

УДК 548.0

НЕКОТОРЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СРЕД СО СПИРАЛЬНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ И С БОЛЬШОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

О.М. АРАКЕЛЯН, А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 сентября 2000 г.)

Рассмотрено взаимодействие света со слоем среды со спиральной периодической структурой (СПС) при $\epsilon_m < 0$, $\delta > 1$ ($\epsilon_m = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$, $\delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2)/(\epsilon_1 + \epsilon_2)$, ϵ_1, ϵ_2 - главные значения локального тензора диэлектрической проницаемости). Показано, что в этом случае спектральная область распадается на три подобласти: области дифракционного и зеркального отражений и область пропускания между ними. Исследованы особенности поляризационных функций, характеризующих точное решение уравнений Максвелла для слоя СПС с большой диэлектрической анизотропией. Показано, что при наличии диэлектрических границ, при определенных поляризациях падающей волны в среде возбуждаются только три собственные моды.

Известно точное аналитическое решение уравнений Максвелла для сред со спиральной структурой [1-6]. Оптика сред со спиральной структурой достаточно хорошо развита для случая слабой анизотропии тензора диэлектрической проницаемости. В [7,8] начато построение оптики сред со спиральной структурой с большой $\delta \sim 1$ (а также огромной $\delta \gg 1$) анизотропией. Рассмотрены особенности собственных мод, решена граничная задача для полупространства и для слоя конечной толщины, изучено влияние диэлектрических границ. В [7,8] рассмотрен только случай $\epsilon_m > 0$. Однако вблизи узких и сильных линий поглощения возможна ситуация, когда $\epsilon_m < 0$ (при этом предполагается, что главные значения тензора диэлектрической проницаемости ϵ_1 и ϵ_2 имеют разные знаки). В этом случае картина существенно меняется.

В данной работе рассматривается именно этот случай. Показано, в частности, что при определенных условиях появляется область прохождения между областями дифракционного и зеркального отражений. Так как известно точное аналитическое решение граничной задачи прохождения света через слой СПС [9], то при вычислении оптических параметров среды с большой анизотропией и с $\epsilon_m < 0$ бу-

дем пользоваться некоторыми результатами этой работы. Для представления в чистом виде эффектов, связанных только с сильной анизотропией, будем предполагать, что главные значения тензора диэлектрической проницаемости не зависят от частоты.

В [10] для описания решения уравнений Максвелла для слоя СПС конечной толщины определен ряд поляризационных функций. В [11] изучены особенности собственных поляризаций и собственные значения передаточных функций для комплексной амплитуды для слоя СПС, а в [12] исследовано влияние диэлектрических границ на собственные поляризации. В настоящей работе приведены результаты изучения особенностей указанных поляризационных функций при большой анизотропии.

Отметим, что СПС можно создать также искусственно [13-17], и получение сред с отмеченными свойствами вполне реально. Поэтому актуально исследование оптических свойств таких сред, имеющих, на первый взгляд, экзотические особенности. Примерами сред со спиральной структурой являются холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектики и хиральные ферронематики, искусственные диэлектрические бианизотропные среды с хиральной структурой. Параметры этих сред легко управляемы, поэтому обсуждаемые свойства могут найти соответствующие применения. Большая анизотропия, в свою очередь, может также осуществляться, например, вблизи отдельных линий поглощения, когда одна из компонент тензора диэлектрической проницаемости намного больше другой или когда эти компоненты имеют разные знаки.

Рассмотрим распространение света в СПС вдоль оси спирали. Как известно, поле в среде в этом случае имеет вид [4]

$$E(z, t) = \sum_{j=1}^4 [E_j^+ n_{\pm} \exp(ik_j^+ z) + E_j^- n_{\pm} \exp(ik_j^- z)] \exp(-i\omega t), \quad (1)$$

где $n_{\pm} = (x \pm y) / \sqrt{2}$ — орты круговых поляризаций, k_j^+ и k_j^- — z -компоненты волновых векторов ($k_j^+ - k_j^- = 2a$, $a = 2\pi/\sigma$, σ — шаг спирали); они определяются из дисперсионного уравнения и имеют вид

$$\begin{aligned} k_j^+ &= 2\pi \sqrt{\epsilon_m (\chi \pm b^2)} / \lambda, \\ k_j^- &= 2\pi \sqrt{\epsilon_m (-\chi \pm b^2)} / \lambda. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\chi = \lambda / \sigma \sqrt{\epsilon_m}$, λ — длина волны в вакууме,

$$b^2 = \sqrt{1 + \chi^2 - \delta} \pm \gamma, \quad \gamma = \sqrt{4\chi^2 + \delta^2}, \quad \delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2) / (\epsilon_1 + \epsilon_2). \quad (3)$$

