

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Г. А. ВАРДАНЯН, А. А. ГЕВОРГЯН

Московский государственный университет
Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 мая 1995 г.)

Рассмотрено прохождение и отражение света при нормальном его падении на планарный слой холестерического жидкого кристалла (ХЖК). Изучены зависимости оптических характеристик от мнимых частей средней диэлектрической проницаемости и диэлектрической анизотропии. Выявлен эффект уменьшения доли энергии света, поглощенной в образце при увеличении мнимой части диэлектрической анизотропии. Представлены спектры отражения и пропускания, а также зависимость коэффициента отражения от толщины при различных значениях среднего поглощения и анизотропии поглощения.

Введение

При взаимодействии электромагнитной волны с поглощающими периодическими средами существенную роль играют в основном два механизма: поглощение излучения и дифракция. Возможны самые разнообразные проявления конкуренции этих двух механизмов во влиянии на отражение и пропускание. Известен эффект Бормана [1—3], а также эффект аномально сильного поглощения излучения в периодических средах вблизи границ области селективного (дифракционного) отражения (ОСО) [4]. В работе [5] выявлен эффект уменьшения поглощения излучения в сильнопоглощающих периодических средах вблизи границы ОСО при увеличении толщины слоя, тоже являющийся результатом конкуренции этих механизмов. В работе [5] получены также точные аналитические формулы для амплитуд полей и для коэффициентов отражения и прохождения при нормальном падении света на слой среды со спиральной структурой, ось которой перпендикулярна граничным поверхностям.

В данной работе мы, основываясь на результатах работы [5], изучили зависимости оптических характеристик ХЖК от параметров $\text{Im}\varepsilon_m$, $\text{Im}\varepsilon_a$ (здесь $\varepsilon_m = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$, $\varepsilon_a = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/2$, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — главные значения тензора диэлектрической проницаемости в плоскости, перпендикулярной оси среды). Выявлено уменьшение величины, характеризующей долю энергии света, поглощенной в образце, с увеличением анизотропии поглощения (с одновременным увеличением $\text{Im}\varepsilon_m$, поскольку рассматривается случай $\text{Im}\varepsilon_a = \text{Im}\varepsilon_m$). Максимальное поглощение на-

блюдается не при больших значениях параметра $\text{Im}\varepsilon_a$, как, например, в обычных изотропных и анизотропных средах, а при определенном значении $\text{Im}\varepsilon_a$. С дальнейшим увеличением $\text{Im}\varepsilon_a$ поглощение излучения уменьшается.

Результаты расчетов

Рассмотрим прохождение и отражение монохроматического света при нормальном его падении на планарный слой ХЖК. Пусть среда занимает пространство между плоскостями $z=0$ и $z=d$, а из области $z<0$ на границу $z=0$ падает волна в направлении нормали. Будем считать, что на образец падает свет круговой поляризации, дифрагирующий в холестерике (взаимодействие со средой света противоположной круговой поляризации особенностей поглощения не проявляет). Кроме того, предполагается, что диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с обеих сторон со слоем ХЖК, равна средней диэлектрической проницаемости холестерика ε_m , т.е. рассматривается случай минимального влияния диэлектрических границ, и основную роль играют дифракция и поглощение в объеме. Решая граничную задачу, заключающуюся в непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей, для компонент полей отраженного и прошедшего световых волн получаем:

$$\begin{aligned} E_{ix} &= [a_1(\gamma + 2\chi - \delta) + a_2(\gamma - 2\chi + \delta)]/\Delta, \\ E_{iy} &= i[a_1(\gamma + 2\chi + \delta) + a_2(\gamma - 2\chi - \delta)]/\Delta, \\ E_{rx} &= iu\delta[s_2a_1(\gamma + 2\chi - \delta) + s_1a_2(\gamma - 2\chi + \delta)]/\Delta, \\ E_{ry} &= u\delta[s_2a_1(\gamma + 2\chi + \delta) + s_1a_2(\gamma - 2\chi - \delta)]/\Delta, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\Delta = 2\gamma a_1 a_2$, $a_{1,2} = \cos(k_{1,2}d) \mp iu l_{1,2} \sin(k_{1,2}d)/(k_{1,2}d)$,

$$l_{1,2} = \gamma \pm 2, \quad k_{1,2} = 2u\sqrt{1 + \chi^2 \pm \gamma/d}, \quad \gamma = \sqrt{4\chi^2 + \delta^2},$$

$$u = \pi d \sqrt{\varepsilon_m}/\lambda, \quad \delta = \varepsilon_a/\varepsilon_m, \quad \chi = \lambda/\pi \sqrt{\varepsilon_m},$$

λ — длина волны в вакууме. Направление оси x совпадает с направлением директора на входной границе слоя.

