изотропных подслоев. Падающий на систему свет имеет правую (а) и левую (б) круговую поляризацию.

Далее, как было сказано выше, мы изучили возможность получения эффектов практически полного подавления поглощения и аномально сильного поглощения излучения вблизи границ ФЗЗ при анизотропном поглощении. Как показали наши исследования, при выборе толщины изотропных подслоев таким образом, чтобы коротковолновая граница ФЗЗ второго типа совпала с коротковолновой границей ФЗЗ от однородного слоя ХЖК или длинноволновая граница ФЗЗ второго типа совпала с длинноволновой границей ФЗЗ от однородного слоя ХЖК, при анизотропном поглощении (в подслоях ХЖК) наблюдаются эффекты практически полно-

го подавления поглощения и аномально сильного поглощения. На рис. 6а белые горизонтальные штриховые линии показывают границы ФЗЗ от однородного слоя ХЖК. Вертикальными линиями мы указали метод выбора одной из возможных пар толщин изотропных подслоев, при которых выполняются вышеуказанные условия.

На рис. 7 мы представили спектр поглощения в ситуации, когда коротковолновая граница ФЗЗ второго типа для одного из порядков дифракционного отражения совпала с коротковолновой границей ФЗЗ от однородного слоя ХЖК. Как видно на этом рисунке, на коротковолновой границе этого ФЗЗ (на рисунке она выделена стрелкой) наблюдается практически полное подавление поглощения. А на рис. 8 мы представили спектр поглощения в ситуации, когда длинноволновая граница ФЗЗ второго типа для одного из порядков дифракционного отражения совпала с длинноволновой границей ФЗЗ от однородного слоя ХЖК. Как видно на этом рисунке, в этом случае наблюдается практически полное подавление поглощения на длинноволновой границе этого ФЗЗ (на рисунке она также выделена стрелкой). Из представленных результатов следует, что при таких условиях распределение поля в системе в подслоях ХЖК такое же, как в однородном слое ХЖК, и имеет поляризационные особенности подробно описанные, в частности, в работах [2, 29].

Теперь переходим к исследованию влияния выполнения этих условий на ФПС. На рис. 9 мы представили зависимость ρ_{2max}/ρ_{iso} от толщины подслоев изотропных сред. Горизонтальные линии указывают границы ФЗЗ однородного слоя ХЖК. Штри-

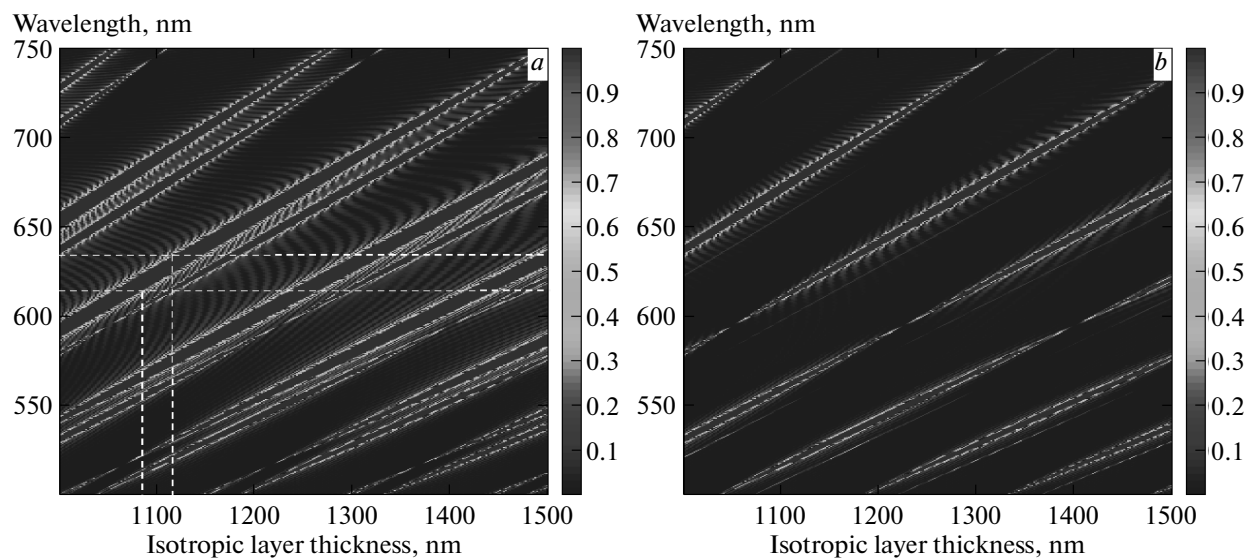


Рис. 6. Эволюция спектров отражения как функция от толщины изотропных подслоев. Параметры те же, что и на рис. 3