Волновые числа $K_j^{\pm} = 2\pi \sqrt{\epsilon_m} b^2 / \lambda$ в поворачивающейся вместе с ди-

ректором системе координат – реальные величины (при отсутствии поглощения), кроме области селективного отражения (ОСО), где резонансные волновые числа K_j^- становятся чисто мнимыми, причем уравнение $b^- = 0$ определяет границы этой области:

$$\lambda_{1,2} = \sigma \sqrt{\varepsilon_m (1 \pm \delta)}. \quad (4)$$

При $\delta > 1$ уравнение $b^- = 0$ имеет только одно решение. А это означает, что ОСО простирается от длины волны $\lambda = 0$ до λ_2 .

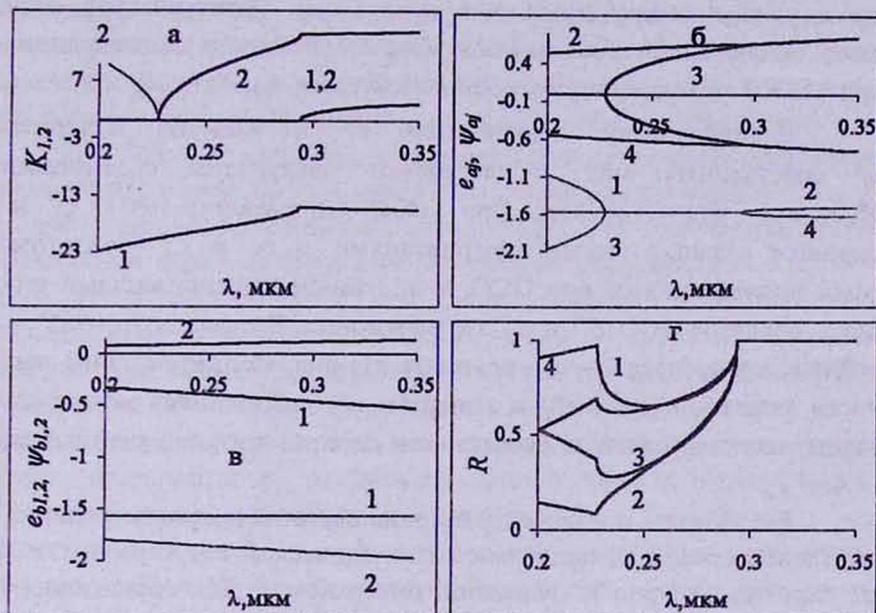


Рис.1. а) Зависимость реальных (сплошные кр.) и мнимых (штриховые кр.) частей волновых чисел $K_{1,2} = 2\pi \sqrt{\varepsilon_m} b^\pm / \lambda$ от длины волны λ . б) Зависимость эллиптичностей e_{aj} (сплошные кр.) и азимутов ψ_{aj} (штриховые кр.) ($j = 1, 2$) собственных мод от длины волны λ . в) Зависимость эллиптичностей e_{bj} (сплошные кр.) и азимутов ψ_{bj} (штриховые кр.) ($j = 1, 2$) от длины волны λ . $\varepsilon = 1$. г) Зависимость коэффициента отражения R от длины волны λ в случае отражения света от полупространства. $\varepsilon = 1$. Параметры среды таковы: $\text{Re}\varepsilon_m = -0.1$, $\text{Re}\delta = 5.0$, $\text{Im}\varepsilon_m = 0$, $\text{Im}\delta = 0$, $\sigma = 0.42 \mu\text{m}$.

В случае $\varepsilon_m < 0$ появляется еще одна характерная частота, определяемая условием $\gamma = 0$ ($\lambda_0 = \sigma |\delta| \sqrt{|\varepsilon_m|} / 2$). На длинах волн $\lambda > \lambda_0$ величина γ становится чисто мнимой и поэтому волновые числа k_j^\pm становятся комплексными. Уравнение $b = 0$, определяющее границы области дифракционного отражения, в этом случае имеет только одно решение $\lambda_2 = \sigma \sqrt{\varepsilon_m (1 - \delta)}$, причем $\lambda_2 < \lambda_0$. Таким образом, в этом случае в области длин волн $0 < \lambda < \lambda_2$ взаимодействие света со средой носит дифракцион-



ный характер. Область $\lambda_2 < \lambda < \lambda_0$ является областью пропускания. В области $\lambda > \lambda_0$ все волновые числа комплексные, поэтому здесь отражение носит не дифракционный, а зеркальный характер. На рис. 1а представлены зависимости волновых чисел от длины волны в случае $\epsilon_m < 0$.