Отсюда для коэффициентов отражения и прохождения соответственно получаем:

$$\begin{aligned} R &= \left| \frac{u\delta}{2\gamma} \left[\left| \frac{s_1}{a_1} \right|^2 (|\delta|^2 + |\gamma - 2\chi|^2) + \left| \frac{s_2}{a_2} \right|^2 (|\delta|^2 + |\gamma + 2\chi|^2) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - 2\text{Re} \left[\frac{s_1 s_2^*}{a_1 a_2^*} [|\delta|^2 + (\gamma - 2\chi)(\gamma + 2\chi)^*] \right] \right] \right|^2, \\ T &= \frac{1}{|2\gamma|^2} \left\{ \frac{|\delta|^2 + |\gamma - 2\chi|^2}{|a_1|^2} + \frac{|\delta|^2 + |\gamma + 2\chi|^2}{|a_2|^2} + \right. \\ &\quad \left. + 2\text{Re} \left[\frac{(\gamma - 2\chi)(\gamma + 2\chi)^* - |\delta|^2}{a_1 a_2^*} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Звездочками обозначены комплексно-сопряженные соответствующих величин.

Для величины $Q=1-(R+T)$, характеризующей поглощенную в среде световую энергию, будем иметь:

$$Q=1-\frac{1}{|2\gamma|^2} \left\{ \frac{|\delta|^2+|\gamma-2\chi|^2}{|a_1|^2} (1+|u\delta s_1|^2) + \frac{|\delta|^2+|\gamma+2\chi|^2}{|a_2|^2} (1+|u\delta s_2|^2) + 2\operatorname{Re} \left[\frac{(\gamma-2\chi)(\gamma+2\chi)^*}{a_1 a_2^*} (1-|u\delta|^2 s_1 s_2^*) - |\delta|^2 (1+|u\delta|^2 s_1 s_2^*) \right] \right\}. \quad (3)$$

Считая анизотропию δ малой и пренебрегая членами, пропорциональными δ^2 , и учитывая тот факт, что в ОСО при достаточно большой толщине $|\sin k_z d| \gg 1$, для коэффициентов отражения и прохождения получаем следующие простые приближенные формулы:

$$R=\left|\frac{u\delta s_1}{a_2}\right|^2, \quad T=\left|\frac{1}{a_2}\right|^2. \quad (4)$$

В этом приближении для Q получаем:

$$Q=1-\frac{1+|u\delta s_1|^2}{|a_2|^2}. \quad (5)$$

Несмотря на наличие аналитических формул, анализ отражения и пропускания света, а также особенностей поглощения излучения в зависимости от толщины слоя целесообразно проводить, используя численные расчеты по формулам (1)-(3)—из-за громоздкости этих формул.

Рассматривая ситуацию присутствия поглощения, мы фактически считаем, что диэлектрическая проницаемость зависит от частоты. Однако в данной работе мы будем считать, что изучаемая область находится вдали от сильной линии поглощения, так что поглощение еще ощутимо, но слабо зависит от частоты.

Вычислена зависимость величины Q от $\ln(\operatorname{Im} 2\epsilon_a)$ для различных длин волн падающего света. Расчеты выполнены для ХЖК состава холестерил-нонаноат: холестерил-хлорид: холестерил-ацетат=20:15:6. Вычисления демонстрируют резкую зависимость величины поглощения Q в слое от анизотропии поглощения. С увеличением параметра $\ln(\operatorname{Im} 2\epsilon_a)$ величина Q сначала монотонно увеличивается, а потом, проходя через максимум, начинает уменьшаться. Таким образом, наблюдается уменьшение величины, характеризующей долю энергии света, поглощенную в образце, с увеличением анизотропии поглощения. Причем для различных длин волн максимальное поглощение наблюдается при различных значениях параметра $\ln(\operatorname{Im} 2\epsilon_a)$. Кроме того, для различных длин волн различна также величина спада поглощения Q в слое после прохождения через пик. При этом наблюдаются следующие закономерности.

1. С удалением от границы ОСО в сторону коротких волн пик в зависимости величины Q от параметра $\ln(\text{Im}2\epsilon_a)$ смещается в сторону малых значений последнего, причем одновременно уменьшается величина спада параметра Q после прохождения через пик, и она стремится к нулю в пределе Могена.

