#### УДК 548.0:532.783

# О НЕКОТОРЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ СРЕД СО СПИРАЛЬНОЙ ДИХРОИЧНОЙ СТРУКТУРОЙ

## г. а. варданян, а. а. геворгян, ж. о. ниноян

Московский государственный университет Ереванский государственный университет

### (Поступила в редакцию 8 августа 1995 г.)

Рассмотрены зависимости поляризационных характеристик сред со спиральной дихроячной структурой от анизотропии поглощения. Обнаружена резонансоподобная зависимость вращения от анизотропии поглощения. Изучено влияние диэлектрических границ на оптические свойства сред со спиральной дихроичной структурой.

### 1. Введение

Спиральные дихроичные среды представляют собой предельный случай холестерических жидких кристаллов (ХЖК) со стремящейся к нулю локальной анизотропией преломления [1]. Рассмотрение этого предельного случая имеет важное значение, поскольку обогащает наши представления об оптике спиральных периодических структур. Эти среды обладают рядом интересных свойств [1]. Дифракция света на этих структурах обусловлена анизотропией поглощения. В обычных ХЖК при наличии анизотропного поглощения действуют два механизма дифракции: один, обусловленный анизотропией преломления, другой —анизотропией поглощения. Обычно рассматриваются случан Res<sub>a</sub>≫Ims<sub>a</sub> (здесь s<sub>a</sub>=(s<sub>1</sub>-s<sub>2</sub>)/2, s<sub>1</sub>, s<sub>2</sub> -главные значения тензора диэлектрической проницаемости в плоскости, перпендикулярной оси среды), и эффекты, обусловленные анизотропией поглощения, перекрываются эффектами, обусловленными анизотропией преломления. Даже при условии Resa≤Imsa некоторые эффекты, обусловленные анизотропней поглощения, практически не могут наблюдаться в эксперименте, тогда как в изучаемых средах они могут наблюдаться также в пределах реально измеримых сигналов. Один из таких эффектов будет рассмотрен в данной работе. В работе представлены также некоторые новые результаты изучения оптических свойств этих сред.

#### 2. Прохождение линейно-поляризованного света через слой

Рассмотрим прохождение света при нормальном его падении на слой среды со спиральной дихроичной структурой, ось которого перпендикулярна граничным поверхностям. Считая, что на образец падает линейно-поляризованный свет с составляющими электрического поля  $E_x = \cos \Psi$ ,  $E_y = \sin \Psi$ , где  $\Psi$  — азимут поляризации падаюшей волны (т. е. угол между вектором Е и направлением директора на входной границе слоя), для компонентов амплитуд поля прошедшего через образец света получаем:

$$E_{i,y} = \{ [(S \pm M)E_{x,y} \pm NE_{y,x}] \cos(ad) + [NE_{x,y} + (M \mp S)E_{y,x}] \sin(ad) \} / \Delta, \quad (1)$$
  
rge

$$S = g \forall v [g \forall v (c_2 + c_1) - tu(w_1 s_1 + w_2 s_2)],$$

$$M = g \hbar \sqrt{v} [\sqrt{v} (c_2 - c_1) - tu(q_2 s_2 - q_1 s_1)],$$

$$N = g \hbar \sqrt{v} [ir_1(c_2 - c_1) - 2u \sqrt{v} (l_1 s_1 + l_2 s_2)],$$

$$\Delta = -b^3 r_2^2 + (b^3 r_2^2 + 2v g^3) c_1 c_2 + 2u^2 [v^3 g^3 \hbar^3 - r_1^2 (2b^3 m_2 + \hbar^2) + 4b^2 v (\hbar^2 - -2m_2)] s_1 s_2 - 2iu g \sqrt{v} (w_1 s_1 c_2 + w_2 s_2 c_1),$$

$$m_{1,2} = 1 \pm b^3, r_{1,2} = 1 \pm v, \ l_{1,2} = g \pm 2, \ w_{1,2} = r_1 (g \pm 2b^3) \pm v \hbar^2, \ q_{1,2} = r_1 \pm v g,$$

$$c_{1,2} = \cos(k_{1,2}d), \ s_{1,2} = \frac{\sin(k_{1,2}d)}{k_{1,2}d}, \ k_{1,2} = 2u \frac{\sqrt{m_1 \pm g}}{d}, \ u = \frac{\pi d \sqrt{\varepsilon_m}}{\lambda},$$

$$g=\sqrt{h^2+4b^2}, v=\frac{\varepsilon_m}{\varepsilon}, b=\frac{\lambda}{p\sqrt{\varepsilon_m}}, n=\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_m}, \varepsilon_m=\frac{(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}{2},$$

