

Посвящается памяти Ф.И. Федорова

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ПОГЛОЩАЮЩИХ КРИСТАЛЛАХ РОМБИЧЕСКОЙ СИНГОНИИ

© 2011 г. А. Ф. Константинова, Т. Г. Головина, Б. В. Набатов, Е. А. Евдищенко,
К. К. Константинов*

Институт кристаллографии РАН, Москва

E-mail: afkonst@ns.crys.ras.ru

**ООО "ЮФК Сервис", Москва*

Поступила в редакцию 11.01.2011г.

Рассмотрены особенности проявления оптической активности и поглощения в кристаллах ромбической сингонии класса 222. Проанализировано влияние каждого из эффектов на величины эллиптичностей собственных волн. Подробно рассмотрены зависимости азимута, эллиптичности и интенсивности прошедшего света вблизи и вдали от направления оптических осей. Показано, в каких случаях можно пользоваться приближенными соотношениями, полученными без учета многократных отражений и неортогональности собственных волн в кристалле. Проанализированы отличия смоделированных коноскопических картин двусосных поглощающих оптически активных кристаллов по сравнению с картинами кристаллов, не обладающих оптической активностью или поглощением.

ВВЕДЕНИЕ

Ф.И. Федоров при развитии ковариантных методов в кристаллооптике [1] уделял большое внимание вопросу оптической активности кристаллов [2]. Несмотря на то что некоторые задачи, касающиеся явления оптической активности, были приближенно решены в [3, 4] без учета многократных отражений, многие другие задачи остались нерешенными. Поэтому первые аспиранты Федора Ивановича – Б.В. Бокуть, Л.М. Барковский, В.В. Филиппов, А.Н. Сердюков, В.В. Шепелевич, А.Ф. Константинова и другие занимались решением широкого спектра задач данного направления в оптике анизотропных сред. В книге Ф.И. Федорова "Теория гиротропии" [2], а затем в работах его учеников и последователей были изучены некоторые особенности распространения света в поглощающих оптически активных кристаллах. Особенно сложными являются двусосные поглощающие кристаллы. В работах, посвященных этой тематике, было показано, что в двусосных поглощающих кристаллах собственные волны неортогональны, и считать их эллиптичности равными можно с еще большей ошибкой, чем в одноосных кристаллах [2, 5–7]. В [5–7] показано, что в низкосимметричных оптически активных поглощающих кристаллах вблизи оптических осей различие в абсолютных значениях эл-

липтичностей волн и их неортогональность могут быть весьма существенны и оказывать значительное влияние на точность расчетов параметров прошедшего света. Аналитические выражения для параметров поляризации собственных волн в таких кристаллах могут быть получены, но учитывая, что тензор диэлектрической проницаемости в этом случае комплексный, они должны быть весьма громоздки и неудобны для анализа. Из-за этого в [5–7] были получены приближенные выражения без учета неортогональности собственных волн, а для параметров прошедшего света – и без учета многократных отражений. Для практического использования полученных решений необходимы выражения, позволяющие рассчитывать параметры поляризации (эллиптичности и азимуты) собственных волн, распространяющихся в кристалле, и величины их показателей преломления.

В настоящей работе проведено сравнение рассчитанных точно и по приближенным соотношениям значений эллиптичностей собственных волн и характеристик прошедшего света для двусосных оптически активных поглощающих кристаллов при нормальном падении света.

Точные значения параметров поляризации собственных волн в оптически активных кристаллах можно рассчитать, используя разработанные авторами предлагаемой статьи программы в

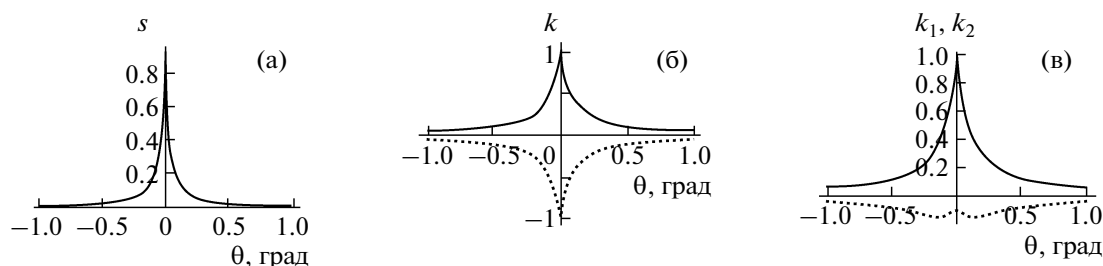


Рис. 1. Зависимости эллиптичностей собственных волн в ромбическом кристалле класса 222 от изменения угла θ : а – кристалл поглощающий, б – оптически активный, в – оптически активный поглощающий; значения показателей преломления и коэффициентов оптической активности $N_1 = 1.645 + i \times 1 \times 10^{-4}$, $N_2 = 1.65 + i \times 1.5 \times 10^{-4}$, $N_3 = 1.68 + i \times 2 \times 10^{-4}$, $\alpha_{11} = -2.5 \times 10^{-5} - i \times 1.5 \times 10^{-7}$, $\alpha_{22} = -3 \times 10^{-5} - i \times 2 \times 10^{-7}$, $\alpha_{33} = 4 \times 10^{-5} + i \times 3 \times 10^{-7}$.

