

УДК 538.561

А. А. ГЕВОРГЯН, О. С. ЕРИЦЯН, Ж. О. НИНОЯН

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ
 ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ С ДИСПЕРСИЕЙ; ДИСПЕРСИЯ
 ВОЛНОВЫХ ЧИСЕЛ: ПРОХОЖДЕНИЕ ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ

Рассмотрено распространение света в холестерических жидких кристаллах при наличии дисперсии диэлектрической проницаемости. Проанализирован ход частотной зависимости волновых векторов и коэффициента отражения.

В ряде работ [1—6] рассматривается распространение света в поглощающих холестерических жидких кристаллах (ХЖК). В [1] рассмотрено дифракционное отражение при наличии поглощения и показано, что поглощение при наличии дифракционного отражения может быть как меньше, так и больше, чем при его отсутствии. В [2] рассмотрено влияние поглощения на вращение и круговой дихроизм при разных углах между направлениями момента перехода в молекулах ХЖК и главными направлениями диэлектрической проницаемости. В [3] показано, что узкие полосы (или линии) поглощения приводят к расщеплению области брэгговского отражения. В работе [4] рассмотрено прохождение света через раствор оптически активного вещества в холестерическом жидком кристалле. Показано, что в областях поглощения оптически активного вещества возникают новые области дихроизма. В [6] рассмотрены разные оптические эффекты, обусловленные дисперсией, и показано, что при увеличении поглощения окно прозрачности сглаживается и при дальнейшем увеличении исчезает. Ниже рассматривается распространение света в ХЖК при наличии дисперсии диэлектрической проницаемости и проанализирован ход частотной зависимости волновых чисел и коэффициента отражения.

Как известно, в отсутствие дисперсии границы области брэгговского отражения определяются из условий

$$\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{охх}} = a, \quad \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{оуу}} = a, \tag{1}$$

где $\epsilon_{охх}$ и $\epsilon_{оуу}$ — главные значения тензора диэлектрической проницаемости, $a = 2\pi/\sigma$, σ — шаг спирали, ω — частота монохроматической волны, распространяющейся вдоль оси среды.

Действительно, в этой области величины

$$b_1 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{охх} - a^2 \quad \text{и} \quad b_2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{оуу} - a^2$$

имеют разные знаки, а для K^2 из дисперсионного уравнения в поворачивающейся системе координат получаем следующее выражение

$$K^{\pm 2} = \frac{b_1 + b_2 + 4a^2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{b_1 + b_2 + 4a^2}{2}\right)^2 - b_1 \cdot b_2}$$

($K = K^+$ и $K = K^-$ — приведенные волновые числа, которыми определяется период неоднородности поля в ХЖК в системе координат, оси которой везде параллельны главным направлениям тензора диэлектрической проницаемости).

Так как $b_1 \cdot b_2 < 0$, то значение K^{-2} , соответствующее нижнему знаку перед корнем, отрицательно, т. е. значение K^- — мнимо. Поэтому границы дихроичной области получаются как абсциссы точек пересечения графиков $y_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{охх}}$ и $y_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{оуу}}$ с линией $y = a$. Соотношения

(1) являются линейными соотношениями относительно ω .

При наличии дисперсии, т. е. при $\epsilon_{хх} = \epsilon_{хх}(\omega)$ и $\epsilon_{уу} = \epsilon_{уу}(\omega)$, может изменяться не только ширина области брэгговского отражения, в которой $R(\omega) \approx 1$ (R — коэффициент отражения для волны, испытывающей брэгговское отражение), но и форма кривой $R(\omega)$. При сильных изменениях формы кривой $R(\omega)$ могут возникать новые области брэгговского отражения.

Предположим, что одно из главных значений $\epsilon_{хх}$, $\epsilon_{уу}$ тензора диэлектрической проницаемости зависит от частоты (рис. 1). В этом случае, как видно из рисунка, не только изменяется ширина области брэгговского отражения, но и возникает еще одна дополнительная область брэгговского отражения.

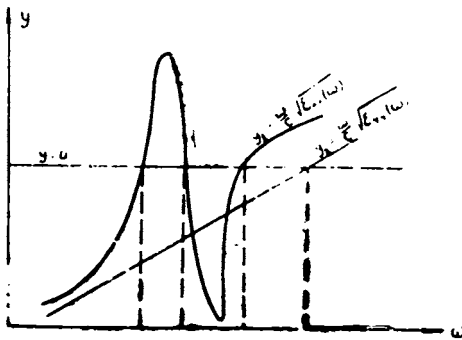


Рис. 1. Зависимость главных значений тензора диэлектрической проницаемости от частоты.

