

сечение поглощения активатора на частоте $\nu_{\text{возб}}$, ν_m — частота максимума спектра поглощения, зависящая от интенсивности возбуждения.

На рис. 2 и 3 приведены зависимости ν_m спектра поглощения активатора и интенсивности поглощения в максимуме от интенсивности возбуждающего света при увеличении интенсивности возбуждения (кривые 1) и уменьшении интенсивности возбуждения (кривые 2). В расчете были приняты следующие параметры: $\nu_0^a = 20\,000\text{ см}^{-1}$, $\nu_\infty^a = 18\,000\text{ см}^{-1}$, $\nu_{\text{возб}} = 17\,500\text{ см}^{-1}$, $\tau_c = 0,01\text{ с}$, $\tau_R = 0,1\text{ с}$, $\sigma = 4 \cdot 10^{-16}\text{ см}^2$, полуширина низкочастотного крыла спектра $\sim 300\text{ см}^{-1}$. Из рисунков видно, что данные зависимости имеют ярко выраженный гистерезисный вид. При времени жизни возбужденного (триплетного) состояния молекулы активатора порядка $0,01\text{ с}$ интенсивности возбуждения оказываются вполне приемлемыми для наблюдения указанных зависимостей в эксперименте.

1. Бахшиев Н. Г. Спектроскопия межмолекулярных взаимодействий. Л., 1972.
2. Мазуренко Ю. Т. // Квант. электроника. 1979. Т. 6. № 8. С. 1712.
3. Бахшиев Н. Г., Воропай Е. С., Гайсенон В. А., Гирин О. П., Саржевский А. М. // Оптика и спектроскопия. 1981. Т. 50. Вып. 6. С. 1117.
4. Бахшиев Н. Г., Гирин О. П. // Там же. 1982. Т. 52. Вып. 1. С. 12.
5. Они же. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 2. С. 318.
6. Бахшиев Н. Г. // Тр. ГОИ. 1979. Т. 45. Вып. 179. С. 3.
7. Аристов А. В., Бахшиев Н. Г., Кузин В. А., Питерская И. В. // Оптика и спектроскопия. 1971. Т. 30. Вып. 1. С. 143.
8. Гирин О. П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978. Т. 42. № 3. С. 550.
9. Гирин О. П., Бахшиев Н. Г. // Вестн. ЛГУ. Сер. 4: Физ. Хим. 1978. № 16. С. 141.
10. Бутыко А. И., Воропай Е. С., Жолнеревич И. И. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978. Т. 42. № 3. С. 626.
11. Богданов В. Л., Клочков В. П. // Оптика и спектроскопия. 1979. Т. 46. Вып. 1. С. 188.
12. Аристов А. В., Маслюков Ю. С. // Там же. 1978. Т. 45. Вып. 6. С. 1102.
13. Гирин О. П., Бахшиев Н. Г. // Там же. 1986. Т. 60. Вып. 2. С. 418.

Поступила в редакцию 11.04.94.

УДК 535.39

В. В. ЕРМАКОВ, І. В. СТАШКЕВИЧ

ВУГЛОВАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА АПТИЧНЫХ СИСТЕМ З АНИЗОТРОПНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

The angle characteristic of optical systems containing birefringent materials has been determined and its form for spherical refractive surface has been calculated.

Теорія айканала з'яўляецца эфектыўным метадам выўлення агульных заканамернасцяў распаўсюджання светлавых пучкоў. Адным са спосабаў вызначэння законаў параксіальнай аптыкі і аберацый ніжэйшых парадкаў у рамках гэтай тэорыі з'яўляецца прымяненне вуглавой характарыстыкі [1, 2]. Для ізатропных рэчываў тэорыя дастаткова развітая. Мэтай дадзенай работы з'яўляецца абгульненне разглядаемай тэорыі на выпадак анізатропных рэчываў — разлік вуглавой характарыстыкі аптычных сістэм, якія ўтрымліваюць крысталічныя элементы.