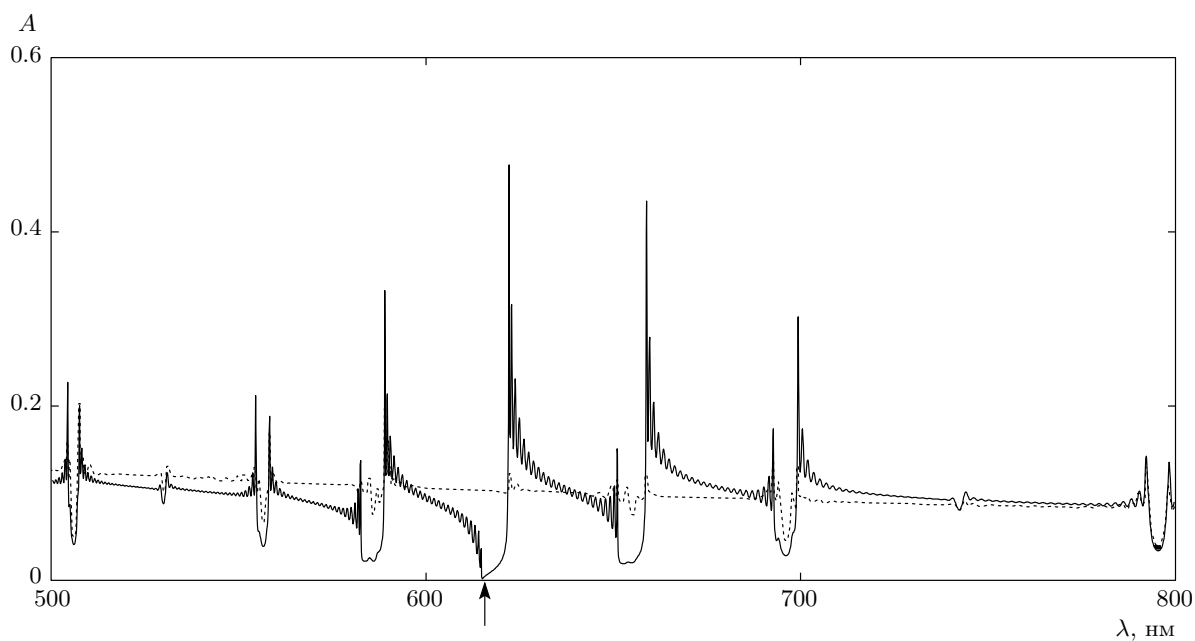


Рис. 7. Спектр поглощения при нормальном падении света для стопы, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды. Падающий на систему свет имеет поляризацию, совпадающую с первой (штриховая линия) и второй (сплошная линия) СП; $d_1 = 2171$ нм, $d_2 = 3s$, $n_0 = 1.7$, $s = 50$, $\text{Im } \epsilon_1 = 0$, $\text{Im } \epsilon_2 = 0.001$