 $\lambda$ —длина волны в вакууме,  $a=2\cdot \pi/p$ , p—шаг спирали,  $\varepsilon$ —диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с обеих сторон с изучаемой средой, d—толщина слоя. Формулы существенно упрощаются при v=1, т. е. при рассмотрении случая минимального влияния диэлектрических границ. В этом случае они принимают следующий вид:

$$S = g[c_{1}+c_{1}-iu(l_{1}s_{1}-l_{2}s_{2})],$$

$$M = h[c_{2}-c_{1}-iu(l_{2}s_{2}-l_{1}s_{1})],$$

$$N = 2b[l(c_{2}-c_{1})-u(l_{1}s_{1}+l_{2}s_{2})],$$

$$\Delta = 2g[c_{1}c_{2}+l_{1}l_{2}u^{2}s_{1}s_{2}-iu(l_{1}s_{1}c_{2}-l_{2}s_{2}c_{1})].$$
(3)

Азимут поляризации φ и эллиптичность поляризации *е* прошедшей волны определяются следующими формулами [2]:

$$tg(2\varphi) = \frac{2Re(\chi)}{1-|\chi|^2}, \qquad (4)$$

$$e = tg(\vartheta), \tag{5}$$

где  $\sin(2\theta) = \frac{2 \text{Im}(\chi)}{1 + |\chi|^2}$ ,  $\chi = E_{ty}/E_{tx}$ .

Считая ad=2пп, n=1, 2, ..., для у получаем:

$$\chi = -\frac{2ib(f_2 - f_1)}{g(f_2 + f_1) + h(f_2 - f_1)},$$
(6)

где  $f_{1,2} = c_{1,2} \mp iul_{1,2}s_{1,2}$ .

Особенности зависимостей величин  $\varphi$  и *е* от длины волны и толщины слоя детально изучены в работе [1].

151

На рис. la представлена зависимость вращения φ от анизотропил поглощения (точнее от параметра ln(lm(2ε<sub>a</sub>)) при различных длина: волн падающего света.

Из рисунка видно, что сильное (резонансоподобное) изменени вращения происходит в интервале значения параметра in(Im(2ε<sub>m</sub>) от —3 до —1. При дальнейшем увеличении анизотропии поглощения происходит «насыщение».

На рис. 16 представлена зависимость эллиптичности е от параметра ln(lm(2sm)) при тех же длинах волн падающего света.



Рис. 1. Зависимость вращения  $\varphi$  (а) и эллиптичности е (б) от параметра  $\ln(\ln(2\varepsilon_m))$  при различных длинах волн падающего света. 1)  $\lambda_0 = p\sqrt{\text{Re}\varepsilon_m} = 0.63$  мкм (длина волны дифракционного отражения), 2) 0.62 мкм, 3) 0.64 мкм (вблизи  $\lambda_0$ ), 4) 0.4 мкм, 5) 1.0 мкм (вдали от  $\lambda_0$ ), Параметры слоя таковы:  $\text{Re}\varepsilon_m = 2.25$ ,  $\text{Re}\varepsilon_a = 0$ , p = 0.42мкм, d = 50p, v = 1.