Между E_j^+ и E_j^- имеют место соотношения

$$\zeta_j^a = E_j^- / E_j^+ = (1 - i\alpha_j) / (1 + i\alpha_j), \quad (5)$$

где $\alpha_{1,2} = [2\chi^2 - \delta \pm \gamma] / (2i\chi b^\pm)$, $\alpha_3 = -\alpha_1$, $\alpha_4 = -\alpha_2$. Величины ζ_j^a определяют поляризацию собственных мод. Особенности поляризации ζ_j^a при слабой анизотропии подробно обсуждены в работе [4].

Эллиптичности поляризации e_j^a и азимуты поляризации ψ_j^a собственных мод удовлетворяют следующим соотношениям: $e_{3,4}^a = -e_{1,2}^a$, $\psi_{3,4}^a = -(\psi_{1,2}^a + \pi)$. При слабой анизотропии ($\delta \ll 1$) ζ_1^a и ζ_3^a являются квазикруговыми поляризациями, а ζ_2^a и ζ_4^a — эллиптическими поляризациями вне ОСО и линейными поляризациями внутри ОСО. Вдали от ОСО ζ_1^a и ζ_3^a квазикруговые. В пределе $\lambda \rightarrow 0$ ζ_1^a — линейные, а в пределе $\lambda \rightarrow \infty$ — круговые. На рис. 1б представлены зависимости эллиптичностей $e_{1,2}^a$ и азимутов $\psi_{1,2}^a$ собственных мод от длины волны, иллюстрирующие особенности поляризации собственных мод в случае $\epsilon_m < 0$.

Рассмотрим нормальное падение света на полупространство, заполненное средой со спиральной периодической структурой. Ось среды перпендикулярна к граничной поверхности. Для составления граничных условий мы должны пользоваться выражением для поля в среде (1). При этом в суперпозиции (1) мы должны оставить те слагаемые, которые затухают, а не нарастают при распространении света вглубь среды. Поэтому получается, что при рассмотрении граничной задачи отражения света от полупространства СПС в сумме (1) $j = 1, 2$. При определенных поляризациях $\xi_j^b = E_{in}^- / E_{in}^+$ падающей волны (E_{in}^-, E_{in}^+ — циркулярные компоненты поля падающей волны) в среде не возбуждается одна из собственных волн E_j^\pm . Особенности поляризации ξ_j^b при слабой анизотропии обсуждены в [10]. При большой анизотропии неортогональность этих поляризаций становится значительной даже при отсутствии поглощения и при $\alpha = 1$. На рис. 1в представлены зависимости эллиптичностей $e_{1,2}^b$ и азимутов $\psi_{1,2}^b$ от длины волны, иллюстрирующие особенности поляризации ξ_j^b в случае большой анизотропии.

На рис. 1г представлены зависимости коэффициентов отражения от длины волны при падении на полупространство света с круговой поляризацией, совпадающей с винтом спирали (кр.1) и с обратной круговой поляризацией (кр.2), с линейной по оси x (кр.3) и по оси y

(кр.4) поляризациями. Как видно из рисунка, в области пропускания $\lambda_2 < \lambda < \lambda_0$ тоже имеет место достаточно сильное отражение, однако это отражение – френелевское и обусловлено сильным отличием $\sqrt{\epsilon_m}$ от $n_0 = \sqrt{\epsilon}$ (ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с обеих сторон со слоем рассматриваемой среды) и большими значениями анизотропии δ .

Рассмотрим отражение и прохождение света через слой СПС конечной толщины. Опять будем предполагать, что ось среды перпендикулярна к граничным поверхностям. Будем рассматривать случай нормального падения света на слой. При рассмотрении задачи распространения света через слой СПС конечной толщины можно определить уже четыре поляризационные функции ξ_j^b , поскольку в этом случае в среде возбуждаются все четыре собственные волны.