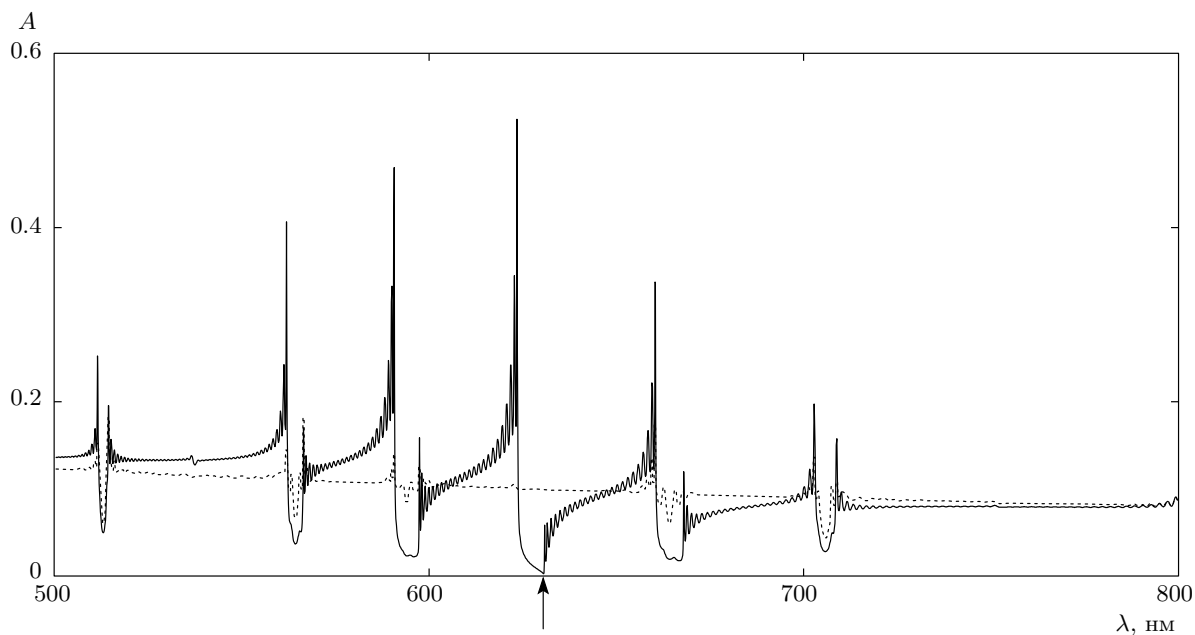


Рис. 8. Спектр поглощения при нормальном падении света для стопы, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды. Падающий на систему свет имеет поляризацию, совпадающую с первой (штриховая линия) и второй (сплошная линия) СП; $d_1 = 2217$ нм, $d_2 = 3s$, $n_0 = 1.7$, $s = 50$, $\text{Im } \epsilon_1 = 0.001$, $\text{Im } \epsilon_2 = 0$

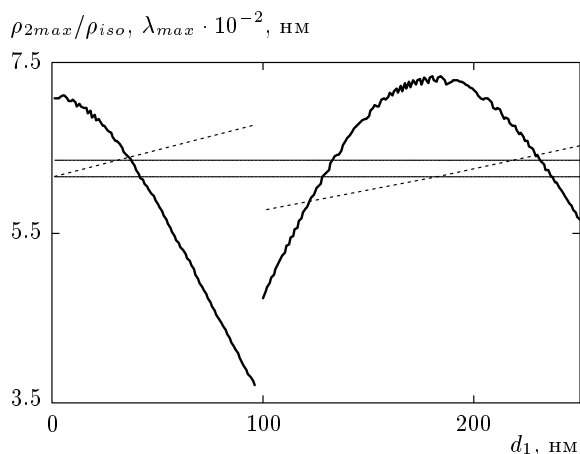


Рис. 9. Зависимость ρ_{2max}/ρ_{iso} от толщины изотропных подслоев: $d_2 = 1200$ нм, $s = 50$. Остальные параметры те же, что и на рис. 2

ховые линии показывают зависимость λ_{max} от толщины подслоев изотропных сред (λ_{max} — это значения длины волны падающего света, при которых $\rho_2/\rho_{iso} = \rho_{2max}/\rho_{iso}$). На рисунках видно, что ρ_{2max}/ρ_{iso} проходит через пик при изменении d_1 , причем это происходит именно при той толщине подслоев изотропных сред, при которой коротковолно-

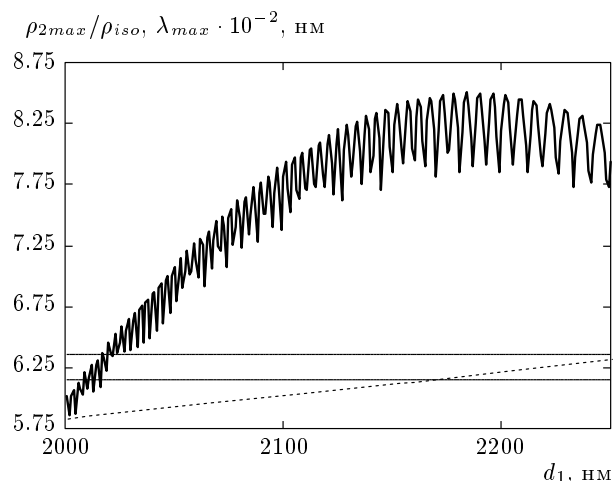


Рис. 10. Зависимость ρ_{2max}/ρ_{iso} от толщины изотропных подслоев. Параметры те же, что и на рис. 9

вая граница ФЗЗ второго типа совпадает с коротковолновой границей ФЗЗ от однородного слоя ХЖК.

На рис. 10 представлена та же зависимость в другом интервале изменения d_1 . Сравнение этих результатов с аналогичными результатами на рис. 9 показывает, что при больших толщинах изотропных подслоев увеличивается амплитуда осцилляции ρ_{2max}/ρ_{iso} в зависимости от d_1 .

