

05:07

Особенности поляризационных характеристик спиральных периодических сред с сильным поглощением

© А.А. Геворгян

Ереванский государственный университет,
375049 Ереван, Армения

(Поступило в Редакцию 8 июля 1997 г. В окончательной редакции 6 апреля 1998 г.)

Приведены результаты изучения зависимостей поляризационных характеристик (поворота плоскости поляризации и эллиптичности поляризации) от толщины слоя и анизотропии поглощения в средах со спиральной структурой с сильным поглощением. Выявлен эффект сильного резонансоподобного изменения эллиптичности поляризации света при изменении анизотропии поглощения на частотах дифракционного взаимодействия света со средой. Выявлен эффект изменения знака вращения плоскости поляризации света при изменении толщины слоя. Установлено, что изменение знака вращения наблюдается и при изменении анизотропии поглощения. Рассмотренные эффекты изучены как при взаимодействии света с полупространством так и со слоем среды конечной толщины. Выявлены новые особенности обнаруженного ранее эффекта уменьшения поглощения излучения в средах с периодической структурой при увеличении толщины слоя.

Введение

Изучению оптических свойств спиральных периодических сред (СПС) с сильным поглощением посвящены работы [1–5]. Такими средами являются холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектики, спиральные магнитные среды, искусственные ферромагнитные спиральные структуры. Эти среды попадают в определение гиротропии, данное Федоровым [6], хотя они в естественном состоянии могут не обладать пространственной дисперсией и не быть магнитоактивными. В работе [7] изучены особенности эффекта Фарадея в СПС при наклонном падении. В [8] изучены спектры оптической активности, а в [9] рассмотрено распространение света в средах, обладающих диэлектрической и магнитной спиральностью. В работах [10,11] изучены особенности амплитудных характеристик спиральных сред с сильным поглощением и выявлены эффекты уменьшения поглощения излучения как при увеличении толщины слоя, так и при увеличении анизотропии поглощения. Показано, что при нормальном падении света на планарный слой СПС действуют три механизма дифракции: дифракция света на периодической спиральности, обусловленная анизотропией преломления; дифракция света на периодической спиральности, обусловленная анизотропией поглощения; дифракция света в ограниченном объеме, обусловленная конечностью толщины слоя. В данной работе приведены результаты дальнейшего изучения свойств сильнопоглощающих СПС. Выявлены уникальные эффекты: изменение знака вращения как при изменении толщины слоя, так и при изменении анизотропии поглощения, а также резонансоподобное изменение эллиптичности при изменении анизотропии поглощения.

Если зависимости поляризационных характеристик сред со спиральной структурой от длины волны, а также

влияние изотропного и анизотропного поглощения на эту зависимость исследованы достаточно детально [1–5], то этого нельзя сказать про зависимость поляризационных характеристик от толщины слоя. Отметим лишь работу [12], посвященную экспериментальному изучению зависимости поворота плоскости поляризации от толщины слоя. Насколько нам известно, отсутствуют также работы, посвященные изучению зависимостей поляризационных характеристик сред со спиральной структурой от анизотропии поглощения. В данной работе предпринята попытка заполнить этот пробел.

Для облегчения анализа механизмов наблюдаемых закономерностей для слоя конечной толщины мы сочли необходимым сначала рассмотреть задачу взаимодействия света с полупространством.

Граничная задача для полупространства

Рассмотрим случай нормального падения света на полупространство, заполненное средой со спиральной структурой с осью, перпендикулярной к граничной поверхности. Поле в среде на расстоянии z от границы имеет вид [1,2]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(z, t) = & \{ [E_1^+ \exp(ik_1z) + E_2^+ \exp(ik_2z)] \exp(iaz) \mathbf{n}_+ \\ & + [\xi_1 E_1^+ \exp(ik_1z) + \xi_2 E_2^+ \exp(ik_2z)] \\ & \times \exp(-iaz) \mathbf{n}_- \} \exp(-i\omega t), \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \xi_{1,2} &= -\delta / [1 - (\chi \pm b_{1,2})^2]; \\ b_{1,2} &= 2\pi b_{1,2} \sqrt{\varepsilon_m} / \lambda; \quad a = 2\pi / \sigma; \\ b_{1,2} &= \sqrt{1 + \chi^2 \pm \gamma}; \quad \gamma = \sqrt{4\chi^2 + \delta^2}; \\ \delta &= \varepsilon_a / \varepsilon_m; \quad \chi = \lambda / \sigma \sqrt{\varepsilon_m}; \end{aligned}$$

$$\varepsilon_m = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2; \quad \varepsilon_a = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/2; \quad (2)$$

$\mathbf{n}_{\pm} = (\mathbf{x} \pm i\mathbf{y})/\sqrt{2}$ — орты круговых поляризаций; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — главные значения тензора диэлектрической проницаемости в плоскости, перпендикулярной к оси среды; λ — длина волны в вакууме; σ — шаг спирали; амплитуды $E_{1,2}^{\pm}$ определяются из граничных условий.