системе "Mathematica", основанные на матричном методе Берремана [8–10]. Под точными значениями параметров прошедшего света имеются ввиду результаты их вычислений с учетом многократных отражений по методу Берремана [8]. Приближенные вычисления проведены по формулам, полученным в [5–7].

Представляет интерес выяснить, насколько различаются в этих случаях эллиптичности собственных волн, а также интенсивность, азимут и эллиптичность вышедшей из кристалла волны. Интересно также провести моделирование конусокопических фигур таких кристаллов и сравнить их с картинами активных непоглощающих и неактивных поглощающих двуосных кристаллов. Этим аспектам и посвящена данная работа.

ЭЛЛИПТИЧНОСТИ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН

Надо иметь в виду, что в низкосимметричных поглощающих оптически активных кристаллах тензор диэлектрической проницаемости ϵ и тензор гирации α имеют действительные и мнимые части, которые приводятся к диагональному виду в единой системе координат только для ромбических кристаллов класса 222 [2]. В данной работе все выводы будут относиться только к этим кристаллам.

В этом случае

$$N = n + ik, \quad \epsilon = \epsilon' + i\epsilon'', \quad \alpha_{ij} = \alpha'_{ij} + i\alpha''_{ij},$$

где N – комплексный показатель преломления, n – показатель преломления, k – показатель поглощения.

Для того чтобы внести ясность в дальнейшее изложение, остановимся на некоторых подробностях. Во-первых, в двуосном кристалле класса 222 при наличии поглощения каждая из двух оптических осей, которые существовали в отсутствие поглощения ("исходные" оптические оси), симметрично расщепляется на две, расположенные в плоскости, перпендикулярной плоскости двух "исходных". Эти четыре оси называются

круговыми оптическими осями, вдоль каждой из них может распространяться одна волна с эллиптичностью, равной единице. Угол раствора этих осей тем больше, чем больше величина поглощения [5]. Эллиптичности собственных волн в поглощающем двуосном кристалле обозначают s (рис. 1а).

Во-вторых, если двуосный кристалл оптически активный и прозрачный, то вдоль оптической оси распространяются две волны с противоположным обращением и эллиптичностью k , равными единице (рис. 1б).

Рассмотрим более внимательно особенности изменения эллиптичностей вблизи оптических осей таких кристаллов, хотя некоторые вопросы были решены в [5–7]. Для оптически активных поглощающих кристаллов показано, что эллиптичность собственных волн в направлениях, отличных от оптических осей, можно вычислять как сумму эллиптичности s , связанной только с поглощением, и эллиптичности k , связанной только с активностью [5–7]:

$$k_1 = s + k, \quad k_2 = s - k. \quad (1)$$

На рис. 1 хорошо видно, как при нормальном падении света при наличии поглощения (рис. 1а) или оптической активности (рис. 1б) меняется эллиптичность обеих волн в зависимости от угла θ между нормалью к поверхности и оптической осью. При наличии как поглощения, так и оптической активности (рис. 1в), при распространении света вдоль оптической оси эллиптичность одной из собственных волн по модулю не равна единице, а другой близка к единице. В зависимости от соотношений между поглощением, активностью и величиной двупреломления разница между эллиптичностью может быть различна.

При получении приближенного решения предполагалось, что собственные волны возбуждаются в кристалле такими, что эллипс поляризации одной из них вписан в эллипс поляризации другой и, следовательно, существуют точки касания этих эллипсов [6]. Из точных численных рас-

четов следует, что у эллипсов поляризации собственных волн нет точек касания. Расстояние между ближайшими точками невелико, поэтому соответствующие рисунки не приводятся.

ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ И ИНТЕНСИВНОСТЬ ПРОШЕДШЕГО СВЕТА

Посмотрим, как изменяются в зависимости от азимута α поляризации падающего света азимут χ , эллиптичность $\text{tg}\gamma$ и интенсивность прошедшего света I в поглощающих оптически активных кристаллах в направлении оптической оси и при удалении от нее. Для этого сравним результаты приближенных и точных вычислений. В [5–7] было показано, что приближенные выражения имеют вид:

для азимута χ света, прошедшего через пластинку

$$\begin{aligned} \text{tg}2\chi = & \frac{(1-s^2+k^2)^2}{1+s^2-k^2} \left\{ \sin 2\alpha \cos \Delta - \times \right. \\ & \times \frac{2 \sin \Delta}{1-s^2+k^2} [s+k \cos 2\alpha] \times \\ & \times \left[e^\delta \cos^2 \alpha - e^{-\delta} \sin^2 \alpha + (s^2-k^2) \times \right. \\ & \times (e^{-\delta} \cos^2 \alpha - e^\delta \sin^2 \alpha) + \frac{2k(1-s^2+k^2)}{1+s^2-k^2} \times \\ & \times \sin 2\alpha \sin \Delta + \frac{4}{(1+s^2-k^2)} \times \\ & \left. \left. \times (k[s+k \cos 2\alpha] \cos \Delta - s[k+s \cos 2\alpha] \cosh \delta) \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (2)$$

для угла эллиптичности γ прошедшего света

$$\begin{aligned} \sin 2\gamma = & [[1 - (s^2 - k^2)^2] \sin 2\alpha \sin \Delta - 2(s - k) \times \\ & \times [e^{-\delta} + e^\delta (s^2 - k^2) - (1 + s^2 - k^2) \cos \Delta] \sin^2 \alpha - \\ & - 2(s + k)[e^{-\delta} (s^2 - k^2) + e^\delta - \\ & - (1 + s^2 - k^2) \cos \Delta] \cos^2 \alpha \times \{ e^\delta \cos^2 \alpha + \\ & + e^{-\delta} \sin^2 \alpha - 2(s^2 - k^2) \cosh \delta - \\ & - 4s(s + k \cos 2\alpha)(\cos \Delta - \cosh \delta) - \\ & - 2s(1 - s^2 + k^2) \sin 2\alpha \sin \Delta \}^{-1}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь α – азимут поляризации падающего света, $\Delta = \frac{2\pi d(n_2 - n_1)}{\lambda}$, $\delta = \frac{2\pi d(\kappa_2 - \kappa_1)}{\lambda}$, d – толщина пластинки, λ – длина волны.

Сравним также интенсивность прошедшего света для разных азимутов α поляризации падающего нормально на пластинку света при параллельных и скрещенных поляризаторах и посмот-

рим разницу между точными и приближенными значениями.

Выражение для интенсивности записывается в виде [7]:

$$I = I_0 M (a + b_1 \cos 2\alpha + b_2 \sin 2\alpha + c_1 \cos 4\alpha + c_2 \sin 4\alpha) \quad (4)$$

$$M = \frac{e^{-\zeta}}{4(1-s^2+k^2)^2}, \quad \zeta = 2\pi d(\kappa_1 + \kappa_2)/\lambda.$$

Для скрещенных поляризаторов

$$\begin{aligned} a_\perp = & [1 + (s^2 - k^2)^2 + 6(s^2 + k^2)] (\cosh \delta - \cos \Delta), \\ b_1^\perp = & 16 s k (\cosh \delta - \cos \Delta), \quad b_2^\perp = 0, \\ c_1^\perp = & -(1 + (s^2 - k^2)^2 - 2(s^2 + k^2)) (\cosh \delta - \cos \Delta), \\ c_2^\perp = & 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Для параллельных поляризаторов

$$\begin{aligned} a_\parallel = & \cosh \delta [3(1 + (s^2 - k^2)^2) + 2(s^2 + k^2)] + \\ & + \cos \Delta [1 + (s^2 - k^2)^2 - 6(s^2 - k^2) + 4 s k], \\ b_1^\parallel = & 4(1 - (s^2 - k^2)^2) \sinh \delta, \\ b_2^\parallel = & -8s(1 - s^2 + k^2) \sin \Delta, \\ c_1^\parallel = & (1 + (s^2 - k^2)^2 - 2(s^2 + k^2)) (\cosh \delta - \cos \Delta), \\ c_2^\parallel = & 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Следует обратить внимание, что в расчетах по приближенным формулам (2)–(6) используются значения эллиптичностей s и k , которые можно рассчитать из принципа суперпозиции (1) и точных значений эллиптичностей k_1 и k_2 собственных волн, получаемых в процессе счета по методу Берремана [10]:

$$s = (k_1 + k_2)/2, \quad k = (k_1 - k_2)/2. \quad (7)$$

На рис. 2а хорошо видно, что значения азимута, эллиптичности и интенсивности прошедшего света, а также ход зависимостей $\text{tg}2(\alpha - \chi)$, $\text{tg}\gamma$ и I , вычисленные точно (кривые 2) и по приближенным формулам (кривые 1), при распространении света вдоль оптической оси ($\theta = 0^\circ$) существенно различаются. По мере удаления от оптической оси (угол θ увеличивается), различие уменьшается (рис. 2б), а уже при $\theta = 1^\circ$ кривые становятся подобными, а разница между ними обусловлена преимущественно учетом многократных отражений в точных расчетах (рис. 2в). То же самое можно сказать и для зависимости интенсивности $I_\perp(\alpha)$ в случае скрещенных поляризаторов, но эти данные здесь не приводятся.