Для понимания механизма выявленных закономерностей рассмо трим более простой случай, а именно, отражение света от полупро странства, заполненного средой со спиральной дихроичной структу рой. Поле в среде на расстоянии z от границы будет иметь вид [1,2]

 $\mathbf{E}(z,t) = [(E_1^+ e^{i(b+k_1)z} + E_2^+ e^{i(b+k_2)z})\mathbf{n}_+ (\xi_1 E_1^+ e^{i(-b+k_1)z} + \xi_2 E_2^+ e^{i(-b+k_2)z})\mathbf{n}_-]e^{-i\omega_1}$ (7)

где  $n_{\pm} = (x \pm y)/\sqrt{2}$  — орты круговых поляризаций,  $\zeta_{1,2} = -\hbar/[1-(b-1)+\eta_{1,2})^2]$ , а амплитуды  $E_{1,2}^{\pm}$  определяются из граничных условий и случае, когда на границу падает линейно-поляризованная, для кон кретности по оси *x*, волна, имеют вид:

(8

$$E_1^+ = -\sqrt{2}[(1+b+\eta_2) - \zeta_2(1-b+\eta_2)]/\Delta,$$

$$E_{2}^{+} = -\sqrt{2}[\zeta_{1}(1-b+\eta_{1})-(1+b+\eta_{1})]/\Delta,$$

где 
$$\Delta = \left[\frac{1+b+\eta_2}{1+b-\eta_1} - \frac{1+b+\eta_1}{1+b-\eta_2}\right]h, \ \eta_{1,2}\sqrt{m_1\pm g}.$$

152

Из (7) следует, что поворот плоскости поляризации  $\varphi(z)$  может быть представлен в виде двух слагаемых, одно из которых линейно зависит от z:

$$\varphi(z) = \varphi_0(z) + az, \tag{9}$$

где фо-поворот плоскости поляризации, если поле в среде представить в виде

$$\mathbf{E}(z,t) = [(E_1^+ e^{ik_1 z} + E_2^+ e^{ik_1 z})\mathbf{n}_+ + (\xi_1 E_1^+ e^{ik_1 z} + \xi_2 E_2^+ e^{ik_1 z})\mathbf{n}_-]e^{-i\omega t}.$$
 (10)

Вычисления показывают, что аналогичные (сильные) изменения величин  $\varphi(z)$  и е наблюдаются также в этом случае (только амплитуды изменений разные), т. е. эти эффекты обусловлены особенностями структуры среды. Из рис. 1 видно также, что сильные изменения величин  $\varphi(z)$  и е наблюдаются в областях дифракционного взаимодействия света со средой.

Как показывает детальный анализ, эти сильные изменения в зависимостях величин φ(z) и e от параметра ln(lm(2ε<sub>a</sub>)) обусловлены в основном сильными изменениями амплитуд четырех циркулярно поляризованных волн, возбуждаемых в среде (см. формулы (7) или (10)), а фазовые изменения не имеют решающего значения. Физическая причина указанных закономерностей заключается в следующем. При слабой анизотропии поглощения среда ведет себя как практически изотропная (напоминаем, что Reea=0), и поэтому в среде возбуждаются только две лево- и право- поляризованные волны с одинаковыми амплитудами и с одинаковыми фазовыми скоростями. По мере увеличения анизотропии поглощения взаимодействие света со средой приобретает дифракционный характер, и быстро начинают увеличиваться амплитуды двух других циркулярно-поляризованных волн, возбуждаемых в среде (на ее периодических неоднородностях). (При этом, как и в обычных спиральных средах со слабой анизотропией, амплитуда сдной из волн с недифрагирующей круговой поляризацией намного меньше амплитуд трех остальных). Это, естественно, приводит к дифракционному отражению света, увеличению эллиптичности поляризации и увеличению дифракционного вращения плоскости поляризации. При этом большую роль играют также само поглощение и разное поглощение разных собственных волн. Мнимые добавки резонансных (k2) и нерезонансных (k1) волновых векторов разные (это видно из выражения для k1 и k2), причем Imk, >Imk, С дальнейшим увеличегнем анизотропии поглощения эта разность быстро увеличивается. Увеличение мнимых частей k1 и k2 приводит к быстрому уменьшению амплитуд собственных волн, пропорциональных exp(-Imk1.2z), из-за того, что Imk, >Imk, быстро уменьшаются и с увеличением z становятся пренебрежимо малыми те амплитуды, которые пропорциональны exp(-Imk2z). Поэтому при достаточной удаленности от границы, в случае большой анизотропии поглощения, поле можно представить в виде

На рис. 1а представлена зависимость вращения ф от анизотропии поглощения (точнее от параметра ln(Im(2ε<sub>a</sub>)) при различных длинах волн падающего света.