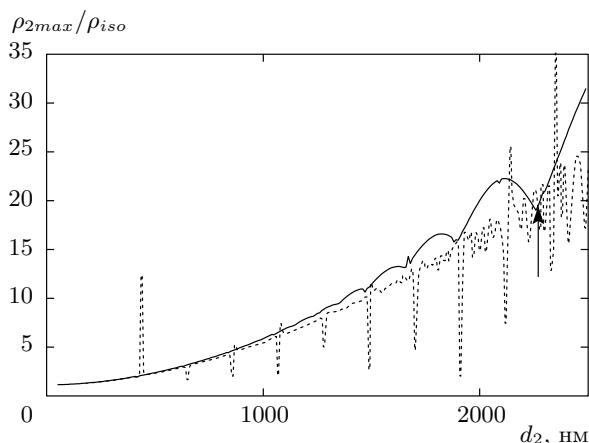


Рис. 11. Зависимость коротковолнового (сплошная линия) и длинноволнового (штриховая линия) максимумов ρ_{2max}/ρ_{iso} от толщины подслоев ХЖК d_2 . Параметры те же, что и на рис. 9

Мы исследовали также зависимость коротковолнового и длинноволнового максимумов ρ_{2max}/ρ_{iso} от толщины d_2 подслоев ХЖК для падающего света с поляризацией, совпадающей со второй СП. На рис. 11 представлена зависимость коротковолнового (сплошная линия) и длинноволнового (штриховая линия) максимумов ρ_{2max}/ρ_{iso} от толщины подслоев ХЖК d_2 . Как видно на рисунке, коротковолновый максимум ρ_{2max}/ρ_{iso} с увеличением d_2 сначала монотонно увеличивается, а затем увеличивается, осциллируя. На локальных минимумах осцилляции имеет место равенства $d_2 = np/2$, где n — целое число (на таких толщинах подслоев ХЖК длинноволновый максимум ρ_{2max}/ρ_{iso} претерпевает скачкообразные изменения).

И наконец, мы исследовали влияние толщины системы на коротковолновый и длинноволновый максимумы ρ_{2max}/ρ_{iso} . На рис. 12 представлена зависимость коротковолнового (сплошная линия) и длинноволнового (штриховая линия) максимумов ρ_{2max}/ρ_{iso} от толщины системы (от числа подслоев в системе s). На этом рисунке видно, что если при малых значениях s величина ρ_{2max}/ρ_{iso} монотонно увеличивается при увеличении s , то при дальнейшем увеличении последнего эта величина начинает осциллировать с переменной амплитудой. А это означает, что при больших толщинах для получения больших значений ρ_{2max}/ρ_{iso} важное значение приобретает выбор числа подслоев в системе.

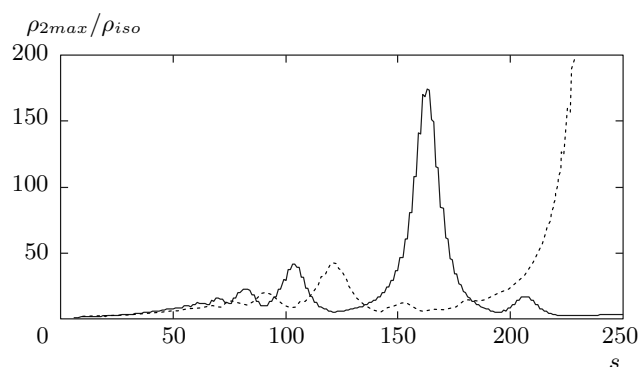


Рис. 12. Зависимость коротковолнового (сплошная линия) и длинноволнового (штриховая линия) максимумов ρ_{2max}/ρ_{iso} от толщины системы (от числа подслоев в системе s). Параметры те же, что и на рис. 9