Нагадаем пастулаты, на аснове якіх будзе праводзіцца разлік вуглавой характарыстыкі. У адпаведнасці з прынцыпамі геаметрычнай аптыкі прамень распаўсюджваецца ў анізатропным рэчыве па прынцыпу Ферма [3], г. зн. прамень, што праходзіць праз пункты А і В, распаўсюджваецца ўздоўж той лініі, для якой даўжыня аптычнага шляху дасягае мінімальнага значэння. Хвалевымі паверхнямі называюць паверхні, ў якіх фаза хвалі аднолькавая. У адпаведнасці з [2] і [5] даўжыні аптычнага шляху рэальных промяняў паміж пунктамі, што знаходзяцца на адных і тых жа хвалевых паверхнях, роўныя. У адрозненне ад ізатропных рэчываў паказчык пераламлення для промяня ў анізатропным асяроддзі залежыць ад напрамку распаўсюджання, таму промні ў анізатропным рэчыве не артаганальныя хвалевай паверхні, а скорасць распаўсюджання энергіі не роўна фазовай скорасці. Паказчыкі пераламлення для промяня і фазовай нармалі, а таксама напрамкі промяняў і нармалей для аднавосевага крышталю звязаны паміж сабой суадносінамі [4]:

$$n = n_N SN \quad (1)$$

$$S/n = \hat{\epsilon} / (\epsilon_0 \epsilon_e) n_N N \quad (2)$$

дзе n — паказчык пераламлення для промня, n_N — паказчык пераламлення для нармалі, S — адзінкавы вектар ў напрамку промня, N — адзінкавы вектар нармалі, $\hat{\epsilon}$ — тэнзар дыэлектрычнай пранікальнасці, ϵ_0 , ϵ_e — галоўныя дыэлектрычныя пранікальнасці.

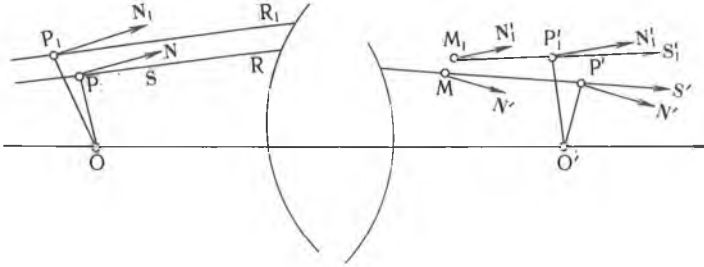


Рис. 1. Агульны выгляд аптычнай сістэмы для вызначэння параметраў промня праз вуглавую характарыстыку

Для разліку вуглавой характарыстыкі разгледзім аптычную сістэму, якая складаецца з анізатропных матэрыялаў (рыс. 1). У агульным выпадку першае і апошняе асяроддзе з'яўляюцца анізатропнымі. Няхай O і O' пачаткі каардынаты у прасторы прадметаў і відарысаў. Разгледзім у прасторы прадметаў два паралельных бясконца блізкіх промні R і R_1 , што распаўсюджваюцца ўздоўж адзінкавага вектара S . Пасля пераламлення ў прасторы відарысаў промні будуць распаўсюджвацца ўздоўж адзінкавых вектараў S' і S'_1 . Выберам на промнях у прасторы відарысаў пункты M і M_1 (ім адпавядаюць радыус-вектары M і M_1 у прасторы відарысаў) такія, што вектар $M - M_1$ будзе перпендыкулярны вектарам нармаляў N' і N'_1 промняў R і R_1 . Гэтыя пункты ў агульным выпадку будуць вызначацца адназначна. Вектары нармаляў звязаны з адзінкавымі вектарамі промняў суадносінамі (2). Выберам на промнях R і R_1 пункты P і P_1 у прасторы прадметаў, P' і P'_1 у прасторы відарысаў такія, каб радыус-вектары гэтых пунктаў у сваіх каардынатах P , P_1 , P' , P'_1 былі перпендыкулярныя адпаведным вектарам нармаляў N , N_1 , N' , N'_1 для промняў R і R_1 , і знойдзем прырост аптычнага шляху

$$dT = [P_1 P'_1] - [PP'].$$

Вектар $P - P_1$ перпендыкулярны N і N_1 , таму пункты P і P_1 знаходзяцца на адной хвалевай паверхні. Па аналогіі пункты M і M_1 таксама знаходзяцца на адной хвалевай паверхні. Тады, у адпаведнасці з названымі пастулатамі, $[P_1 M_1] = [PM]$ і $dT = [M_1 P'_1] - [MP']$.