2. С приближением к коротковолновой границе ОСО значение параметра $\ln(\text{Im}2\epsilon_a)$, при котором величина Q имеет максимум (это значение величины $\ln(\text{Im}2\epsilon)$ обозначим через S), начинает осциллировать, причем одновременно увеличивается величина указанного спада.

3. После прохождения через пик на длине волны вблизи коротковолновой границы ОСО величина S начинает уменьшаться (одновременно постепенно уменьшается величина спада) и принимает минимальное значение вблизи длинноволновой границы ОСО. Затем, с удалением от длинноволновой границы эта величина постепенно увеличивается (одновременно продолжает уменьшаться величина спада), и начиная с некоторого значения длины волны падающего света эффект уменьшения поглощения излучения практически не наблюдается.

На рис. 1а представлены зависимости величин R и T от λ при

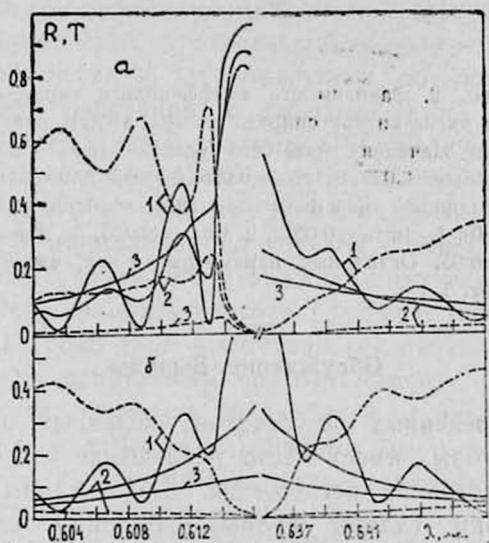


Рис. 1. Зависимость коэффициентов отражения R (сплошные кривые) и прохождения T (пунктирные кривые) от длины волны: а) при различных значениях $\text{Im}\epsilon_a$ (при условии $\text{Im}\epsilon_a = \text{Im}\epsilon_m$): 1. $\text{Im}\epsilon_a = 0.005$, 2. $\text{Im}\epsilon_a = 0.025$, 3. $\text{Im}\epsilon_a = 0.075$, б) при различных значениях $\text{Im}\epsilon_m$ (при условии $\text{Im}\epsilon_a = 0$): 1. $\text{Im}\epsilon_m = 0.005$, 2. $\text{Im}\epsilon_m = 0.025$, 3. $\text{Im}\epsilon_m = 0.075$. Остальные параметры пластинки таковы: $\text{Re}\epsilon_m = 2.2165$, $\text{Re}\epsilon_a = 0.0735$, шаг спирали = $= 0.42 \mu\text{м}$, толщина слоя = $20 \mu\text{м}$.

различных значениях $\text{Im}\epsilon_a$ (при условии $\text{Im}\epsilon_m = \text{Im}\epsilon_a$), а на рис. 1б — при различных значениях $\text{Im}\epsilon_m$ (при условии $\text{Im}\epsilon_a = 0$).

На рис. 2а представлена зависимость коэффициента отражения R от числа витков спирали $m = d/\tau$ при различных значениях $\text{Im}\epsilon_a$ (при условии $\text{Im}\epsilon_m = \text{Im}\epsilon_a$), а на рис. 2б — при различных значениях $\text{Im}\epsilon_m$ (при условии $\text{Im}\epsilon_a = 0$).

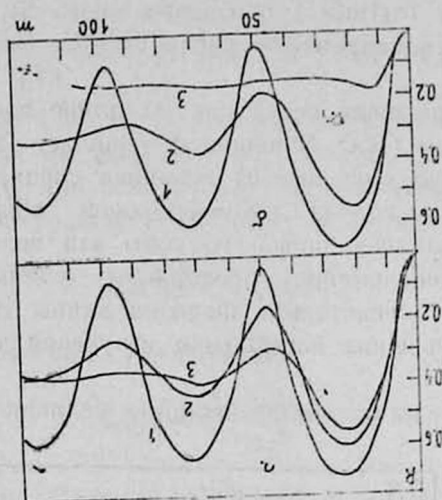


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения от числа витков спирали $m = d/\tau$: а) при различных значениях $\text{Im}\epsilon_a$ (при условии $\text{Im}\epsilon_m = \text{Im}\epsilon_a$): 1. $\text{Im}\epsilon_a = 0.005$, 2. $\text{Im}\epsilon_a = 0.025$, 3. $\text{Im}\epsilon_a = 0.05$, б) при различных значениях $\text{Im}\epsilon_m$ (при условии $\text{Im}\epsilon_a = 0$): 1. $\text{Im}\epsilon_m = 0.001$, 2. $\text{Im}\epsilon_m = 0.005$, 3. $\text{Im}\epsilon_m = 0.05$. Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