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что мы исследовали некоторые новые особенности спектров отражения стопы, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды. Мягкий характер ХЖК не позволяет получать однородные слои с большой толщиной, что является важным условием при определенных приложениях слоев ХЖК, в частности, при применении слоя ХЖК в качестве лазерного резонатора. Мы предлагаем ввести в матрицу ХЖК соответствующим образом обработанные эквидистантные слои изотропных сред. Как известно, эта новая система приобретает новые свойства, в частности, обладает многоцветным отражением и т. д. Однако в общем случае эта система теряет ряд важных свойств однородного слоя ХЖК. Мы показали, что при определенных условиях резонанса данная система может проявлять все известные и полезные свойства как однородного слоя ХЖК, так и стопы, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды, при этом налагаются определенные условия только на толщину изотропных подслоев. Если при этом предполагать, что эти изотропные подслои могут быть изготовлены из прозрачных металлов, то увеличивается возможность управления параметрами этой системы также при помощи применения внешнего продольного (и поперечного) электрического поля. А как было отмечено выше, в фотонике именно возможность управления параметрами системы в широких пределах является важнейшей задачей. С этой точки зрения рассматриваемая система является перспективной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Кац, ЖЭТФ **60**, 1172 (1971).
2. V. A. Belyakov, *Diffraction Optics of Complex Structured Periodic Media*, Springer Verlag, New York (1992).
3. N. Y. Ha, Y. Ohtsuka, S. M. Jeong, S. Nishimura, G. Suzuki, Y. Takanishi, K. Ishikawa, and H. Takezoe, *Nature Mat.* **7**, 43 (2008).
4. E. M. Nascimento, I. N. de Oliveira, and M. L. Lyra, *J. Appl. Phys.* **104**, 103511 (2008).
5. Z. He, Z. Ye, Q. Cui, J. Zhu, H. Gao, Y. Ling, H. Cui, J. Lu, X. Gao, and Y. Su, *Opt. Comm.* **284**, 4022 (2011).
6. М. З. Арутюнян, А. А. Геворгян, Г. К. Матинян, *Опт. спектр.* **114**, 654 (2013).
7. А. Н. Gevorgyan and G. K. Matinyan, ЖЭТФ **145**, 877 (2014).
8. А. Н. Gevorgyan, G. K. Matinyan, M. Z. Harutyunyan, and E. M. Harutyunyan, *J. Phys.: Conf. Ser.* **517**, 012033 (2014).
9. А. Н. Gevorgyan, M. Z. Harutyunyan, G. K. Matinyan, and S. A. Mkhitarian, *J. Phys.: Conf. Ser.* **517**, 012034 (2014).
10. К. В. Oganessian, А. Н. Gevorgyan et al., *Proc. SPIE* **9182**, 918218 (2014).
11. А. Н. Gevorgyan, *Phys. Rev. E* **83**, 011702 (2011).
12. А. Н. Gevorgyan and M. Z. Harutyunyan, *Phys. Rev. E* **76**, 031701 (2007).
13. L. B. Glebov, J. Lumeau, S. Mokhov, V. Smirnov, and B. Ya. Zeldovich, *J. Opt. Soc. Amer. A* **25**, 751 (2008).
14. S. Mokhov and B. Ya. Zeldovich, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **464**, 3071 (2008).
15. И. П. Ильчишин, Е. А. Тихонов, В. Г. Тищенко, М. Т. Шпак, *Письма в ЖЭТФ* **32**, 27 (1980).
16. V. I. Kopp, B. Fan, H. K. M. Vithana, and A. Z. Genack, *Opt. Lett.* **23**, 1707 (1998).
17. L. M. Blinov, *Liquid Crystal Microlasers*, ed. by R. Bartolino, Kerala, Transworld Research Network (2010).
18. H. Coles and S. Morris, *Nat. Photon.* **4**, 676 (2010).
19. V. A. Belyakov, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **453**, 43 (2006).
20. А. Н. Gevorgyan and M. Z. Harutyunyan, *J. Mod. Opt.* **56**, 1163 (2009).
21. А. Н. Gevorgyan, К. В. Oganessian et al., *Opt. Comm.* **283**, 3707 (2010).
22. Y. Matsuhita, Y. Huang et al., *Appl. Phys. Lett.* **90**, 091114 (2007).
23. Th. K. Mavrogordantos, S. Morris et al., *Phys. Rev. E* **86**, 011705 (2012).
24. A. Munoz, M. E. McConney et al., *Opt. Lett.* **37**, 2904 (2012).
25. Th. K. Mavrogordantos, S. Morris et al., *Phys. Rev. E* **87**, 062504 (2013).
26. P. V. Dolganov, *Phys. Rev. E* **91**, 042509 (2015).
27. А. Н. Gevorgyan et al., *Laser Phys. Lett.* **10**, 125802 (2013).
28. M. F. Moreira, S. Relaix, W. Cao, B. Taheri, and P. Palffy-Muhoray, *Liquid Crystal Microlasers*, Kerala, Transworld Research Network (2010).
29. А. Н. Gevorgyan, К. В. Oganessian et al., *Laser Phys.* **24**, 115801 (2014).
30. J. M. Bendickson, J. P. Dowling, and M. Scalora, *Phys. Rev. E* **53**, 4107 (1996).