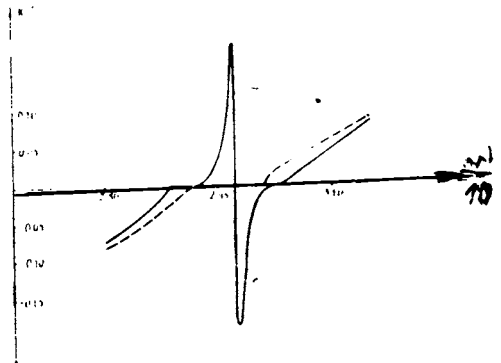


Рис. 2. Зависимость действительной части волнового вектора от частоты.

Рассмотрим такой случай, когда главные значения тензора диэлектрической проницаемости зависят от частоты следующим образом:

$$\epsilon_{хх} = \epsilon_{охх} + \Delta\epsilon' + i\Delta\epsilon'', \quad \epsilon_{уу} = \epsilon_{оуу} + \Delta\epsilon' + i\Delta\epsilon'', \quad (2)$$

где

$$\Delta\epsilon' = \frac{A(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}, \quad \Delta\epsilon'' = \frac{A\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}.$$

Соотношениям соответствует ситуация, когда в ХЖК растворено вещество с относительно узкой линией (см. ниже).

Наличие дисперсии приводит к изменению частотной зависимости K^+ и K^{\pm} (значком штриха обозначена действительная часть, двух штрихов — мнимая).

На рис. 2 и 3 приведены графики K^+ , K^{\pm} . Пунктиры соответствуют отсутствию дисперсии ($A=0$). Как видно из графика, K^{\pm} имеет резкий пик на частоте ω_0 , где $\Delta\epsilon''$ тоже имеет пик, т. е. пик K^{\pm} обусловлен обычным поглощением.

Побочным пикам K^{\pm} соответствует относительно малое значение $\Delta\epsilon''$, т. е. они обусловлены брегговским отражением, причем не в одной области, а в двух, разделенных центральным пиком. Приведенное волновое число K^+ имеет два экстремума, в то время как в отсутствие дисперсии в той же области $K^+=0$.

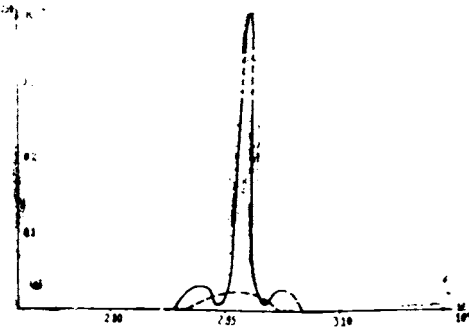


Рис. 3. Зависимость мнимой части волнового вектора от частоты.

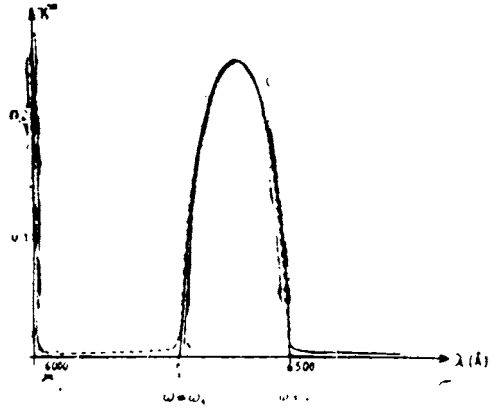


Рис. 4. Зависимость мнимой части волнового вектора от длины волны в случае анизотропного поглощения: сплошная линия — $\epsilon_{xx}^{11}=10^{-3}$, $\epsilon_{yy}=0$, пунктирная линия — $\epsilon_{xx}=0$, $\epsilon_{yy}=10^{-3}$.

В отсутствие дисперсии величина K^+ чисто мнимая (в области брегговского отражения), чем и обусловлено, как известно, брегговское отражение. Наличие мнимой части у $\epsilon_{xx,yy}$ приводит к появлению действительной части у K^+ в области брегговского отражения.

Действительные и мнимые части K^+ качественно ведут себя вблизи частоты поглощения так, как действительные и мнимые части диэлектрической проницаемости. Это понятно, если вспомнить, что $K^+ \approx \left(\frac{\omega}{c} \times$

$\times \sqrt{\frac{\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}}{2} + a}$). В отличие от K^+ приведенные волновые числа K^+ и K^{\pm} зависят от ω и ϵ_{xx} , ϵ_{yy} по более сложному закону, и ход их частотной зависимости не напоминает хода зависимости от действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости (рис. 2, 3).

Интересно рассмотреть влияние анизотропного поглощения на поведение K^{\pm} (рис. 4). Как видно из рисунков, введение поглощения в ϵ_{xx} и в ϵ_{yy} сказывается на K^{\pm} по разному: имеется асимметрия. Так как

ассиметрия имеется и в поляризуемости, то поглощение на частотах ω_1 и ω_2 сказывается по-разному.

