

լակային ճառագայթման բևեռացման հարցը: Ստացվել է ընդհանուր ուղղորդված առաջադրություն դրա ընդհանուր աստիճանի համար: Ուղղորդվածության և ուղղորդվածության սահմանային դիպքերում հետազոտվում է բևեռացման բնույթը՝ կախված ճառագայթման տեղիությունից և հաճախությունից, ինչպես նաև էներգիայից և մագնիսական դաշտի լարվածությունից:

ON THE POLARIZATION OF RADIATION EXCITED BY MAGNETO-COULOMB RADIATIVE COLLISION OF CHARGES

A. V. HAKOPYAN

The polarization of bremsstrahlung excited by radiative electron-ion collisions in the presence of external non-quantizing magnetic field has been investigated in quasi-classical approximation. A general relativistic expression for the degree of linear polarization is obtained. The nature of the dependence of polarization on the emission angle and radiation frequency, as well as on the magnetic field intensity and energy has been analyzed in limiting cases of nonrelativistic and ultrarelativistic velocities.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 191—196 (1990)

УДК 621.372

УСИЛЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ АЗИМУТА ПОЛЯРИЗАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИЯ АЗИМУТА ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПЛАСТИНКОЙ ИЗ НЕМАГНИТНОГО КРИСТАЛЛА С СОХРАНЕНИЕМ ПЛОСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

М. А. ГАНАПЕТЯН, О. С. ЕРИЦЯН

Ереванский государственный университет
(Поступила в редакцию 16 мая 1989 г.)

Рассмотрено нормальное прохождение плоскополяризованного света через плоскопараллельную пластинку из анизотропного негиротропного непоглощающего одноосного кристалла с разными знаками у компонент тензора диэлектрической проницаемости при произвольной ориентации оптической оси. Показано, что такая пластинка дает возможность усиливать (увеличивать) изменения азимута поляризации падающей волны, не являясь характерной для анизотропных пластинок эллиптичности поляризации в прошедшей волне.

1. Введение. Преобразование поляризации световой волны при ее прохождении через анизотропные и гироанізотропные кристаллы [1—3] дает большую информацию об их оптических параметрах; так, зависимость изменения азимута поляризации прошедшей волны от азимута поляризации падающей волны дает возможность изучать анизотропию, гиротропию и дихроизм кристалла [2], кривая зависимости разности азимутов поляризации падающей и прошедшей волн от азимута поляризации падающей волны имеет в полярных координатах симметрию, совпадающую с симметрией об-

ратного тензора диэлектрической проницаемости в плоскости фронта волны [3].

Нелинейная зависимость между азимутами поляризации падающей и прошедшей волн (Φ и Φ_0 соответственно) приводит к усилению (увеличению) изменений азимута поляризации падающей волны (УИАП) и стабилизации этого азимута [4], что дает возможность повысить чувствительность поляриметрических измерений, в частности, измерять малые повороты плоскости поляризации с их предварительным усилением (увеличением) с помощью анизотропной или гироанизотропной пластинки. Однако, при таком усилении (увеличении) изменений азимута поляризации и стабилизации появляется эллиптичность в поляризации прошедшей волны при плоской поляризации падающей волны. УИАП и стабилизация, основанные на прохождении света через линейно-дихроичную пластинку [5] и на отражении от изотропной среды при наклонном падении [6], свободны от недостатка возникновения эллиптичности, но сопровождаются уменьшением того изменения интенсивности, с помощью которого измеряется изменение азимута поляризации.

В настоящей работе изучена возможность осуществления такой ситуации, в которой в волне, прошедшей через анизотропную или гироанизотропную пластинку, не возникает эллиптичности, но УИАП остается, и найдены условия, налагаемые на параметры пластинки и длину волны, обеспечивающие УИАП без эллиптичности поляризации в прошедшей волне.

2. Прохождение света через пластинку. Пусть одноосная пластинка, у которой компоненты тензора диэлектрической проницаемости вдоль оптической оси и в перпендикулярном направлении имеют разные знаки [7], занимает область пространства $0 \leq z \leq d$. На границу $z = 0$ из области $z < 0$ (вакуум) падает в нормальном направлении плоская волна:

$$E(z, t) = E \exp i \left(\frac{\omega}{c} z - \omega t \right). \quad (1)$$

Направим ось x вдоль прямой, по которой плоскость, проходящая через оптическую ось нормально к границам пластинки (в данной ситуации эта плоскость — главное сечение кристалла) пересекается с границей $z = 0$. Тогда в необыкновенной волне электрическое поле будет иметь x - и z -компоненты, а в обыкновенной волне — y -компоненту. На рисунке приведено сечение поверхности волновых векторов указанной выше плоскостью. Оптическая ось совпадает с осью z' . Для определенности принято, что $\epsilon_{z'z'} < 0$, $\epsilon_{x'x'} > 0$. Случай, когда $\epsilon_{z'z'} > 0$, $\epsilon_{x'x'} < 0$, не отличается принципиально от рассматриваемого.