Влияние периодичности структуры и параметров спирали на характер изменения поля, а также зависимость полей, возбуждаемых в среде от длины волны, детально рассмотрены во многих работах (см., в частности, [1–3]). Согласно (1), поворот плоскости поляризации можно представить в виде

$$\varphi = \varphi_0 - az, \quad (3)$$

где φ_0 — поворот плоскости поляризации, если поле в среде представить в виде

$$\mathbf{E}(z, t) = \{ [E_1^+ \exp(ik_1z) + E_2^+ \exp(ik_2z)] \mathbf{n}_+ + [\xi_1 E_1^+ \exp(ik_1z) + \xi_2 E_2^+ \exp(ik_2z)] \mathbf{n}_- \} \exp(-i\omega t). \quad (4)$$

Из-за громоздкости аналитических формул анализ зависимостей поляризационных характеристик от расстояния z до границы, а также от мнимой части диэлектрической анизотропии ε_a'' целесообразно проводить, используя численные расчеты по вышеприведенным формулам; одним штрихом будем обозначать реальную часть данной величины, двумя штрихами — мнимую часть.

На рис. 1, *a* представлена зависимость поворота плоскости поляризации φ_0 , а на рис. 1, *b* — эллиптичности поляризации e от расстояния z до границы в случае анизотропного поглощения на следующих характерных длинах волн падающего света: 1 — $\lambda = \sigma\sqrt{|\varepsilon_m|(1-|\delta|)} \approx 0.615 \mu\text{m}$ и 2 — $\lambda = \sigma\sqrt{|\varepsilon_m|(1+|\delta|)} \approx 0.635 \mu\text{m}$ (вблизи границ области селективного отражения (ОСО)), 3 — $\lambda = 0.2 \mu\text{m} < \sigma\sqrt{|\varepsilon_m|}$ и 4 — $\lambda = 1.5 \mu\text{m} > \sigma\sqrt{|\varepsilon_m|}$ (вдали от ОСО). Отметим, что здесь и далее при изучении зависимостей величин φ_0 и e как от ε_a'' , так и от расстояния z до границы (при анизотропном поглощении) для определенности рассматривается случай, когда $\varepsilon_a'' > 0$.

Как видно из рисунка, при анизотропном поглощении на частотах дифракционного взаимодействия света со средой наблюдается "насыщение" вращения: после прохождения через пик вращения делает затухающие осцилляции вокруг некоторого значения. Переход вращения на насыщение наблюдался также экспериментально [12].

Интересная картина наблюдается вблизи длинноволновой границы. Здесь перед переходом на насыщение вращения уменьшается, обращаясь в нуль, изменяет знак и только после этого идет на насыщение. Причем, как показывают вычисления, такая картина имеет место только при определенных значениях анизотропии поглощения. При $\varepsilon_a'' < 0$ имеет место обратная картина. В частности, изменение знака вращения наблюдается вблизи коротковолновой границы ОСО.

Как видно из рисунков, на частотах дифракционного взаимодействия света со средой наблюдается насыщение также эллиптичности поляризации. При этом если вблизи коротковолновой границы ОСО эллиптичность идет на насыщение уменьшаясь, то вблизи длинноволновой границы она идет на насыщение увеличиваясь.

На рис. 2, *a* представлена зависимость поворота φ_0 , а на рис. 2, *b* — эллиптичности поляризации e от анизотропии поглощения (параметр $\ln(2\varepsilon_a'')$) при тех же, что и на рис. 1, длинах волн падающего света. Эти рисунки демонстрируют резонансоподобное поведение эллиптичности в ее зависимости от анизотропии поглощения на длинах волн вблизи ОСО. Видно также, что на определенных длинах волн наблюдается изменение знака вращения и при изменении анизотропии поглощения.

Обсуждение

Для выявления механизмов обнаруженных закономерностей воспользуемся выражением для волнового поля в среде. При слабой анизотропии амплитуда одной из собственных волн с недифрагирующей круговой поляризацией намного меньше амплитуд остальных, поэтому (4) можно представить в виде

$$\mathbf{E}(z, t) = \{ [E_1^+ \exp(ik_1z) + E_2^+ \exp(ik_2z)] \mathbf{n}_+ + \xi_2 E_2^+ \exp(ik_2z) \mathbf{n}_- \} \exp(-i\omega t). \quad (5)$$

Это является достаточно хорошим приближением и позволяет объяснить многие особенности свойств СПС. В частности, насыщение вращения и эллиптичности при анизотропном поглощении вблизи коротковолновой границы объясняется тем, что разные собственные волны испытывают разное поглощение. Это видно из выражений для k_1 и k_2 . В этом можно убедиться также аналитически, используя для мнимых частей волновых чисел следующие приближенные выражения, полученные при выполнении условия $1 - |\chi|, |\chi| \gg \varepsilon_a'', \varepsilon_a', \varepsilon_m''$:

$$k_1'' \approx \pi \varepsilon_m'' / (\lambda \sqrt{\varepsilon_m'}),$$

$$k_2'' \approx \frac{\pi}{\lambda \sqrt{\varepsilon_m'}} \left[\varepsilon_m'' - \frac{\varepsilon_a'' \varepsilon_a'}{2 \varepsilon_m' |\chi| (1 - |\chi|)} \right],$$