Обсуждение. Выводы

Анализ приведенных результатов численных расчетов выявляет условия, при которых имеет место уменьшение поглощения света при увеличении анизотропии поглощения. Для заданных значений параметров пластинки (длины волны, толщины слоя, параметров $\ln(\text{Im}2\epsilon_m)$, $\text{Re}\epsilon_a$) существует оптимальное значение параметра $\ln(\text{Im}2\epsilon_a)$, для которого реализуется наибольшее значение поглощения Q в слое.

Анализ приведенных результатов показывает, что выявленный эффект имеет место в областях дифракционного взаимодействия света со средой. При этом нужно иметь в виду, что в нашем случае действуют два механизма дифракции: один, обусловленный анизотропией преломления (т. е. отличием от нуля величины $\text{Re}\epsilon_a$), другой, обусловленный анизотропией поглощения, т. е. отличием от нуля величины $\text{Im}\epsilon_a$, и третий, обусловленный конечностью толщины слоя. Как показывают представленные результаты, а также детальный численный

анализ, выявленный эффект обусловлен именно вторым механизмом дифракции. Действительно, как показывают численные расчеты, в предельном случае $\text{Re}\epsilon_a \rightarrow 0$ при условии $\text{Im}\epsilon_a \neq 0$ тоже имеет место дифракционное взаимодействие света со средой, причем и в этом случае также наблюдается эффект уменьшения поглощения излучения с увеличением анизотропии поглощения. Детальный анализ в этом предельном случае позволяет понять физику явления. Нужно также иметь в виду, что значения параметра $\text{Im}\epsilon_a$, соответствующие насыщению поглощения и дифракции, вообще говоря, не равны друг другу; это естественно, так как дифракция и поглощение — разные явления. Увеличение $\text{Im}\epsilon_a$ означает, с одной стороны, увеличение поглощения Q в слое, а с другой стороны — увеличение параметра $d\text{Im}\epsilon_a/\sigma$, характеризующего в данном случае «силу дифракции». Естественно, если величина $\text{Im}\epsilon_a$ уже такая, что проникающее в глубь образца излучение полностью поглощается ($T=0$), то при дальнейшем увеличении величины $\text{Im}\epsilon_a$ величина Q не может увеличиваться. С другой стороны, если при дальнейшем увеличении $\text{Im}\epsilon_a$ увеличивается дифракционное отражение, то это приводит к уменьшению поглощения Q в слое, так как при этом $Q=1-(R+T)=1-R$. Именно такая ситуация и реализуется, т. е. при увеличении величины $\text{Im}\epsilon_a$ поглощение излучения идет на насыщение быстрее, чем дифракционное отражение.

В случае обычных сред со спиральной структурой появляются дополнительные особенности и закономерности, обусловленные наличием трех механизмов дифракции. В частности, как уже отмечалось выше, вблизи коротковолновой границы ОСО величина S осциллирует, причем она максимальна на длинах волн, соответствующих максимумам коэффициента отражения, и минимальна — на минимумах. То, что величина S минимальна на частоте, соответствующей минимуму дифракционного отражения, также находит естественное объяснение. Действительно, на этой частоте излучение проникает в образец максимально глубоко (при отсутствии поглощения излучение распространяется в нем практически без отражения), и поэтому поглощение Q в слое, возрастающее с увеличением глубины проникновения излучения, на этих частотах увеличивается быстрее (с увеличением $\text{Im}\epsilon_a$) и доходит до своего максимального значения раньше, чем на частотах, соответствующих максимумам дифракционного отражения. Вблизи же длинноволновой границы ОСО указанные осцилляции не наблюдаются из-за сильного влияния эффекта Бормана (вследствие аномально сильного поглощения). Из-за этого эффекта наблюдается увеличение S вблизи длинноволновой границы ОСО.

Таким образом, на частотах сильного поглощения величина S имеет минимумы, обусловленные тем, что сильное поглощение уменьшает роль первого механизма дифракции, и поэтому раньше (т. е. при малых значениях S , или, что тоже самое, при малых значениях анизотропии поглощения) начинает сказываться второй механизм дифракции.