Из граничных условий непрерывности тангенциальных компонент полей получаем следующие выражения для x - и y -компонент амплитуды электрического поля прошедшей волны:

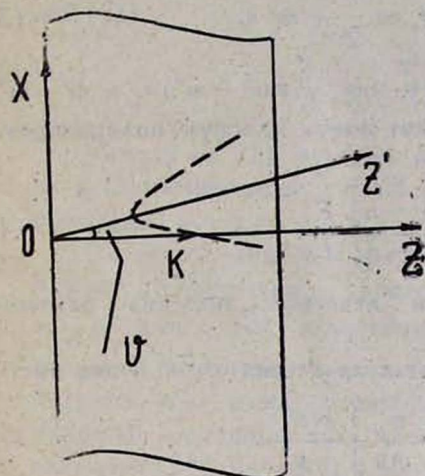
$$E_{1x} = \frac{4 n_x}{\sqrt{16 n_x^2 \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} n_x d + 4(1 + n_x^2) \sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} n_x d}} E_x e^{i\varphi_x}, \quad (2)$$

$$\varphi_x = \arctg((1 + n_x^2)(2n_x)^{-1} \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} n_x d),$$

$$E_{Ay} = \frac{4n_y}{\sqrt{16n_y^2 \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} n_y d + 4(1 + n_y^2)^2 \sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} n_y d}} E_y e^{i\varphi_y},$$

$$\varphi_y = \arctg((1 + n_y^2)(2n_y)^{-1} \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} n_y d),$$

где λ — длина волны света в вакууме,



k — волновой вектор необыкновенной волны при нормальном падении внешней волны на пластинку. Гипербола, показанная пунктиром — сечение плоскостью xz поверхности волновых векторов для необыкновенной волны. Оси x' и z' совпадают с главными направлениями тензора диэлектрической проницаемости кристалла. Ось z' параллельна оптической оси кристалла. Остальные пояснения даны в тексте.

$$n_y = \sqrt{\epsilon_{y'y'}} = \sqrt{\epsilon_{x'x'}},$$

(2a)

$$n_x = \frac{1}{\sqrt{(\cos^2 \vartheta / \epsilon_{x'x'}) - (\sin^2 \vartheta / \epsilon_{z'z'})}},$$

ϑ — угол между направлением распространения необыкновенной волны и оптической осью кристалла; при нормальном падении света на пластинку этот угол совпадает с углом между осями z и z' (см. рис.).

3. УИАП и стабилизация азимута поляризации. Если поверхность волновых векторов замкнутая, то n_y и n_x имеют близкие друг к другу значения (в случае замкнутой поверхности волновых векторов следует заменить в (2a) знак — на +), так как $|n_o - n_e|$ обычно мало. Поэтому, как следует из (2) и (2a), отношения $|E_{4x}|/|E_{4y}|$ и $|E_x|/|E_y|$ близки друг к другу. Тогда в отсутствие разности фаз между E_{4x} и E_{4y} (или когда разность фаз равна $m\pi$, где m — целое число) производная $d\Phi_4/d\Phi$, характеризующая УИАП, по абсолютному значению близка к единице (см. ниже, формулу (6)). Это означает, что наблюдаемые относительно большие значения коэффициента увеличения (усиления) изменений азимута поляризации при близких друг к другу значениях показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн [8] — результат присутствия разности фаз между этими волнами, значительной также при малом отличии n_x и n_y друг от друга (в рассматриваемом нами случае $n_y = n_0$). Но,

как раз, эта разность фаз и нежелательна, так как приводит к эллиптической поляризации прошедшей волны.

При сильном же отличии n_y и n_x друг от друга, что имеет место в случае открытой поверхности волновых векторов, отношение $|E_{4x}|/|E_{4y}|$ может сильно отличаться от $|E_x|/|E_y|$. Тогда УИАП (и стабилизация) может иметь место и в отсутствие разности фаз. Рассмотрим такую возможность.

Эллиптичность отсутствует, если $\varphi_x - \varphi_y = m\pi$, где m — целое число. Ниже найдено подмножество решений уравнения $\varphi_x - \varphi_y = m\pi$.

Пусть

$$\varphi_x = \frac{\pi}{2} + m'\pi, \quad \varphi_y = \frac{\pi}{2} + m''\pi, \quad (3)$$

где m' и m'' — целые числа. Так как $\varphi_x - \varphi_y = (m' - m'')\pi$, а $m' - m''$ — целое число, то прошедшая волна будет иметь плоскую поляризацию. При выполнении (3) будем иметь:

$$\frac{E_{4y}}{E_{4x}} = \pm \frac{n_y}{n_x} \cdot \frac{1 + n_x^2 \frac{E_y}{E_x}}{1 + n_y^2 \frac{E_y}{E_x}} \quad (4)$$

(двум знакам соответствуют четные и нечетные значения разности $|m' - m''|$).

Отсчитывая азимуты поляризации от направления оси x , будем иметь:

$$\operatorname{tg} \Phi_4 = \pm \eta \operatorname{tg} \Phi, \quad \eta = \frac{n_y}{n_x} \frac{1 + n_x^2}{1 + n_y^2}, \quad (5)$$

откуда

$$f = \frac{d\Phi_4}{d\Phi} = \pm \eta \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \Phi}{1 + \eta^2 \operatorname{tg}^2 \Phi}. \quad (6)$$

Величина $|f|$, в зависимости от Φ , меняется от η до $1/\eta$. Следовательно, УИАП и стабилизация будут иметь место, если $\eta \neq 1$. При $\eta > 1$ наибольшее УИАП получается при $\Phi = 0$ (тогда $|f|_{\max} = \eta$), а наилучшая стабилизация — при $\Phi = \frac{\pi}{2}$ (тогда $|f|_{\min} = 1/\eta$). При $\eta < 1$ наибольшее УИАП получается при $\Phi = \frac{\pi}{2}$ (тогда $|f|_{\max} = 1/\eta$), а наилучшая стабилизация — при $\Phi = 0$ (тогда $|f|_{\min} = \eta$).

Можно убедиться, что соотношение $\varphi_x - \varphi_y = m\pi$ имеет место (m — целое число), если имеют место соотношения (см. (2), (3))

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_x d = \frac{\pi}{2} + m'\pi, \quad \frac{2\pi}{\lambda} n_y d = \frac{\pi}{2} + m''\pi. \quad (7)$$

Пусть m' и m'' — заданные числа. Тогда из (7) получаем

$$d = \frac{2m'' + 1}{4n_y} \lambda, \quad n_x = \frac{2m' + 1}{2m'' + 1} n_y. \quad (8)$$

Если $n_y \ll n_x$, то, согласно (5), (6), величина η будет сильно отличаться от 1, что необходимо для УИАП и стабилизации. Согласно (8), соотношение $n_y \ll n_x$ будет иметь место, если

$$m' \gg m''. \quad (9)$$

Угол θ , при котором n_x удовлетворяет второму из соотношений (8), определяется из уравнения (см. (2a))

$$1 / \sqrt{(\cos^2 \theta / \epsilon_{x'x'}) - (\sin^2 \theta / |\epsilon_{z'z'}|)} = \frac{2m' + 1}{2m'' + 1} n_y. \quad (10)$$

Для η получаем (из второго из соотношений (5) и второго из соотношений (8))

$$\eta = \frac{1}{a} \frac{1 + a^2 n_y^2}{1 + n_y^2}, \quad a = \frac{2m' + 1}{2m'' + 1}. \quad (11)$$

Исходя из (7), находим условия, налагаемые на параметры пластины и обеспечивающие УИАП в отсутствие эллиптичности поляризации в прошедшей волне.

Таким образом, для получения УИАП и стабилизации с сохранением плоской поляризации в прошедшей волне, задаются целые числа m' и m'' , $m' \gg m''$. По значениям λ , n_y и m'' определяется необходимая толщина пластинки d по первому из соотношений (8). Из (10) определяется угол между оптической осью и нормалью к границе кристаллической пластинки, при котором удовлетворяется также второе из соотношений (8). Величина η определяется из (11).

Пусть, например, $m'' = 3000$. Тогда $d = 1000,16\lambda$. Считая $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см, получаем $d \cong 0,5$ мм. При $m' = 18000$, $n_y = 1,5$ (что соответствует значениям $\epsilon_{y'y'}$ и $\epsilon_{x'x'}$, равным 2,25) из (8) будем иметь $n_x = 9$. Для η получаем $\eta = 4$. Угол θ определяется из (10):

$$\frac{\cos^2 \theta}{\epsilon_{x'x'}} - \frac{\sin^2 \theta}{|\epsilon_{z'z'}|} = \frac{1}{81}. \quad (12)$$

Из этого соотношения определяется θ при заданных $\epsilon_{x'x'}$ и $\epsilon_{z'z'}$:

$$\cos^2 \theta = \frac{\frac{1}{|\epsilon_{z'z'}|} + \frac{1}{81}}{\frac{1}{|\epsilon_{z'z'}|} + \frac{1}{\epsilon_{x'x'}}}. \quad (13)$$

При выбранном выше значении $\epsilon_{x'x'} = 2,25$ автоматически удовлетворяется неравенство $\cos^2 \theta < 1$ ($(1/\epsilon_{x'x'}) > 1/81$; см. (13)).

В конце отметим, что с приближением угла θ к значению $\theta_0 = \arctg \sqrt{\frac{|\epsilon_{z'z'}|}{\epsilon_{x'x'}}}$ величина n_x неограниченно растет, что приводит к неограниченному возрастанию максимального значения коэффициента УИАП. Однако при значениях θ , близких к θ_0 мнимые части по-

казателей преломления (n_x , n_y) становятся значительными, и поглощение, которое нами не учтено выше, становится существенным. (Так, при $\varepsilon_x^{-1} = 0,5 - i \cdot 10^{-4}$, $\varepsilon_y^{-1} = -0,5 - i \cdot 10^{-4}$ мнимая часть величины n_x может принимать значение порядка 10). Учету поглощения будет посвящено следующее сообщение авторов.

В заключение укажем на работу [9], в которой найдены условия круговой и плоской поляризации волны, прошедшей через оптически активную пластинку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бокуть Б. В., Гирзель С. С. Оптика и спектр, 49, 920 (1980).
2. Гречушников Б. Н. и др. Кристаллография, 25, 603 (1980).
3. Меркулов В. С. Кристаллография, 30, 325 (1985).
4. Ерицян О. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 70 (1984); 21, 12 (1986).
5. Запасский В. С. ЖПС, 37, 181 (1982).
6. Свиташев К. К., Хасанов Т. Оптика и спектр, 54, 538 (1983).
7. Ерицян О. С. Кристаллография, 33, 461 (1978).
8. Геворгян А. А. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 100 (1987).
9. Шамбуров В. А. и др. Кристаллография, 13, 273 (1968).

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ԱԶԻՄՈՒՏԻ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՄԸ ԵՎ ԱՅՐ ԱԶԻՄՈՒՏԻ ԿԱՑՈՒՆԱՑՈՒՄԸ ՈՉ-ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ
ԶՎԱՆՈՂ ՀԱՐԹ ԶՈՒԳԱՀԵՐ ՇԵՐՏԻ ՄԻՋՈՑՈՎ՝ ՀԱՐԹ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ
ՊԱՀՊԱՆՄԱՄԲ

Մ. Ա. ԳԱՆԱՊԵՏՅԱՆ, Հ. Ս. ԵՐԻՏՅԱՆ

Քննարկված է հարթ բևեռացած լույսի անցումը հարթ-զուգահեռ շերտով: Վերլուծված են այնպիսի իրադրություններ, որոնցում հնարավորությունները, երբ շերտն ուժեղացնում է բևեռացման աղիմուտի փոփոխությունները, առանց անցած լույսի բևեռացման էլիպսականություն առաջացնելու: Վերնադրում նշած շերտի համար ստացված են այն պայմանները, երբ տեղի ունի ուժեղացում՝ միաժամանակ հարթ բևեռացման պահպանմամբ:

AMPLIFICATION OF POLARIZATION AZIMUTH VARIATIONS AND ITS STABILIZATION BY A NONMAGNETIC AND NONABSORBING CRYSTAL CONSERVING THE PLANE POLARIZATION OF LIGHT

M. A. GANAPETYAN, H. S. ERITSYAN

The propagation of linearly polarized light through a plate of anisotropic, nongyrotropic uniaxial nonabsorbing crystal has been considered. It is shown that the utilization of such a plate allows one to amplify (increase) the polarization azimuth variations without the development of polarization ellipticity of transmitting wave, that is characteristic for anisotropic plates. The conditions of amplification conserving the plane polarization of the incident wave are obtained.