$$|\chi| = \lambda / (\sigma \sqrt{\varepsilon_m'}). \quad (6)$$

На рис. 3 представлены зависимости k_1'' , k_2'' от длины волны при различных значениях ε_a'' и ε_m'' , вычисленные согласно точным формулам и подтверждающие сказанное. Вблизи коротковолновой границы $\lambda_1 = \sigma\sqrt{|\varepsilon_m'(1-|\delta|)}$ величина $k_2'' \sim 0$, и поэтому $k_1'' \gg k_2''$ (эффект подавления поглощения). Увеличение толщины приводит к быстрому уменьшению амплитуд собственных волн, пропорциональных $\exp(-k_{1,2}''z)$. Из-за того, что $k_1'' \gg k_2''$, быстро уменьшаются и с увеличением

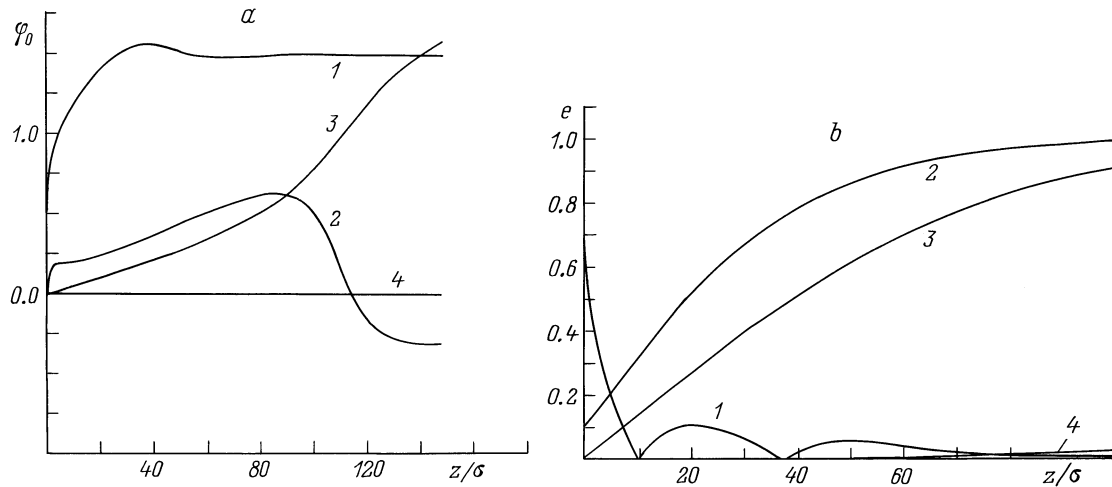


Рис. 1. Зависимость поворота плоскости поляризации (а) и эллиптичности (b) от параметра z/σ в случае анизотропного поглощения: $\varepsilon_1 = 2.29$, $\varepsilon_2' = 2.143$, $\varepsilon_1'' = 0.1$, $\varepsilon_2'' = 0$, $\sigma = 0.42 \mu\text{m}$.

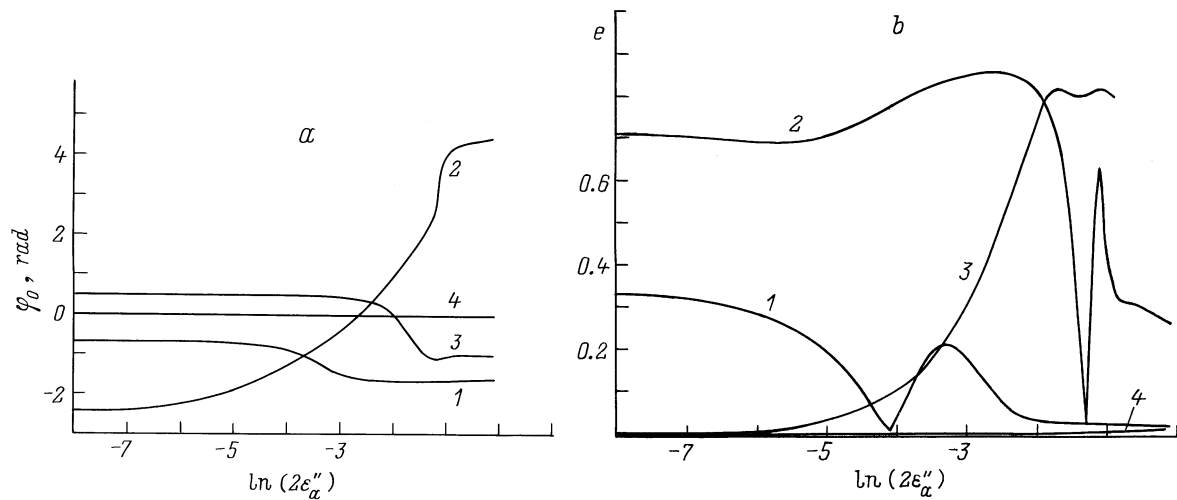


Рис. 2. Зависимость поворота плоскости поляризации (а) и эллиптичности (b) от параметра $\ln(2\varepsilon_a'')$ в случае анизотропного поглощения: $z = 50\sigma$; остальные параметры те же, что и на рис. 1.

z становятся пренебрежимо малыми те амплитуды, которые пропорциональны $\exp(-k_1''z)$. Поэтому при достаточной удаленности от границы вблизи коротковолновой границы поле можно представить в виде

$$\mathbf{E}(z, t) = E_2^+ \exp(ik_2z)(\mathbf{n}_+ + \xi_2 \mathbf{n}_-) \exp(-i\omega t). \quad (7)$$

Следовательно, эллиптичность $e = (|\xi_2| - 1)/(|\xi_2| + 1)$ и от z не зависит; при этом, так как $|\xi_2| \approx 1$ вблизи ОСО, $e \approx 0$.

Поворот плоскости поляризации при достаточной удаленности от границы определяется только реальной и мнимой частями ξ_2 и тоже от z не зависит; после сравнительно быстрых изменений (в областях быстрых изменений амплитуд волн) поворот идет на насыщение. Выявленный же эффект изменения знака вращения, который наблюдается вблизи длинноволновой границы ОСО,

обусловлен тем, что при анизотропном поглощении при определенных условиях начинает играть существенную роль именно та собственная волна, амплитудой которой обычно пренебрегается. Действительно, вблизи длинноволновой границы $k_1'' < k_2''$ (эффект аномально сильного поглощения). А это означает, что если при малых z поле можно представить в виде суммы (5), то при дальнейшем увеличении z амплитуды собственных волн, пропорциональные $\exp(-k_2''z)$, уменьшаются быстрее и, начиная с некоторого значения z , становятся меньше, чем амплитуда той собственной волны, полем которой пренебрегалось (т.е. собственной волны с амплитудой, пропорциональной $\xi_1 \exp(-k_1''z)$). Амплитуда этой волны с увеличением z уменьшается намного медленнее. Изменение знака вращения начинается в области этих значений z . При дальнейшем увеличении z поле уже

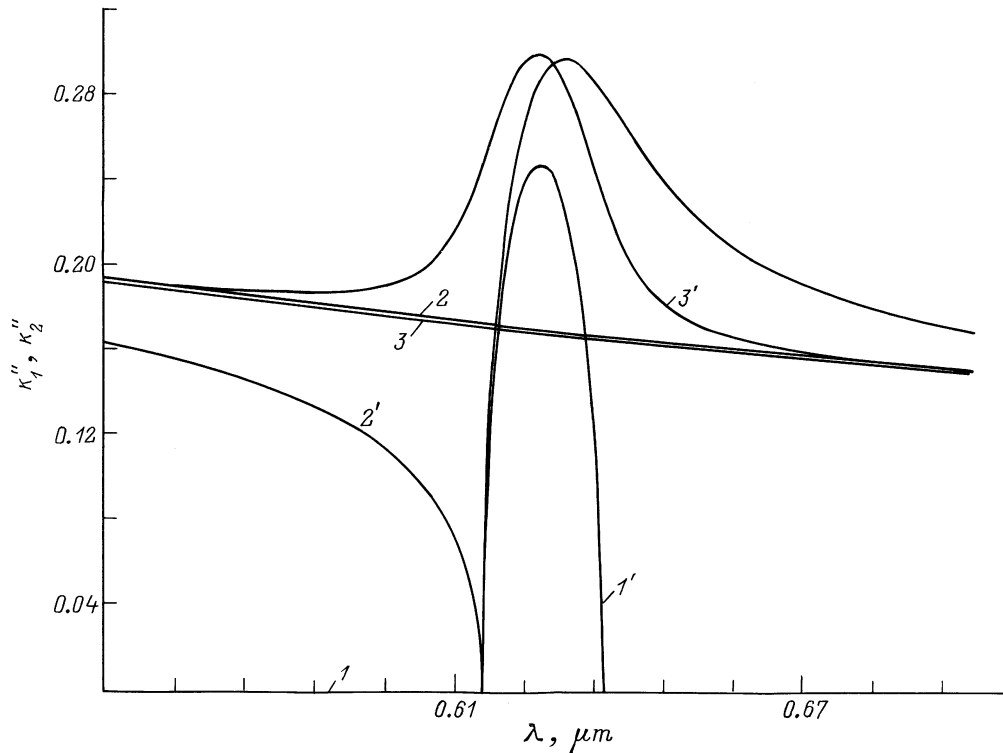


Рис. 3. Зависимость мнимых частей нерезонансного k_1'' и резонансного k_2'' волновых чисел от длины волны λ при различных значениях анизотропии поглощения ε_a'' и среднего поглощения ε_m'' : 1 — $\varepsilon_a'' = \varepsilon_m'' = 0$; 2 — $\varepsilon_a'' = \varepsilon_m'' = 0.05$; 3 — $\varepsilon_a'' = 0$, $\varepsilon_m'' = 0.05$; остальные параметры те же, что и на рис. 1; 1-3 — k_1'' , 1'-3' — k_2'' .

можно представить в виде суммы

$$\mathbf{E}(z, t) = E_1^+ \exp(ik_1 z) (\mathbf{n}_+ + \xi_1 \mathbf{n}_-) \exp(-i\omega t). \quad (8)$$

Таким образом, если при малых значениях z поле формируется суммой циркулярных волн (5) и поворот происходит в одном направлении, то при больших z поле уже имеет вид (8) и вращение меняет направление поскольку быстрая циркулярная компонента заменена медленной. Аналогичным образом, т.е. путем изучения особенностей собственных волн в среде, могут быть объяснены другие особенности в зависимостях поляризационных характеристик от расстояния z до границы. Также можно объяснить особенности в зависимостях величин φ_0 и e от параметра $\ln(2\varepsilon_a'')$.

Вблизи коротковолновой границы с увеличением $\ln(2\varepsilon_a'')$ амплитуды волн, пропорциональные $\exp(-k_2'' z)$, практически не меняются, тогда как амплитуда другой волны, пропорциональная $\exp(-k_1'' z)$, быстро уменьшается (при отсутствии поглощения эта амплитуда больше двух других). Поэтому и наблюдается резонансоподобное поведение в зависимости e от $\ln(2\varepsilon_a'')$.

Отметим изменение знака вращения с изменением анизотропии поглощения на длине волны $\lambda = 0.2 \mu\text{m}$ (вдали от ОСО; коротковолновая область). Существование этого эффекта тоже связано с разным характером затухания собственных волн в среде с изменением анизотропии поглощения и увеличением эффекта этого отличия с увеличением последней.

Вблизи длинноволновой границы с увеличением $\ln(2\varepsilon_a'')$ амплитуды волн, пропорциональные $\exp(-k_2'' z)$, начинают уменьшаться быстрее, чем амплитуда волны, пропорциональная $\exp(-k_1'' z)$. При этом, как и вблизи коротковолновой границы, эта амплитуда при отсутствии поглощения больше двух других. Однако тут имеется одна особенность. При дальнейшем увеличении анизотропии поглощения амплитуды волн, пропорциональные $\exp(-k_2'' z)$, начинают уменьшаться медленнее, чем амплитуда другой волны, пропорциональная $\exp(-k_1'' z)$ (начинает сказываться механизм дифракции, обусловленный анизотропией поглощения, вследствие чего начинает работать механизм подавления поглощения). На рис. 4 представлены зависимости k_1'' и k_2'' от анизотропии поглощения на длинах волн вблизи коротковолновой и длинноволновой границ ОСО, подтверждающие сказанное. Поэтому, начиная с некоторого значения $\ln(2\varepsilon_a'')$, амплитуда, пропорциональная $\exp(-k_1'' z)$, становится меньше двух других. Из-за такого характера зависимостей амплитуд собственных волн от параметра $\ln(2\varepsilon_a'')$ и наблюдаются резонансоподобное изменение эллиптичности и изменение знака вращения от указанного параметра вблизи длинноволновой границы ОСО.

Из изложенного следует, что открытое в работах [10,11] явление уменьшения поглощения излучения в периодических средах с увеличением толщины слоя может наблюдаться также вблизи длинноволновой границы ОСО (при $\varepsilon_a'' > 0$). Причем уменьшение

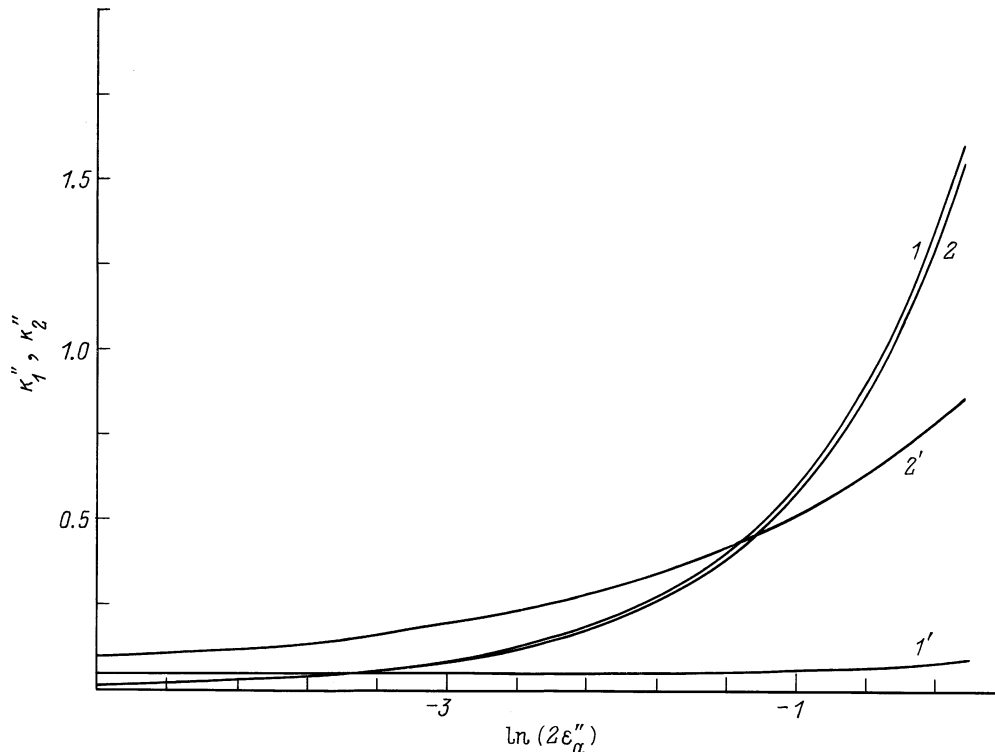


Рис. 4. Зависимость мнимых частей нерезонансного и резонансного волновых чисел от анизотропии поглощения: 1 — $\lambda_1 = 0.615 \mu\text{m}$, 2 — $\lambda_2 = 0.635 \mu\text{m}$; остальные параметры те же, что и на рис. 1; 1, 2 — k''_1 ; 1', 2' — k''_2 .

поглощения имеет место при таком значении анизотропии поглощения, при котором уже существенным становится механизм дифракции, обусловленный анизотропией поглощения. Соответствующие вычисления для слоя среды конечной толщины подтверждают сказанное. На рис. 5 представлена зависимость величины $Q = 1 - (R + T)$ (характеризующей поглощенную в среде световую энергию) от толщины слоя (здесь R — коэффициент отражения, T — коэффициент прохождения) при различных значениях анизотропии поглощения вблизи длинноволновой границы ОСО. Как видно из рисунка, начиная с некоторого значения анизотропии поглощения, наблюдается уменьшение величины Q с увеличением толщины слоя. Отметим также, что, как видно из рис. 5, эффект уменьшения поглощения излучения в среде при увеличении толщины слоя при данных параметрах среды наблюдается при "громоздких" значениях анизотропии поглощения (вблизи длинноволновой границы аналогичный эффект наблюдается при намного меньшем значении анизотропии поглощения). Естественно, что чем меньше анизотропия преломления (первый механизм дифракции), тем быстрее, т.е. при меньшем значении анизотропии поглощения, начинает проявляться эффект уменьшения поглощения при увеличении толщины слоя вблизи длинноволновой границы (поскольку выявленный эффект является проявлением дифракции света на периодической структуре, обусловленной анизотропией поглощения). Численные расчеты подтверждают это утверждение. Действительно, как

показывают вычисления, при параметрах $\epsilon'_1 = 2.29$, $\epsilon'_2 = 2.285$ ($\delta \approx 0.001$), $\sigma = 0.42 \mu\text{m}$ указанный эффект начинает проявляться уже при $\epsilon''_a = 0.02$.

В заключение этого раздела отметим, что, как показывают вычисления, эффекты изменения знака вращения с изменением как толщины слоя, так и анизотропии поглощения для холестерического жидкого кристалла с параметрами $\epsilon'_1 = 2.29$, $\epsilon'_2 = 2.143$ ($\delta = 0.033$), $\sigma = 0.42 \mu\text{m}$ наблюдаются при значениях коэффициента прохождения T порядка 10^{-11} – 10^{-12} , т.е. когда практически отсутствует прошедшая волна. Но это еще

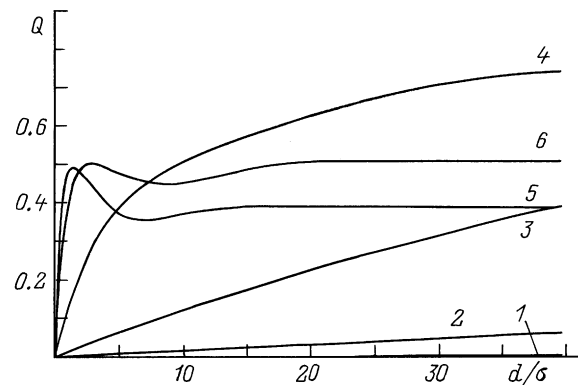


Рис. 5. Результаты поглощения излучения Q в слое от параметра d/σ при ϵ''_a : 1 — 0.00005, 2 — 0.0005, 3 — 0.005, 4 — 0.05, 5 — 0.25, 6 — 0.5; $\epsilon''_m = \epsilon''_a$, $\epsilon'_1 = 2.29$, $\epsilon'_2 = 2.25$, $\sigma = 0.42 \mu\text{m}$, $\lambda = 0.635 \mu\text{m}$.

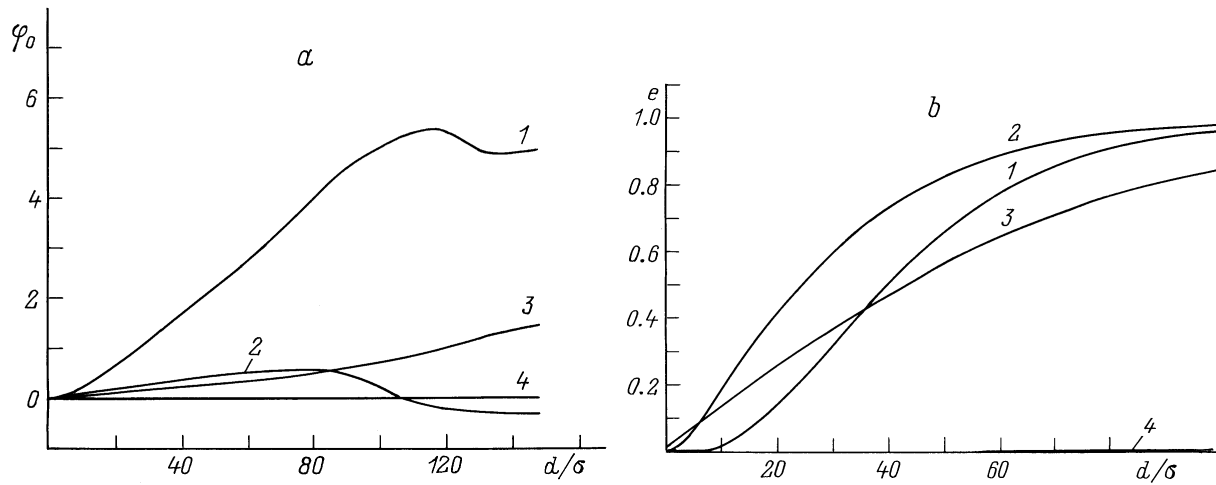


Рис. 6. Зависимость поворота плоскости поляризации (а) и эллиптичности (b) от параметра d/σ при различных длинах волн падающего света в случае анизотропного поглощения. Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

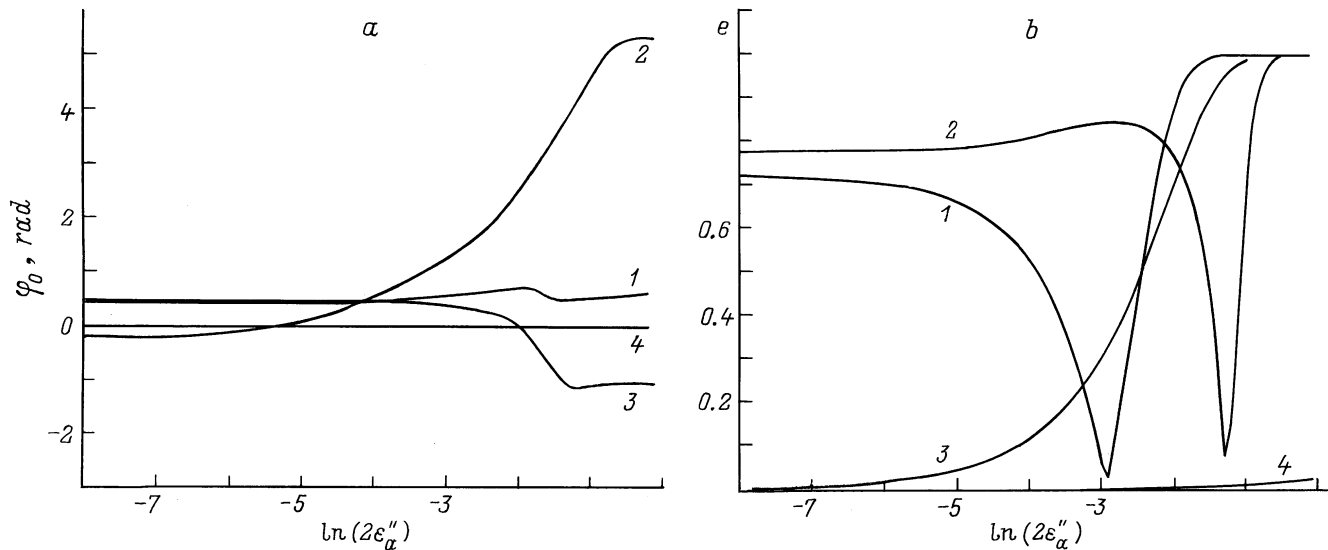


Рис. 7. Зависимость поворота плоскости поляризации (а) и эллиптичности (b) от анизотропии поглощения $\ln(2\varepsilon''_a)$ в случае анизотропного поглощения: $d = 50\sigma$; остальные параметры те же, что и на рис. 1.

не означает, что выявленные эффекты чисто "теоретические". Как показывают вычисления, выявленные эффекты существенно зависят от значения анизотропии преломления ε'_a . При этом с уменьшением анизотропии преломления быстро увеличивается коэффициент прохождения в тех областях, в которых наблюдается изменение знака вращения. Так, уже при параметрах $\varepsilon'_1 = 2.29$, $\varepsilon'_2 = 2.285$ ($\delta = 0.001$), $\sigma = 0.42 \mu\text{m}$ изменение знака вращения наблюдается при значениях коэффициента прохождения T порядка $10^{-1} - 10^{-2}$. Таким образом, выявленные эффекты вполне "экспериментальные", т.е. доступны для измерения. Отсюда следует также, что выявленный в данной работе эффект изме-

нения вращения тоже является проявлением дифракции света на периодической спиральности, обусловленной анизотропией поглощения.

Граничная задача для слоя

Рассмотрим нормальное прохождение света через слой СПС с планарной структурой с осью, перпендикулярной к граничным поверхностям. На рис. 6,а представлена зависимость φ_0 , а на рис. 6,б — e от толщины слоя d при тех же, что и на рис. 1, длинах

волн падающего света при разных значениях ε''_a и ε''_m в случае прохождения света через слой.

На рис. 7, *a* представлена зависимость φ_0 , а на рис. 7, *b* — e от параметра $\ln(2\varepsilon''_a)$ при тех же, что и на рис. 1, длинах волн падающего света.

Особенности и закономерности наблюдающиеся в этом случае тоже могут объясняться поведением амплитуд и фаз волн, возбуждаемых в среде. Однако поле в среде в этом случае имеет вид (на второй границе среды)

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(d, t) = & \{[(\gamma - \delta - 2\chi) + [(2b_1 - l_1) \exp(ik_1d) \\ & + (2b_1 + l_1) \exp(-ik_1d)]/(2b_1) \\ & + (\gamma + \delta + 2\chi)[(2b_2 + l_2) \exp(ik_2d) \\ & + (2b_2 - l_2) \exp(-ik_2d)]/(2b_2)]\mathbf{n}_+ \\ & + [(\gamma - \delta + 2\chi)[(2b_1 - l_1) \exp(ik_1d) \\ & + (2b_1 + l_1) \exp(-ik_1d)]/(2b_1)] + [(\gamma + \delta - 2\chi) \\ & \times [(2b_2 - l_2) \exp(ik_2d) + (2b_2 - l_2) \\ & \times \exp(-ik_2d)]/(2b_2)]\mathbf{n}_-\} \exp(-i\omega t)/(4\gamma a_1 a_2), \end{aligned}$$

где $l_{1,2} = \gamma \pm 2$, $a_{1,2} = \cos(k_{1,2}d) \mp iul_{1,2} \sin(k_{1,2}d)/(k_{1,2}d)$, $u = \pi d/\sqrt{\varepsilon_m}/\lambda$.

Сравнение кривых на рис. 1, *a, b* с соответствующими кривыми на рис. 4, *a, b* показывает, что в большинстве случаев они сходны. Однако имеются также существенные отличия. В частности, зависимость эллиптичности e от z вблизи коротковолновой границы при анизотропном поглощении существенно отличается от зависимости e от толщины слоя d при аналогичных условиях. Это отличие еще раз демонстрирует отличие задачи полупространства от задачи слоя (хоть сколь угодно толстого).

Отметим еще раз, что выявленные в работе эффекты наблюдаются в периодических спиральных средах вблизи ОСО и обусловлены тем, что при взаимодействии света с этими средами в них возбуждаются разные собственные волны, у которых различны амплитуды, фазовые скорости и затухание. И поэтому в зависимости от изменения параметров среды, ответственных за вышеуказанные характеристики волн, получаются совершенно необычные картины взаимодействия волны со средой.

В заключение отметим, что полученные в данной работе результаты могут быть применены, в частности, в эллипсометрии при расчете различных эллипсометрических систем, использующих слой конечной толщины сред со спиральной структурой.

Автор выражает благодарность Г.А. Варданяну и О.С. Ерицяну за ценное обсуждение.

Работа выполнена в рамках темы № 96-895, финансируемой из государственных централизованных источников РА.

Список литературы

- [1] *Беляков В.А., Сонин А.С.* Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982.
- [2] *Беляков В.А.* Дифракционная оптика периодических структур сложной структуры. М.: Наука, 1988.
- [3] *Ерицян О.С.* Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван: Айастан, 1988.
- [4] *Rachkevich V.S.* // *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.* 1989. Vol. 93. N 10. P. 1137–1139.
- [5] *Беляков В.А., Геворгян А.А., Ерицян О.С., Шипов Н.В.* // *Кристаллография.* 1988. Т. 33. С. 574–580; *ЖТФ.* 1987. Т. 57. С. 1418–1421.
- [6] *Феодоров Ф.И.* Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976.
- [7] *Киеня В.А., Семченко И.В.* // *Кристаллография.* 1994. Т. 39. С. 514–518.
- [8] *Галанов Е.К., Медведев В.Г.* // *Опт. и спектр.* 1994. Т. 76. С. 79–81.
- [9] *Капшай В.Н., Киеня В.А., Семченко И.В.* // *Кристаллография.* 1991. Т. 36. С. 822–827.
- [10] *Варданян Г.А., Геворгян А.А.* // *Кристаллография.* 1997. Т. 42. № 1. С. 316–319.
- [11] *Варданян Г.А., Геворгян А.А.* // *Кристаллография.* 1997. Т. 42. № 4. С. 723–729.
- [12] *Денисов Ю.В., Кизель В.А., Сухенко Е.П. и др.* // *Кристаллография.* 1976. Т. 21. № 4. С. 991.