Приведенные графики демонстрируют существенную роль характера поглощения (изотропное оно или анизотропное), а также существенное отличие случаев слабого и сильного поглощения. Укажем также на существенное влияние сильного поглощения на период и амплитуду осцилляции коэффициентов отражения и прохождения по частоте. В отсутствие поглощения коэффициент отражения дифрагирующей круговой поляризации света вблизи края ОСО проявляет осцилляции с минимумами интенсивности света, равными строго нулю, частотное положение которых следующим образом зависит от толщины образца: $k_2 d = \pi n, n = 0, 1, 2, \dots$. Коэффициент пропускания при этом $T = 1 - R$. При наличии слабого поглощения изменения отражений сводятся прежде всего к увеличению интенсивности отражения в минимумах осцилляции (интенсивность в минимумах теперь не спадает до нуля), а также к уменьшению интенсивности отражения в максимумах осцилляции. При сильном поглощении происходит погашение осцилляции. Интересно, что в случае анизотропного поглощения происходит увеличение отражения начиная с некоторого значения $\text{Im} \varepsilon_a$.

Поглощение приводит также к значительному изменению периода и амплитуды осцилляции коэффициентов отражения и прохождения по толщине слоя (рис. 2). О количественной стороне процесса изменения периода осцилляции коэффициента отражения по толщине слоя дает представление следующая таблица.

$\text{Im} \varepsilon_a$	$\text{Im} \varepsilon_m$	$d_1 = d(R=R_{1\text{min}}), \mu\text{m}$	$d_2 = d(R=R_{2\text{min}}), \mu\text{m}$	$d_2 - d_1, \mu\text{m}$
0.000005	0.000005	47.5944	95.18884	47.59444
0.00005	0.00005	47.5944	95.18882	47.59442
0.0005	0.0005	47.5997	95.1876	47.5938
0.005	0.005	47.54	95.08	47.54
0.05	0.05	44.8	90.2	45.4
0	0.00001	47.5944	95.1888	47.5944
0	0.0001	47.5942	95.1882	47.5940
0	0.001	47.56	95.14	47.58
0	0.01	45.4	91.8	46.4

В заключение подчеркнем, что выявленный эффект уменьшения поглощения излучения в периодических структурах вблизи ОСО при увеличении анизотропии поглощения носит весьма общий характер и может проявляться во взаимодействии излучений с различными периодическими средами.

Выражаем благодарность О. С. Ерицану на обсуждение работы.

1. J. Borgman. Z. Phys., 42, 157 (1941).
2. А. М. Афанасьев, Ю. М. Каган. ЖЭТФ, 48, 327(1965); ЖЭТФ, 49, 1540(1965).
3. В. А. Беляков. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. М., «Наука», 1988, 256 с.
4. В. А. Беляков и др. ЖТФ, 57, 1418(1987), Кристаллография, 33, 574(1988).
5. Г. А. Вardanian, А. А. Геворгян. Кристаллография, 42, 316(1997).

**ՈՒժԵՂ ԿԼԱՆՄԱՆ ԱՂԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԽՈԼԵՍՏԵՐԻՆԱՅԻՆ ՀԵՂՈՒԿ
ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՎՐԱ**

Գ. Ա. ՎԱՐԴԱՆԻԱՆ, Ա. Հ. ԳԵՎՈՐԴԻԱՆ

Գիտարկված է լույսի անցումը և անդրադարձումը, երբ այն նորմալով ընկնում է խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղի պլանար շերտի վրա: Ուսումնասիրվել են օպտիկական բնութագրերի կախվածությունները միջին դիէլեկտրիկական թափանցելիության և դիէլեկտրիկ անիզոտրոպիայի կեղծ մասերից: Հաշտարկված է լույսի էներգիայի նմուշում կլանված մասի փորձացման երևույթը կլանման անիզոտրոպիայի մեծացման դեպքում: Ներկայացված են անցման և անդրադարձման օպտիկական, ինչպես նաև անդրադարձման դորձակցի կախվածությունը շերտի հարստությունից միջին կլանման և կլանման անիզոտրոպիայի տարբեր արժեքների դեպքերում:

INFLUENCE OF STRONG ABSORPTION ON THE OPTICAL PROPERTIES OF CHOLESTERIC LIQUID CRYSTALS

G. A. VARDANIAN, A. H. GEVORGIAN

The problem of light transmission and reflection in the case of its normal incidence on the planar layer of cholesteric liquid crystal is considered. The dependences of optical characteristics on imaginary part of mean dielectric permittivity as well as on dielectrical anisotropy are investigated. The effect of light absorption decreasing in the media with the increasing of the anisotropy of absorption is discovered. The spectra of reflection and transmission, as well as the dependence of reflection coefficient on the thickness at different values of the mean and anisotropic absorption are presented.