Из рисунка видно, что сильное (резонансоподобное) изменение вращения происходит в интервале значения параметра ln(lm(2<sup>ε</sup><sub>m</sub>)) от —3 до —1. При дальнейшем увеличении анизотропии поглощения происходит «насыщение».

На рис. 16 представлена зависимость эллиптичности е от параметра ln(lm(2sm)) при тех же длинах волн падающего света.



Рис. 1. Зависимость вращения  $\varphi$  (а) и эллиптичности е (б) от параметра  $\ln(\ln(2\varepsilon_m))$  при различных длинах волн падающего света. 1)  $\lambda_0 = p\sqrt{\text{Re}\varepsilon_m} = 0.63$  мкм (длина волны дифракционного отражения), 2) 0.62 мкм, 3) 0.64 мкм (вблизи  $\lambda_0$ ), 4) 0.4 мкм, 5) 1.0 мкм (вдали от  $\lambda_0$ ), Параметры слоя таковы:  $\text{Re}\varepsilon_m = 2.25$ ,  $\text{Re}\varepsilon_a = 0$ , p = 0.42мкм, d = 50p, v = 1.

Для понимания механизма выявленных закономерностей рассмотрим более простой случай, а именно, отражение света от полупространства, заполненного средой со спиральной дихроичной структурой. Поле в среде на расстоянии z от границы будет иметь вид [1, 2]:  $E(z,t)=[(E_1^+e^{i(b+k_1)z}+E_2^+e^{i(b+k_2)z})n_+(\xi_1E_1^+e^{i(-b+k_1)z}+\xi_2E_2^+e^{i(-b+k_2)z})n_-]e^{-i\omega t},$ (7) где  $n_{\pm}=(x\pm y)/\sqrt{2}$  – орты круговых поляризаций,  $\zeta_{1,2}=-\hbar/[1-(b+k_2)z)$ 

где п $\pm$  ( $\chi \pm y$ )// 2 – оргы круговых поляризация,  $(1,2) = -n/[1-(0+ + \eta_{1,2})^2]$ , а амплитуды  $E_{1,2}^{\pm}$  определяются из граничных условий и в случае, когда на границу падает линейно-поляризованная, для кон-кретности по оси *x*, волна, имеют вид:

$$E_{1}^{+} = -\sqrt{2}[(1+b+\eta_{2})-\zeta_{2}(1-b+\eta_{2})]/\Delta,$$

$$E_{2}^{+} = -\sqrt{2}[\zeta_{1}(1-b+\eta_{1})-(1+b+\eta_{1})]/\Delta,$$

$$= \left[\frac{1+b+\eta_{2}}{2}-\frac{1+b+\eta_{1}}{2}\right]/b, \quad \eta_{2}\sqrt{m_{2}+\eta_{2}}$$
(8)

где  $\Delta = \left[\frac{1+b+\eta_2}{1+b-\eta_1} - \frac{1+b+\eta_1}{1+b-\eta_2}\right]h, \ \eta_{1,2}\sqrt{m_1\pm g}$ 

152

Из (7) следует, что поворот плоскости поляризации  $\varphi(z)$  может быть представлен в виде двух слагаемых, одно из которых линейно зависит от z:

$$\varphi(z) = \varphi_0(z) + az, \tag{9}$$

где фо-поворот плоскости поляризации, если поле в среде представить в виде

$$\mathbf{E}(z,t) = \left[ (E_1^+ e^{ik_1 z} + E_2^+ e^{ik_1 z}) \mathbf{n}_+ + (\xi_1 E_1^+ e^{ik_1 z} + \xi_2 E_2^+ e^{ik_2 z}) \mathbf{n}_- \right] e^{-i\omega t}.$$
(10)

Вычисления показывают, что аналогичные (сильные) изменения величин  $\varphi(z)$  и е наблюдаются также в этом случае (только амплитуды изменений разные), т. е. эти эффекты обусловлены особенностями структуры среды. Из рис. 1 видно также, что сильные изменения величин  $\varphi(z)$  и е наблюдаются в областях дифракционного взаимодействия света со средой.