При рассмотрении задачи прохождения света через слой конечной толщины определяются также собственные поляризации ξ_1^o и ξ_2^o . Это две поляризации падающего света, которые не изменяются при его прохождении через систему. При отсутствии поглощения и при $\alpha = 1$ имеем $\xi_1^b = \xi_3^b = \xi_1^o$ и $\xi_2^b = \xi_4^b = \xi_2^o$. Эти поляризации не зависят от толщины слоя и совпадают соответственно с ξ_1^b и ξ_2^b полупространства. При слабой анизотропии они квазикруговые. С увеличением анизотропии они становятся эллиптическими и при огромной анизотропии – квазилинейными. При наличии поглощения или при $\alpha \neq 1$ все четыре поляризации ξ_j^b отличаются друг от друга и не совпадают с собственными поляризациями. А это означает, что, в отличие от случая отсутствия поглощения и $\alpha = 1$, когда в слое среды могут возбуждаться либо две, либо четыре собственные моды, в этом случае при определенных поляризациях падающего света могут возбуждаться три собственные моды: две, идущие вперед, и только одна, идущая назад, и наоборот. На рис.2а представлены зависимости эллиптичностей e_j^b и азимутов ψ_j^b ($j = 1, 2, 3, 4$) от длины волны, иллюстрирующие особенности поляризации ξ_j^b в случае большой анизотропии и при $\alpha \neq 1$.

На рис.2б представлена зависимость коэффициента отражения от длины волны при падении на слой света с круговой поляризацией, совпадающей с винтом спирали (кр.1) и с обратной круговой поляризацией (кр.2), с линейной по оси x (кр.3) и по оси y (кр.4) поляризациями.

Как показано в [7], спиральные периодические среды с большой анизотропией теряют свойство селективности по отношению к круговым поляризациям. В [8] показано, что спиральные периодические среды проявляют свойство селективности не по отношению к круговым поляризациям, а по отношению к собственным поляризациям. Одна собственная поляризация претерпевает дифракционное отражение, другая – нет. А потеря свойства селективности по отношению к

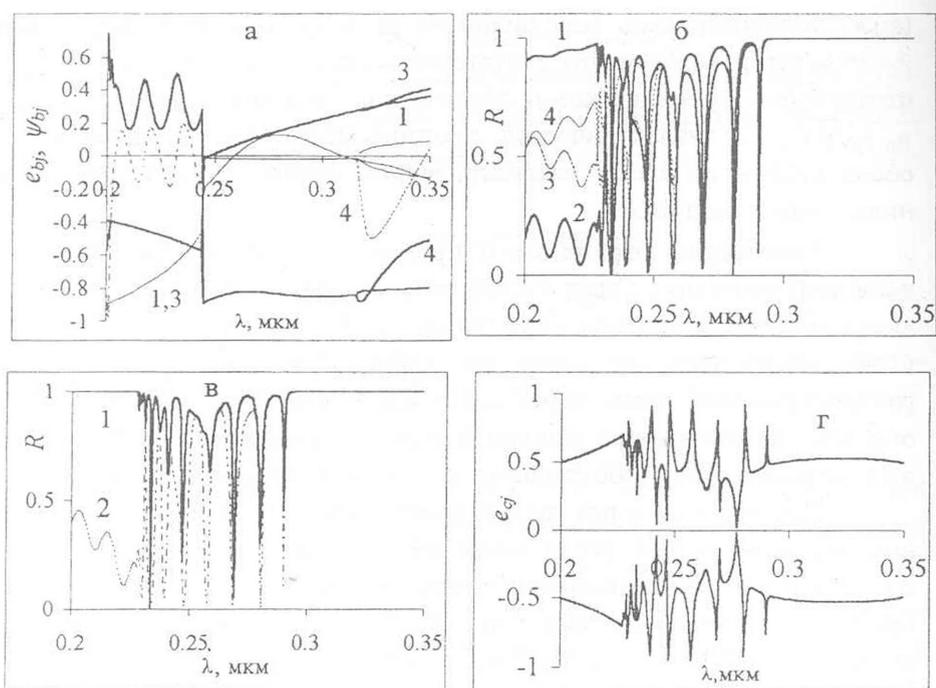


Рис.2. а) Зависимость эллиптичностей e_{bj} (сплошные кр.) и азимутов ψ_{bj} (штриховые кр.) ($j=1,2,3,4$) от длины волны λ . б) Зависимость коэффициента отражения R от длины волны λ в случае отражения света с круговыми и линейными поляризациями от слоя среды конечной толщины. в) Зависимость коэффициента отражения R от длины волны λ в случае отражения света с собственными поляризациями от слоя среды конечной толщины. г) Зависимость эллиптичностей собственных поляризаций от длины волны λ . $\varepsilon = 1$, $d = 7\sigma$. Остальные параметры слоя те же, что и на рис.1.

круговым поляризациям связана с изменениями собственных поляризаций с анизотропией. При слабой анизотропии собственные поляризации представляют собой две квазикруговые поляризации. С увеличением анизотропии эллиптичности собственных поляризаций уменьшаются и в пределе огромной анизотропии они представляют собой две квазилинейные поляризации. Именно этим объясняется изменение отражения в области селективного отражения света с различными поляризациями (рис.1г и рис.2б). На рис.2в представлена зависимость коэффициента отражения от длины волны при падении на слой света с дифрагирующей (кр.1) и обратной (кр.2) собственными поляризациями. На рис.2г представлена зависимость эллиптичностей собственных поляризаций от длины волны. Графики соответствуют случаю $\varepsilon_m < 0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hl. de Vries. Acta Cryst, 4, 219 (1951).
2. Е.И.Кац. ЖЭТФ, 59, 1854 (1970).

3. В.Н. Белый, А.Н. Сердюков. Докл. АН БССР, 18, 402 (1974).
4. В.А.Беляков. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. М., Наука, 1988.
5. С.Чадрасекар. Жидкие кристаллы. М., Мир, 1980.
6. О.С.Ерицян. Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, Айтастан, 1988.
7. Г.А.Варданыян, А.А.Геворгян, О.С.Ерицян и др. Кристаллография, 43, 793 (1998).
8. О.М. Аракелян, А.А. Геворгян, О.С. Ерицян. Изв. НАН Армении, Физика, 35, 255 (2000).
9. Г.А.Варданыян, А.А.Геворгян. Кристаллография, 42, 723 (1997).
10. А.А.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, 35, 202 (2000).
11. Г.А.Варданыян, А.А.Геворгян, О.С.Ерицян. Опт. и спектр., 85, 640 (1998).
12. А.А.Геворгян. ЖТФ, 70, 82 (2000).
13. Г.Герритсен, Р.Ямагучи. УФН, 107, 705 (1972).
14. О.С.Ерицян. Изв. НАН Армении, Физика, 33, 115 (1998).
15. D.Sunal Paul, A.Lakhtakia, M.Messier. Opt. Commun., 158, 119 (1998).
16. P.I.Rovira, R.A.Yarussi, R.W.Collins, R.Messier, V.C.Venugopal, A.Lakhtakia, K.Robbie, M.J.Brett. Appl. Phys. Lett., 71, 1180 (1997).
17. I.Hodgkinson, Q.H.Wu, B.Knight, A.Lakhtakia, P.I.Rovira. Appl. Opt., 39, 642 (2000).

**ՄԵԾ ԴԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊԻԱՅՈՎ ԵՎ ՊԱՐՈՒՅՐԱՅԻՆ
ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՈՎ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՈՐՈՇ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ**

Հ. Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Ա. Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Դիտարկված է պարբերական պարույրային կառուցվածքով միջավայրի շերտի փոխազդեցությունը լույսի հետ: Քննարկված է $\epsilon_m < 0$, $\delta > 1$ դեպքը ($\epsilon_m = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$, $\delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2)/(\epsilon_1 + \epsilon_2)$), որտեղ ϵ_1 -ը և ϵ_2 -ը լկալ դիէլեկտրական քննգործի զխավոր արժեքներն են): Ցույց է տրված, որ այս դեպքում սպեկտրալ տիրույթը տրոհվում է երեք ենթատիրույթների՝ հայելային և դիֆրակցիոն անդրադարձման տիրույթների և նրանց միջև գոյություն ունեցող անցման տիրույթի: Հետազոտված են բևեռացման ֆունկցիաների ստանճնահատկությունները, որոնք բնութագրում են Մարսվելի հավասարումների ճշգրիտ լուծումները մեծ անիզոտրոպիայով պարբերական պարույրային կառուցվածքով շերտի համար: Ցույց է տրված, որ դիէլեկտրական սահմանի սոկայություն դեպքում, որոշակի բևեռացմամբ ընկնող ալիքները միջավայրում զրգովում են միայն երեք սեփական մոդեր:

**SOME OPTICAL PROPERTIES OF MEDIA WITH A HELICAL
PERIODIC STRUCTURE AND LARGE DIELECTRIC ANISOTROPY**

H.M. ARAKELYAN, A.H. GEVORGYAN

The interaction of light with a layer of a helical periodic medium is studied. The case $\epsilon_m < 0$, $\delta > 1$ is considered ($\epsilon_m = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$, $\delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2)/(\epsilon_1 + \epsilon_2)$, ϵ_1 and ϵ_2 are the principal values of the dielectric constant tensor). It is shown that in this case the spectral region disintegrates into three regions: the regions of diffractive and mirror reflection and the transmission region between them. The peculiarities of polarization functions characterizing the exact solution of the Maxwell's equations for a layer of helical periodical medium with large anisotropy are investigated. It is shown that in the presence of dielectric boundaries, at definite polarizations of the incident wave, only three eigenmodes are excited in the medium.