Разлічым аптычныя шляхі $[M_1 P'_1]$ і $[MP']$:

$$M - P' = S' \mid P'M \mid$$

$$M_1 - P'_1 = S'_1 \mid P'_1 M_1 \mid.$$

Памножыўшы першую роўнасць на N' , а другую на N'_1 і ўлічыўшы, што $P'N' = 0$ і $P'_1 N'_1 = 0$, атрымаем

$$N'M = S'N' \mid P'M \mid \quad (3)$$

$$N'_1 M_1 = S'_1 N'_1 \mid P'_1 M_1 \mid$$

Улічыўшы, што

$$[M_1 P'_1] - [MP'] = n_1 \mid M_1 P'_1 \mid - n \mid MP' \mid$$

і ў адпаведнасці з (1) $NS = \frac{n}{n_N}$ з дапамогай (3) атрымаем

$$dT = n_1 M_1 - nM, \quad (4)$$

дзе $n = n_N N$ — вектар нармальнай рэфракцыі.

У каардынатым выглядзе $n = (p, q, m)$, $M = (X, Y, Z)$, а

$$n_1 = (p + dp, q + dq, m + dm), M_1 = (X + dX, Y + dY, Z + dZ).$$

Такім чынам:

$$dT = pdX + qdY + mdZ + Xdp + Ydq + Zdm.$$

Пры гэтым здабыткі другога парадку меншасці не ўлічваюцца. У сувязі з тым, што $(M_1 - M)n = 0$,

$$pdX + qdY + mdZ = 0.$$

I канчаткова

$$dT = Xdp + Ydq + Zdm. \quad (5)$$

Для вектара нармальнай рэфракцыі n выконваецца судачыненне [4]

$$n \hat{e} n = \epsilon_0 \epsilon_e. \quad (6)$$

Прадыферэнцаваўшы (6) з улікам таго, што тэнзар ϵ сіметрычны і ўлічыўшы (2), атрымаем $Sdn = 0$, або ў каардынатым выглядзе

$$S_x dp + S_y dq + S_z dm = 0.$$

Адсюль

$$dm = -(S_x/S_z)dp - (S_y/S_z)dq. \quad (7)$$

Падставіўшы (7) у (5), атрымаем

$$dT = (X - (S_x/S_z)Z)dp + (Y - (S_y/S_z)Z)dq, \\ \partial T/\partial p = X - (S_x/S_z)Z, \quad \partial T/\partial q = Y - (S_y/S_z)Z.$$

Правыя часткі гэтых выразаў роўныя каардынатам перасячэння промняў (x, y) з плоскасцю відарысаў $Z = 0$:

$$\partial T/\partial p = x, \quad \partial T/\partial q = y. \quad (8)$$

Па аналогіі атрымаем

$$\partial T/\partial p_0 = x_0, \quad \partial T/\partial q_0 = y_0, \quad (9)$$

дзе x_0, y_0 — каардынаты перасячэння промня з плоскасцю прадмета. Такім чынам, для знаходжання пункта перасячэння промня з плоскасцю прадмета ў і плоскасцю відарысаў дастаткова знайсці вуглавую характарыстыку для кампанентаў вектара нармальнай рэфракцыі і выкарыстаць формулы (8), (9).

Знойдзем вуглавую характарыстыку для сферычнай пераламляльнай паверхні, што раздзяляе два анізатропныя рэчывы. Такая паверхня апісваецца формулай:

$$z = (x^2 + y^2)/(2r) + (x^2 + y^2)^2/(8r^3). \quad (10)$$

Няхай з абодвух бакоў ад паверхні рэчывы з'ўляюцца аднароднымі і анізатропнымі (аднавосевымі). Галоўныя дыэлектрычныя пранікальнасці для гэтых рэчываў абазначым $\epsilon_{o0}, \epsilon_{e0}$ для першага асяроддзя і $\epsilon_{o1}, \epsilon_{e1}$ для другога. Адзінкавыя вектары восі першага і другога рэчыва абазначым як c_0 і c_1 . Аднясём вуглавую характарыстыку да каардынатыных сістэм, восі якіх паралельныя восям сістэмы з пачаткам у пункце O , а пачаткі знаходзяцца ў пунктах $O_0(0, 0, a_0)$ і $O_1(0, 0, a_1)$ (рыс. 2). Калі P — пункт перасячэння промня з пераламляльнай паверхняй, то адпаведна [2] — вуглавая характарыстыка T , роўная

$$T = (xp_0 + yq_0 + (z - a_0)m_0) - (xp_1 + yq_1 + (z - a_1)m_1), \quad (11)$$

дзе (x, y, z) — каардынаты пункта P у сістэме каардынат з пачаткам у O ; (p_0, q_0, m_0) , (p_1, q_1, m_1) — кампаненты вектара нармальнай рэфракцыі.

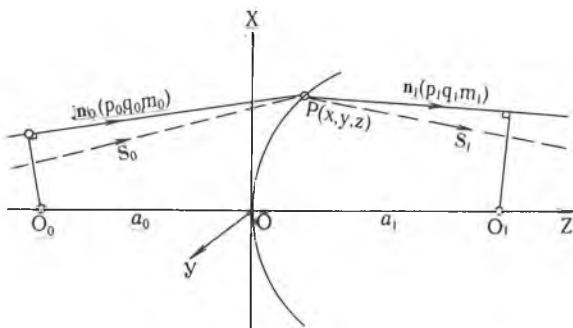


Рис. 2. Вуглавая характарыстыка сфэрычнай пераламляльнай паверхні

Вектар $N(p_0 - p_1, q_0 - q_1, m_0 - m_1)$ у анізатропным асяроддзі таксама як і ў ізатропным, адпаведна [4], перпендыкулярны да пераламляльнай паверхні. Такім чынам, калі (10) запісаць у выглядзе:

$$F(x, y, z) = z - (x^2 + y^2)/(2r) + (x^2 + y^2)^2/(8r^3) = 0,$$

то

$$\lambda(\partial F/\partial x) = p_0 - p_1,$$

$$\lambda(\partial F/\partial y) = q_0 - q_1,$$

$$\lambda(\partial F/\partial z) = \lambda = m_0 - m_1$$

і x, y выражаюцца праз p, q і m з дакладнасцю да велічынь трэцяга парадку. Далей па формуле (10) знаходзім z . Падставіўшы x, y і z у (9), знойдзем расклад вуглавой характарыстыкі да складнікаў чацвертага парадку ўключна па p і q у выглядзе:

$$T(p_0, q_0, m_0; p_1, q_1, m_1) = -m_0 a_0 + m_1 a_1 + r/(2(m_1 - m_0)) \times \\ \times [(p_0 - p_1)^2 + (q_0 - q_1)^2] - r/(8(m_1 - m_0)^2) [(p_0 - p_1)^2 + (q_0 - q_1)^2]^2. \quad (12)$$

У адрозненне ад ізатропных рэчываў тут суадносіны паміж кампанентамі вектара нармальнай рэфракцыі p, q, m маюць больш складаны характар. Так, судачыненне (6) для аднавосевага крышталю прымае выгляд [4]:

$$(n)^2 = \epsilon_e - \epsilon'(\mathbf{nc})^2,$$

дзе $\epsilon' = (\epsilon_e - \epsilon_o)/\epsilon_o$,

або ў каардынатым выглядзе

$$p^2 + q^2 + m^2 = \epsilon_e - \epsilon'(p\alpha + q\beta + m\gamma)^2.$$

Пасля рашэння гэтага квадратнага раўнання адносна m атрымаем:

$$m = \delta \sqrt{1 - \lambda} - \sigma, \quad (13)$$

дзе $\delta = n_e/(1 + \epsilon'\gamma^2)^{1/2}$,

$$\lambda = (\epsilon'(p\alpha + q\beta)^2 + (1 + \epsilon'\gamma^2)(p^2 + q^2))/((1 + \epsilon'\gamma^2)n_e^2),$$

$$\sigma = (\epsilon'\gamma(p\alpha + q\beta))/(1 + \epsilon'\gamma^2).$$

Раскладаем m па ступенях p і q :

$$m = \delta(1 - \lambda/2 - \lambda^2/8) - \sigma = \delta - \delta\lambda/2 - \delta\lambda^2/8 - \sigma, \quad (14)$$

гэтак сама

$$\frac{1}{m_1 - m_0} = \frac{1}{\delta_1 - \delta_0} + \frac{\sigma_1 - \sigma_0}{(\delta_1 - \delta_0)^2} + \frac{\delta_1 \lambda_1 - \delta_0 \lambda_0}{2(\delta_1 - \delta_0)^2} + \frac{(\sigma_1 - \sigma_0)^2}{(\sigma_1 - \sigma_0)^3}. \quad (15)$$

Калі падставіць (14, 15) у (12) і выдзеліць складнікі аднаго парадку, то канчаткова знойдзем вуглавую характарыстыку:

$$T(p_0, q_0, p_1, q_1) = T^{(0)} + T^{(1)} + T^{(2)} + T^{(3)} - T^{(4)},$$

дзе

$$T^{(0)} = -a_0 \delta_0 + a_1 \delta_1,$$

$$T^{(1)} = a_0 \delta_0 - a_1 \delta_1,$$

$$T^{(2)} = a_0/2\delta_0\lambda_0 - a_1/2\delta_1\lambda_1 + r/(2(\delta_1 - \delta_0))((p_0 - p_1)^2 + (q_0 - q_1)^2),$$

$$T^{(3)} = \frac{r(\sigma_1 - \sigma_0)}{2(\delta_1 - \delta_0)^2}((p_0 - p_1)^2 + (q_0 - q_1)^2), \quad (16)$$

$$T^{(4)} = \frac{a_0}{8}\delta_0\lambda_0^2 - \frac{a_1}{8}\delta_1\lambda_1^2 - \frac{r}{8(\delta_0 - \delta_1)^2}[(p_0 - p_1)^2 + (q_0 - q_1)^2]^2 + \\ + \frac{r}{2}\left(\frac{(\sigma_1 - \sigma_0)^2}{(\delta_1 - \delta_0)^3} + \frac{\delta_1\lambda_1 - \delta_0\lambda_0}{(\delta_1 - \delta_0)^3}\right)[(p_0 - p_1)^2 + (q_0 - q_1)^2].$$

Таксама, як і ў выпадку ізатропных рэчываў, для знаходжання вуглавой характарыстыкі двух пераламляльных паверхняў неабходна скласці вуглавую характарыстыкі кожнай паверхні. Пры гэтым адпаведныя каардынатыныя восі ўсіх сістэм павінны быць паралельнымі і прамежвая сістэма каардынат павінна супадаць для першай і другой паверхні, г. зн.

$$T(p_0, q_0; p_2, q_2) = T_1(p_0, q_0; p_1, q_1) + T_2(p_1, q_1; p_2, q_2). \quad (17)$$

Для выключэння велічынь p_1 і q_1 выкарыстоўваюцца теснасці:

$$\partial T_1/\partial p_1 = \partial T_2/\partial p_1, \quad \partial T_1/\partial q_1 = \partial T_2/\partial q_1, \quad (18)$$

Такім чынам, калі вядома вуглавая характарыстыка для адной пераламляльнай паверхні (16), з дапамогай формул (17) і (18) знойдзем вуглавую характарыстыку для любой цэнтраванай аптычнай сістэмы, што дазваляе па формулах (8) і (9) разлічыць яе аберацыі.

1. С л ю с а р е в Г. Г. Методы расчета оптических систем. Л., 1969.

2. Б о р н М., В о л ь ф Э. Основы оптики. М., 1970.

3. Г е л ь п е р н Д. Ю. Геометрическая оптика кристаллов //Тр. ГОИ. 1967. Т. 47. Вып. 181.

4. Ф е д о р о в Ф. И., Ф и л и п о в В. В. Отражение и преломление света прозрачными кристаллами. Мн., 1976.

5. К р а в ц о в Ю. А., О р л о в Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М., 1980.

Паступіла ў рэдакцыю 12.04.94.

УДК 541.141.1:546.57

А. И. СТАНКЕВИЧ, В. В. МОГИЛЬНЫЙ

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛАБОРАССЕИВАЮЩИХ ТЕРМОХРОМНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК, СОДЕРЖАЩИХ ТЕТРАИОДОМЕРКУРАТ СЕРЕБРА

Thermochromic polymer materials with low light-scattering level based on Ag_2HgI_4 are synthesized and studied. Their use as the reversible registering media for photothermal information recording is considered.

Термофотографические материалы, действие которых основано на температурной зависимости оптических характеристик, обладают рядом достоинств, в числе которых достаточно высокая чувствительность,