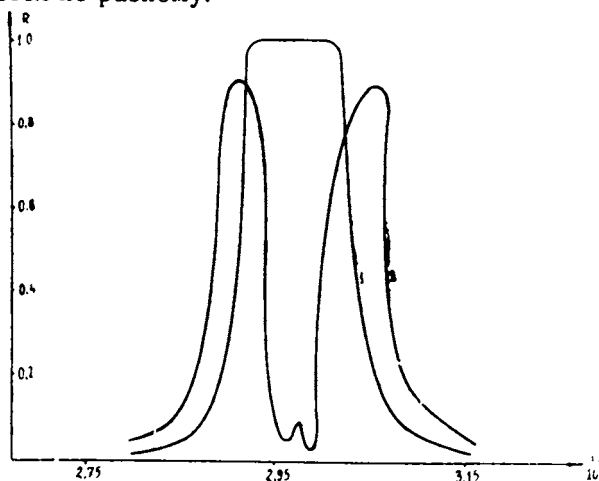


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения для циркулярной поляризации от частоты падающего излучения.

Рассмотрим теперь граничную задачу. Граничные условия запишем в виде [7]. Пусть циркулярно поляризованный свет падает нормально на границу ХЖК, занимающую область $z \geq 0$. Ось z совпадает с осью спиральности. Система граничных условий была решена на ЭВМ. График коэффициента отражения $R(\omega)$ для циркулярной поляризации, испытывающей брэгговское отражение, представлен на рис. 5 (график 1 соответствует отсутствию дисперсии, график 2—наличию). Как видно из рисунка, в области брэгговского отражения появляется окно прозрачности, которое обусловлено дисперсией среды. В соответствии с тем, что K'' имеет два пика в областях, где $\Delta\epsilon''$ сравнительно мало, имеем две области брэгговского отражения. Коэффициент $R(\omega)$ имеет маленький пик на частоте $\omega = \omega_0$, на которой из-за большой величины $\Delta\epsilon''$ оптическая плотность среды велика. По-видимому, доля дифракционного отражения мала, так как $R(\omega)$ принимает относительно малые значения.

Кафедра общей физики

Поступила 18.09.1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляков В. А., Дмитриенко В. Е. Оптика поглощающих холестерических жидких кристаллов.—ФТТ, 1976, т. 18, вып. 10, с. 2880—2886.
2. Holzwarth G., Holzwarth N. A. W. Circular dichroism and rotatory dispersion near absorption bands of cholesteric liquid crystals.—J. Opt. Soc. Amer. 1973, v. 63, № 3, p. 324—331.
3. Геворгян А. А., Еримян О. С. Особенности брэгговского отражения в диспергирующих холестерических жидких кристаллах.—Тезисы докладов IV Международной конференции соед. стран по жидким кристаллам. Тбилиси: 1981, с. 409—410.
4. Sacman E. and Voss J. Circular dichroism of helically arranged molecules in cholesteric phase.—Chem. Phys. Lett., 1972, v. 14., p. 528—582,

5. Беляков В. А., Дмитриенко В. Е., Орлов В. П. Оптика холестерических жидких кристаллов.—УФН, 1979, т. 127, в. 2, с. 221—261.
6. Ерицян О. С. Дифракционное отражение в холестерических жидких кристаллах при наличии частотной дисперсии.—Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1981, т. 16, в. 6, с. 449—456.
7. Аракелян С. М., Ерицян О. С., Караян А. С., Чилингарян Ю. С.—Оптические характеристики слоя холестерического жидкого кристалла; в диэлектрических обкладках конечной толщины; анализ для заполненного резонатора фабри-перо. Квантовая электроника, 1980, т. 7, № 5, с. 959—972.

Ա. Հ. ԳԵՎՈՐԿՅԱՆ, Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Փ. Հ. ԿԵՆՈՑԱՆ

ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ ԽՈՒՍՏԵՐԻՆԱՅԻՆ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՍՊՏԻԿԱԿԱՆ ԻՆՈՒԹԱԿՐԵՐԸ. ԱՆՔԱՅԻՆ ԹՎԵՐԻ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՆ. ԼՈՒՅՍԻ ԱՆՑՈՒՄԸ ՍԱՀՄԱՆՈՎ

Ա մ ֆ ո ֆ ու մ

Ուսումնասիրված է խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղում պտտվող համակարգում որոշված ալիքային թվերի իրական և կեղծ մասերի հաճախային կախվածությունը՝ դիֆրակտրիկական թափանցելիության դիսպերսիայի առկայությամբ: Ստացված արդյունքները համադրված են անդրադարձման գործակցի հաճախային կախվածության արդյունքների հետ: