

УДК 548.0

ЭФФЕКТ ИЗМЕНЕНИЯ ЗНАКА ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ В СРЕДАХ СО СПИРАЛЬНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 19 апреля 1999 г.)

Приведены результаты изучения зависимостей поляризационных характеристик (поворота плоскости поляризации и эллиптичности поляризации) от толщины слоя и влияния поглощения на эти зависимости. На определенных частотах вблизи области дифракционного отражения (ОДО) наблюдается насыщение вращения и эллиптичности, а на других (определенных) частотах – изменение знака вращения при увеличении толщины слоя. Обсуждены физические механизмы наблюдаемых закономерностей. Рассмотренные эффекты изучены как при взаимодействии света с полупространством, так и со слоем среды конечной толщины. Проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

1. Введение

Вследствие дифракционной природы взаимодействия света со спиральными периодическими средами (СПС) вращение плоскости поляризации в них обладает уникальными свойствами [1,2]. Вращение сильно зависит от частоты, и направление вращения оказывается различным по разные стороны от брэгговской частоты. Известно также, что зависимость вращения от толщины имеет нелинейный характер [1,2]. К тому же наличие поглощения существенно обогащает картину взаимодействия света с такими средами. Известен ряд новых эффектов, связанных с присутствием поглощения света в таких средах [3-5]. В настоящей работе приведены результаты изучения влияния поглощения на зависимость поляризационных характеристик СПС от толщины слоя. Выявлен новый эффект: изменение знака вращения при увеличении толщины слоя.

2. Поворот плоскости поляризации и эллиптичность поляризации

Рассмотрим нормальное падение света на полупространство,

заполненное средой со спиральной структурой с осью, перпендикулярной к границе. На рис.1а представлена зависимость угла поворота ψ от

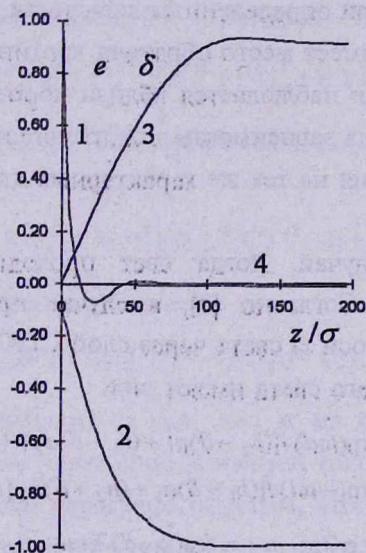
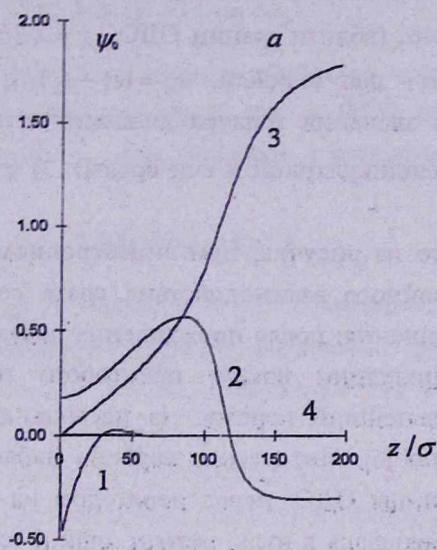


Рис.1. Зависимость поворота плоскости поляризации $\psi(z)$ (а) и эллиптичности поляризации $e(z)$ (б) от параметра z/σ (z – расстояние до границы) в случае анизотропного поглощения при различных значениях параметра χ : 1) 0.9835, 2) 1.016, 3) 0.3, 4) 2.5. Остальные параметры: $\text{Re}\epsilon_1=2.29$, $\text{Re}\epsilon_2 = 2.143$, $\text{Im}\epsilon_1 = 0.1$, $\text{Im}\epsilon_2 = 0$, $\sigma = 0.42$ мкм.

расстояния z до границы в случае анизотропного поглощения на следующих характерных длинах волн падающего света: 1) $\chi = \sqrt{1-\delta} = 0.9835$, 2) $\chi = \sqrt{1+\delta} = 1.016$ (вблизи границ ОДО, $\chi = \lambda / (\sigma \sqrt{\varepsilon_m})$, λ - длина волны в вакууме, σ - шаг спирали, $\varepsilon_m = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) / 2$, $\delta = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ - главные значения тензора диэлектрической проницаемости в плоскости, перпендикулярной к оси среды), 3) $\chi = 0.3$, 4) $\chi = 2.5$ (вдали от ОДО).

Как видно из рисунка, при анизотропном поглощении на частотах дифракционного взаимодействия света со средой наблюдается "насыщение" вращения: после прохождения через пик вращение делает затухающие осцилляции вокруг некоторого значения. Увеличение вращения и дальнейший переход на насыщение наблюдались также экспериментально [6]. Интересная картина наблюдается вблизи длинноволновой границы ОДО: перед переходом на насыщение вращение уменьшается, обращаясь в нуль, меняет знак и только после этого идет на насыщение. Причем, как показывают вычисления, такая картина имеет место только при определенных значениях величины $|\text{Im}\varepsilon_a|$. При $\text{Im}\varepsilon_a < 0$ ($\varepsilon_a = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) / 2$) имеет место обратная картина. В частности, изменение знака вращения наблюдается вблизи коротковолновой границы. На рис.16 представлена зависимость эллиптичности e от z в случае анизотропного поглощения на тех же характерных длинах волн падающего света.

Рассмотрим случай, когда свет проходит через слой СПС конечной толщины. Согласно [7], в случае прохождения линейно-поляризованного (по оси x) света через слой СПС циркулярные компоненты поля прошедшего света имеют вид:

$$\begin{aligned} E_t^+ &= \exp(iad) / [(h_2 - \delta)a_1 + (h_1 + \delta)a_2] / (\Delta\sqrt{2}), \\ E_t^- &= \exp(-iad) / [(h_1 - \delta)a_1 + (h_2 + \delta)a_2] / (\Delta\sqrt{2}), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\Delta = 2\gamma a_1 a_2$, $h_{1,2} = \gamma \pm 2\chi$, $a_{1,2} = \cos(k_{1,2}d) \mp i u l_{1,2} s_{1,2}$, $s_{1,2} = \sin(k_{1,2}d) / (k_{1,2}d)$, $u = \pi d \sqrt{\varepsilon_m}$, $k_{1,2} = 2ub_{1,2} / d$, $b_{1,2} = \sqrt{1 + \chi^2 \pm \gamma}$, $\gamma = \sqrt{4\chi^2 + \delta^2}$, $a = 2\pi / \delta$, d - толщина слоя. Следовательно, поворот плоскости поляризации можно представить в виде

$$\psi = \psi_0 + ad, \quad (2)$$

где

$$\psi_0 = 0.5 \arctg[4 \operatorname{Im}[\chi(\lambda f + \delta)^*] / [|\gamma f|^2 + |\delta|^2 - 4|\chi|^2 + 2(\gamma f \delta)^*]], \quad (3)$$

$$f = (1 + a_1/a_2) / (1 - a_1/a_2).$$

Считая анизотропию δ малой и пренебрегая членами, пропорциональными δ , и учитывая тот факт, что в ОДО при достаточно большой толщине $|\sin(k_2 d)| \gg 1$, для поворота плоскости поляризации получаем:

$$\psi_0 = 0.5 \arctg[\operatorname{Im} p / \operatorname{Re} p], \quad (4)$$

где $p = a_1/a_2$. Но в отличие от энергетических характеристик среды, для которых принятое приближение является достаточно удовлетворительным [1], данное приближение не очень подходит для поворота плоскости поляризации.

Пренебрегая членами, пропорциональными δ^2 в выражениях для полей, получаем более точную приближенную формулу:

$$\psi_0 = 0.5 \arctg[4 \operatorname{Im}[\chi(\gamma f + \delta)^*] / [|\chi|^2 (|f|^2 - 1) + 2(\gamma f \delta)^*]]. \quad (5)$$

Эллиптичность поляризации e имеет вид:

$$e = -\operatorname{tg}\{0.5 \arcsin[4 \operatorname{Re}[\chi(\gamma f + \delta)^*] / [|\chi|^2 + |\delta|^2 + 4|\chi|^2 + 2 \operatorname{Re}(\gamma f \delta)^*]]\}, \quad (6)$$

Пренебрегая членами, пропорциональными δ^2 в выражениях для полей, получаем:

$$e = -\operatorname{tg}\{0.5 \arcsin[4 \operatorname{Re}[\chi(\gamma f + \delta)^*] / [|\chi|^2 (|f|^2 + 1) + 2 \operatorname{Re}(\gamma f \delta)^*]]\}, \quad (7)$$

а при более грубом приближении имеем:

$$e = -\operatorname{tg}\{0.5 \arcsin[(|p|^2 - 1) / (|p|^2 + 1)]\}. \quad (8)$$

На рис.2а,б приведены те же, что и на рис.1а,б, графики в случае прохождения света через слой конечной толщины.

В заключение этого параграфа отметим, что аналитические формулы для оптических характеристик в случае $\varepsilon \neq \varepsilon_n$, где ε — диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с обеих сторон со слоем СПС, имеют слишком громоздкий вид и поэтому мы их здесь не приводим. Случай $\varepsilon \neq \varepsilon_n$ можно рассматривать на основе полученных в [4] аналитических выражении для отраженного от слоя и прошедшего через него полей.



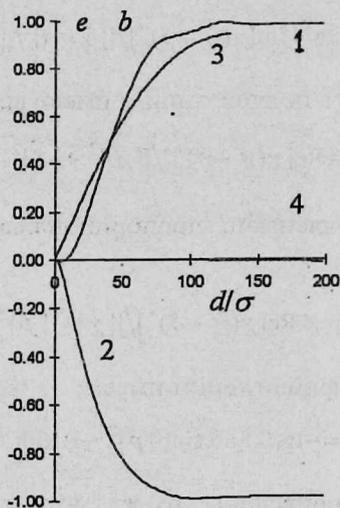
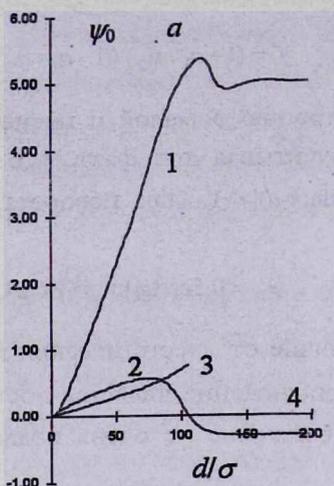


Рис.2. Зависимость поворота плоскости поляризации $\psi_0(d)$ (а) и эллиптичности поляризации $e(d)$ от параметра d/σ (d – толщина слоя СПС) в случае анизотропного поглощения при тех же, что и на рис.1, значениях параметра χ .

3. Обсуждение. Выводы

Для выявления механизма обнаруженного явления воспользуемся выражением для волнового поля в среде. Поле в среде на расстоянии z от границы имеет вид [1,2]:

$$E(z, t) = \{ [E_1^+ \exp(ik_1 z) + E_2^+ \exp(ik_2 z)] \exp(iaz) n_+ + \\ + [\xi_1 E_1^+ \exp(ik_1 z) + \xi_2 E_2^+ \exp(ik_2 z)] \exp(-iaz) n_- \} \exp(-i\omega t), \quad (9)$$

где $\xi_{1,2} = -\delta / [1 - (\chi + b_{1,2})^2]$, $n_{\pm} = (x \pm iy) / \sqrt{2}$ – орты круговых поляризаций, а E_1^+ и E_2^+ определяются из граничных условий. В случае, когда на границу полупространства с СПС падает линейно-поляризованный (для конкретности, по оси x) свет, они имеют вид:

$$E_1^+ = \sqrt{2} [-(1 + \chi + b_2) + \xi_2 (1 - \chi + b_2)] / \Delta, \\ E_2^+ = \sqrt{2} [(1 + \chi + b_1) - \xi_2 (1 - \chi + b_1)] / \Delta, \\ \Delta = \delta [(1 + \chi + b_1) / (-1 - \chi + b_2) - (1 + \chi + b_2) / (-1 - \chi + b_1)].$$

Амплитуда падающей волны принята равной единице. Согласно (9), поворот плоскости поляризации ψ можно представить в виде (2), где ψ_0 – поворот плоскости поляризации, если поле в среде представить в виде:

$$E(z, t) = \{ [E_1^+ \exp(ik_1 z) + E_2^+ \exp(ik_2 z)] n_+ + \\ + [\xi_1 E_1^+ \exp(ik_1 z) + \xi_2 E_2^+ \exp(ik_2 z)] n_- \} \exp(-i\omega t). \quad (10)$$

При слабой анизотропии амплитуда одной из собственных волн намного меньше амплитуд остальных, поэтому поле можно представить в виде

$$E(z, t) = \{ [E_1^+ \exp(ik_1 z) + E_2^+ \exp(ik_2 z)] n_+ + \xi_2 E_2^+ \exp(ik_2 z) n_- \} \exp(-i\omega t). \quad (11)$$

Это – достаточно хорошее приближение и позволяет объяснить многие особенности поляризационных характеристик СПС. В частности, насыщение вращения и эллиптичности при анизотропном поглощении вблизи коротковолновой границы объясняется тем, что разные собственные волны испытывают разное поглощение. Так как $\text{Im}k_1 \gg \text{Im}k_2$, то амплитуда собственной волны, пропорциональная $\exp(ik_1 z)$, быстро уменьшается и с увеличением z становится пренебрежимо малой. Поэтому при достаточной удаленности от границы поле можно представить в виде

$$E(z, t) = E_2^+ \exp(ik_2 z) (n_+ + \xi_2 n_-) \exp(-i\omega t). \quad (12)$$

Следовательно, эллиптичность, определяемая формулой $e = (|\xi_2| - 1) / (|\xi_2| + 1)$, от z не зависит и так как $|\xi_2| \approx 1$, то $e \approx 0$. Поворот плоскости поляризации $\psi = \psi_0 + az$. При этом, согласно (12), ψ_0 определяется только реальной и мнимой частями ξ_2 и тоже от z не зависит, т.е. после сравнительно быстрых изменений идет к насыщению.

Выявленный же эффект изменения знака вращения, который наблюдается вблизи длинноволновой границы ОДО, 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 $\text{Im}k_1 \ll \text{Im}k_2$. А это означает, что, если при малых z поле можно представить в виде суммы (11), то с дальнейшим увеличением z амплитуды собственных волн, пропорциональные $\exp(ik_2z)$, 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 $\xi_1 \exp(ik_1z)$). Амплитуда этой волны с увеличением z уменьшается намного медленнее. Изменение знака вращения начинается в области этих значений z . При дальнейшем увеличении z поле уже можно представить в виде суммы:

$$E(z,t) = E_1^+ \exp(ik_1z)(n_+ + \xi_1 n_-) \exp(-i\omega t). \quad (13)$$

Таким образом, если при малых значениях z поле формируется суммой циркулярных волн (11) и поворот происходит в одном направлении, то при больших z поле уже имеет вид (13), и вращение меняет направление, поскольку быстрая циркулярная компонента заменена медленной.

Выявленный эффект не наблюдается при изотропном поглощении. Вычисления показали, что при изотропном поглощении наблюдается изменение знака только $d\psi/dz$.

Отметим также, что в ХЖК с параметрами $\text{Re}\epsilon_1 = 2.29$, $\text{Re}\epsilon_2 = 2.143$ ($\delta = 0.033$), $\sigma = 0.43$ мкм изменение знака вращения наблюдается при $z/\sigma = 80-100$, когда коэффициент прохождения T порядка $10^{-11}-10^{-12}$, т.е. когда практически отсутствует прошедшая волна. Но это еще не означает, что выявленный эффект чисто "теоретический". Как показывают вычисления, эффект существенно зависит от значения анизотропии преломления. При этом, с уменьшением анизотропии преломления ($\text{Re}\epsilon_2$) быстро увеличивается коэффициент прохождения при тех толщинах слоя, при которых наблюдается изменение знака вращения. Так, например, уже при параметрах $\text{Re}\epsilon_1 = 2.29$, $\text{Re}\epsilon_2 = 2.285$ ($\delta = 0.001$), $\sigma = 0.43$ мкм изменение знака вращения наблюдается при $z/\sigma = 80-100$, когда коэффициент прохождения T порядка $10^{-1}-10^{-2}$. Таким образом,

выявленный эффект вполне "экспериментальный", т.е. доступен измерению.

Отметим, что наблюдаемое на эксперименте увеличение вращения при уменьшении толщины у определенных ХЖК [6] вызывает определенные затруднения в интерпретации результатов измерений. Учет обсуждаемого в настоящей статье эффекта изменения знака вращения, связанного с особенностями поглощения, снимает отмеченные трудности. Сказанное подтверждает, в частности, рис.3, где представлены зависимости угла поворота плоскости поляризации ψ_0 (кр.1) и эллиптичности e (кр.2) от толщины слоя, при малой анизотропии преломления и сильном поглощении, демонстрирующие изменение направления вращения также и при малых толщинах слоя.

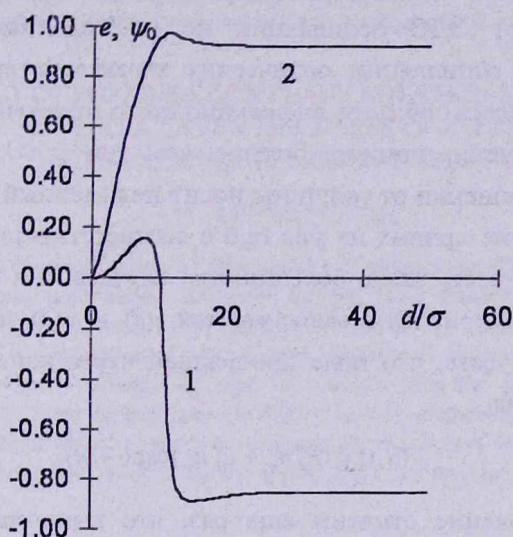


Рис.3. Зависимость поворота плоскости поляризации $\psi_0(d)$ (кр.1) и эллиптичности поляризации $e(d)$ (кр.2) от параметра d/σ . $\text{Re}\epsilon_1 = 2.29$, $\text{Re}\epsilon_2 = 2.25$, $\text{Im}\epsilon_1 = 0.7$, $\text{Im}\epsilon_2 = 0$, $\lambda = \sigma\sqrt{\epsilon_1}$, $\sigma = 0.42$ мкм.

Отметим также, что выявленный эффект не является проявлением хорошо известного, в том числе для холестериков, обстоятельства, что вблизи ОДО все свойства среды зависят нелинейным (и часто – осциллирующим) образом от параметров задачи (эффект пенделезунга). Действительно, во-первых, эффект наблюдается на длинах волн внутри ОДО. А, как хорошо известно, дифракция на структуре

среды подавляет всякие осцилляции внутри ОДО. Во-вторых, известно, что поглощение обычно приводит к сглаживанию нелинейностей (уменьшает амплитуды осцилляций). А на рассматриваемой границе происходит аномально сильное поглощение, причем эффект наблюдается при очень больших поглощениях. В данном же случае происходит обратное, а именно, сильное изменение вращения в сравнительно малом интервале изменения толщины слоя. В-третьих, как уже показано выше, данный эффект является проявлением особенностей поглощения излучения в холестериках. В-четвертых, эффект наблюдается только в СПС, так как, в отличие от обычных периодических сред, именно эти среды проявляют гиротропию и, кроме того, только волновые числа СПС имеют вышеописанные особенности при анизотропии поглощения.