Как показывает детальный анализ, эти сильные изменения в зависимостях величии  $\varphi(z)$  и е от параметра  $\ln(\operatorname{Im}(2\varepsilon_a))$  обусловлены в основном сильными изменениями амплитуд четырех циркулярно поляризованных волн, возбуждаемых в среде (см. формулы (7) или (10)), а фазовые изменения не имеют решающего значения. Физическая причина указанных закономерностей заключается в следующем. При слабой анизотропии поглощения среда ведет себя как практически изотропная (напоминаем, что Rega=0), и поэтому в среде возбуждаются только две лево- и право- поляризованные волны с одинаковыми амплитудами и с одинаковыми фазовыми скоростями. По мере увеличения анизотропии поглощения взаимодействие света со средой приобретает дифракционный характер, и быстро начинают увеличиваться амплитуды двух других циркулярно-поляризованных волн, возбуждаемых в среде (на ее периодических неоднородностях). (При этом, как и в обычных спиральных средах со слабой анизотропией, амплитуда одной из волн с недифрагирующей круговой поляризацией намного меньше амплитуд трех остальных). Это, естественно, приводит к дифракционному отражению света, увеличению эллиптичности поляризации и увеличению дифракционного вращения плоскости поляризации. При этом большую роль играют также само поглощение и разное поглощение разных собственных волн. Мнимые добавки резонансных (k2) и нерезонансных (k1) волновых векторов разные (это видно из выражения для k1 и k2), причем Imk, >Imk2. С дальнейшим увеличегнем анизотропии поглощения эта разность быстро увеличивается. Увеличение мнимых частей k1 и k2 приводит к быстрому уменьшению амплитуд собственных волн, пропорциональных exp(-Imk1.2z), из-за того, что Imk, >Imk, быстро уменьшаются и с увеличением z становятся пренебрежимо малыми те амплитуды, которые пропорциональны exp(-Imk,z). Поэтому при достаточной удаленности от границы, в случае большой анизотропии поглощения, поле можно представить в виде

 $E(z,t) = E_2 e^{ik_2 z} (n_+ + \xi_2 n_-) e^{-i\omega t}.$  (11)

Модуль отношения амплитуд  $\xi_2$  стремится к единице при  $\lambda \rightarrow \lambda_0$ , а при данной длине волны падающего света с увеличением анизотропии поглощения  $\xi_2$  увеличивается и медленно стремится к единице. Так что эллиптичность поляризации медленно уменьшается с увеличением анизотропии поглощения. А поворот плоскости поляризации, как видно из (11), определяется величинами реальных и мнимых частей  $\xi_2$ . Как показывают расчеты, с дальнейшим увеличением анизотропии поглощения разность реальных и мнимых часстей  $\xi_2$  меняется медленно, вследствие чего медленно меняется также поворот плоскости поляризации.

Рассмотренным ходом изменения амплитуд объясняется ход изменения поворота и эллиптичности не только в случае полубесконечной среды, но и для слоя среды конечной толщины.

Вычисления показывают, что аналогичные (резонансоподобные) изменения наблюдаются также в обычных средах со спиральной структурой. Но если в обычных спиральных структурах такое явление наблюдается при значениях коэффициента прохождения  $T \sim 10^{-10} - 10^{-11}$ , т. е. когда практически отсутствует прошедшая волна, то в этих средах это явление наблюдается при значениях T в интервале от  $10^{-2}$  до  $10^{-3}$ , т. е. при обозримых значениях коэффициента прохождения. Что же касается вопроса экспериментального обнаружения выявленных закономерностей, то, как нам кажется, при выборе ХЖК с возможно слабой анизотропией преломления и сильной анизотропией поглощения (при необходимости можно в ХЖК растворить соответствующий краситель) вполне возможно экспериментальное обнаружение выявленных закономерностей.