Вдали от ОДО осцилляции не наблюдаются, так как, как известно [1,2], осцилляции оптических характеристик в СПС имеет место только вблизи области дифракционного отражения. Заметим, что при $\chi \ll 1$ вращение намного больше, чем при $\chi \gg 1$, причем и здесь зависимость вращения от толщины носит нелинейный характер.

Сравнение кривых на рис.1а,б с соответствующими кривыми на рис.2а,б показывает, что в большинстве случаев они сходны. Особенности и закономерности в зависимостях $e(d)$ и $\psi(d)$ тоже легко объясняются, если учесть, что поле прошедшей через конечный слой СПС волны имеет вид

$$E(d,t) = (E_i^+ n_+ + E_i^- n_-) \exp(-i\omega t).$$

В заключение отметим еще раз, что выявленный эффект изменения знака угла поворота ψ с изменением толщины слоя наблюдается вблизи ОДО и обусловлен тем, что разные собственные волны претерпевают разное поглощение. Поэтому, если при малых толщинах в результирующем поле доминируют одни собственные волны, то при больших толщинах начинают доминировать другие собственные волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Беляков, А.С.Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
2. В.А.Беляков. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. М., Наука, 1988.
3. В.А.Беляков, А.А.Геворгян, О.С.Ерицян, Н.В.Шипов. Кристаллография, 33, 574 (1988).

4. Г.А.Вардаиян, А.А.Геворгян. Кристаллография, 42, 723 (1997).
5. Г.А.Вардаиян, А.А.Геворгян. Кристаллография, 42, 316 (1997).
6. Ю.В.Денисов, В.А.Кизель, Е.П.Сухенко и др. Кристаллография, 21, 991 (1976).
7. Г.А.Вардаиян, А.А.Геворгян, О.С.Еришян. Опт. и спектр., 85, 640 (1998).

**ՊԱՐՈՒՅՐԱՅԻՆ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾԸՈՎ ՄԻՋՎԱՅՐԵՐՈՒՄ
ՇԵՐՏԻ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԻՑ ԿՄԽՎԱԾ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ
ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՊՏՈՒՅՏԻ ՆՇԱՆԻ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ**

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Բերված են քևեռային բնութագրերի (քևեռացման հարթության պտույտի և էլիպսայնության) շերտի հաստությունից ունեցած կախվածությունների և կլանման՝ այդ կախվածությունների վրա ունեցած ազդեցությունների ուսումնասիրության արդյունքները: Դիֆրակցիոն անդրադարձման տիրույթին մոտ գտնվող որոշակի հաճախությունների վրա դիտվում է պտույտի և էլիպսայնության հագեցում, իսկ այլ (բայց նույնպես որոշակի) հաճախությունների վրա՝ պտույտի նշանի փոփոխություն կախված հաստությունից: Զննարկված են դիտված օրինաչափությունների ֆիզիկական մեխանիզմները:

**EFFECT OF POLARIZATION PLANE ROTATION SIGN CHANGE
WITH THE LAYER THICKNESS IN THE MEDIA
WITH A HELICAL PERIODICAL STRUCTURE**

A.H. GEVORGIAN

The results of investigation of dependences of polarization characteristics (polarization plane rotation and polarization ellipticity) on the layer thickness and the influence of absorption on these dependences are presented. At the definite frequencies near the diffraction reflection region the saturation of rotation and ellipticity is observed, and at the other (also definite) frequencies – change in sign of rotation with the layer thickness. Physical mechanisms of observed dependences are discussed. Considered effects are investigated both at interaction of light with the semispace and with the medium of finite thickness. The results of comparison of obtained results with the experimental data are presented.