# 3. Влияние диэлектрических границ на амплитудные характеристики среды

Вычисление зависимости коэффициента отражения R от длины волны при v = 2.25 и v = 1/2.25 и сравнение этих результатов со случаем, когда v = 1, показывает:

а) результаты при v = 2.25 и v = 1/2.25 практически не отличаются друг от друга (например, на длине волны  $\lambda_0$  разность коэффициентов отражения составляет всего  $6 \cdot 10^{-6}$ );

б) в случаях v = 2.25 и v = 1/2.25 происходит уширение кривой стражения и уменьшение отражения на длине волны  $\lambda_0$ , соответствующее максимуму дифракционного отражения.

Таким образом, наличие диэлектрических границ эквивалентно эффективному уменьшению параметра дифракции  $d \cdot h/p$ . Такое явление наблюдается также в ХЖК при наличии поглощения [3]. Интересно отметить, что при отсутствии же поглощения наличие диэлектрических границ приводит к эффективному увеличению параметра dh/p. Чтобы дать более полное представление о влиянии диэлектрических границ, полезно было изучить также зависимость оптических характеристик от  $\epsilon$ . На рис. 2 представлены зависимости величин коэффициента отражения R (сплошные кр.), коэффициента прохождения T (пунктирные кр.) и величины Q=1-(R+T), характеризующей долю энергии света, поглошенной в образце (штрих-пунктирные кр.), от  $\epsilon$  на различных длинах волн.



Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения R, прохождения T и величины Q от є при различных длинах воли падающего света. 1) 0.63 мкм, 2) 0.627 мкм, 3) 0.624 мкм, 4) 0.55 мкм. Параметры слоя те же, что и на рис. 1.

В заключение отметим, что выявленный в работе [1] эффект уменьшения поглощения узлучения в среде со спиральной структурой при увеличении анизотропии поглощения проявляется также при рассмотрении задачи отражения света от полупространства, заполненного указанной средой. Действительно, если считать, что коэффициент прохождения в этом случае равен нулю, то Q=1-R. А это означает, что с увеличением анизотропии поглощения коэффициент отражения Rсначала должен уменьшаться, но затем, начиная с некоторого значепия, должен увеличиваться. Вычисления подтверждают сказанное.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г. А. Варданян, А. А. Геворгян. Кристаллография, 42, № 3 (1997).
- 2. Р. Аззам, Н. Башара. Эллипсометрия и поляризованный свет. Пер. с англ./Под ред. А. В. Ржанова и К. К. Свыташева. М., Мир, 1981, 584с.
- 3. А. А. Геворгян. Ученые записки ЕГУ, 3, 62 (1988).

# ዓኮ₽ՐՈՒԿ ՊԱՐՈՒՑՐԱՑԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔ ՈՒՆԵՑՈՂ ՄԻՋԱՎԱՑՐԵՐԻ ՈՐՈՇ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

9. U. JUPAUSUL, U. 2. 9040198UL, J. 2. LAUBUL

Դիտարկված են միջավայրի բևեռային բնուԹադրերի կախվածությունները կլանման անիզոտրոպիայից։ Հայտնաբերվել է բևեռացման հարթության պտույտի և էլիպսականության ուժեղ կախվածություն կլանման անիղոտրոպիայից։ Ուսումնասիրվել է նաև դիէլեկտրիկ սահմանների ազդեցությունը միջավայրի օպտիկական հատկությունների վրա։

## SOME OPTICAL PROPERTIES OF MEDIA WITH HELICAL DICHROIC STRUCTURE

## G. A. VARDANIAN, A. H. GEVORGIAN, and J. H. NINOJAN

Dependences of polarization characteristics of media with helical dichroic structure on the anisotropy of absorption are discussed. A strong dependence of the rotation on the anisotropy of absorption is obtained. The influence of dielectric boundaries on the optical properties of such media is studied as well.