Из приведенных графиков эллиптичности, азимута и интенсивности прошедшего света видно, что вдали от направлений оптических осей приближенные соотношения (2)–(6) приемлемо описывают зависимости параметров прошедшего света, рассчитанные точно, и подходят только для начального приближения. В направлениях вбли-

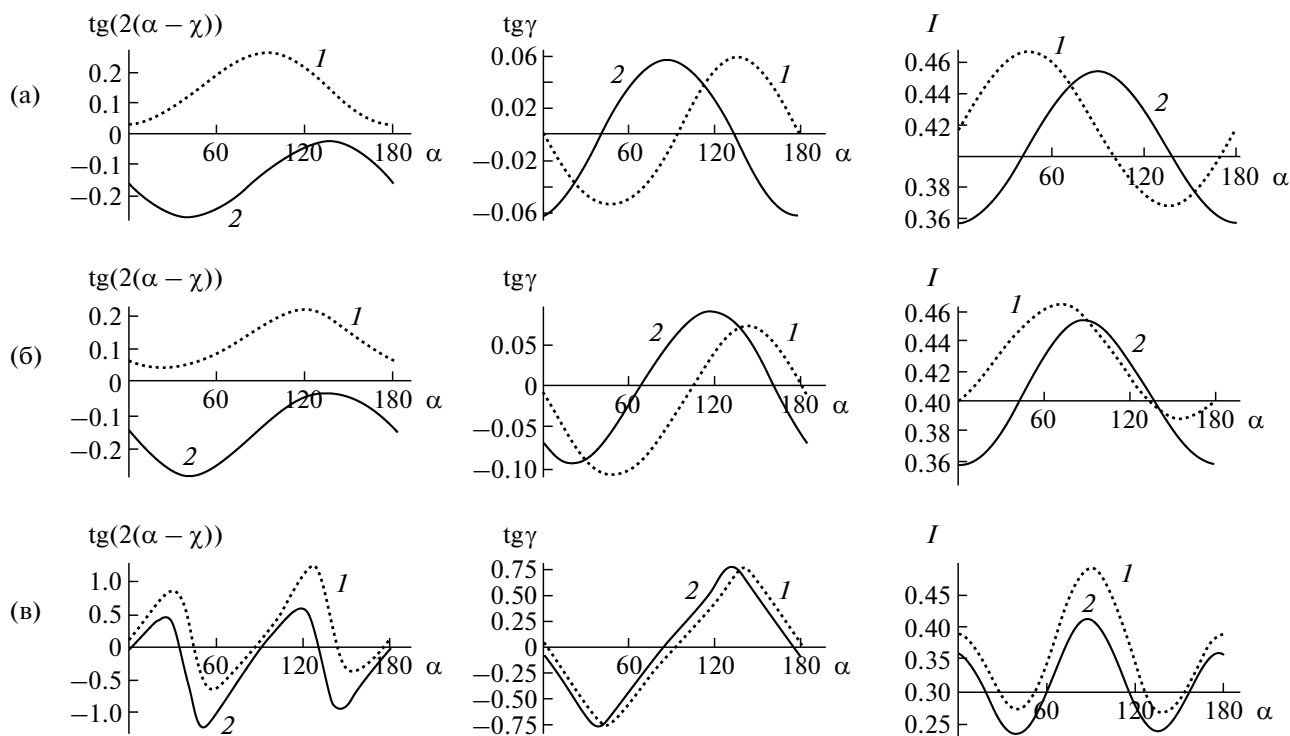


Рис. 2. Зависимости азимута χ , эллиптичности $\text{tg}\gamma$, интенсивности I прошедшего света при параллельных поляризаторах от азимута α поляризации падающего света: а — $\theta = 0^\circ$, $\Delta = -8.24^\circ$, $\delta = -0.0009$; б — $\theta = -0.1^\circ$, $\Delta = -11.9^\circ$, $\delta = -0.073$; в — $\theta = -1^\circ$, $\Delta = -75.4^\circ$, $\delta = -0.12$; 1 — приближенное решение, 2 — точное решение. $N_1 = 1.645 + i \times 1 \times 10^{-4}$, $N_2 = 1.65 + i \times 1.5 \times 10^{-4}$, $N_3 = 1.68 + i \times 2 \times 10^{-4}$, $\alpha_{11} = -2.5 \times 10^{-5} - i \times 1.5 \times 10^{-7}$, $\alpha_{22} = -3 \times 10^{-5} - i \times 2 \times 10^{-7}$, $\alpha_{33} = 4 \times 10^{-5} + i \times 3 \times 10^{-7}$, $d = 0.3$ мм.

зи оптических осей при таких расчетах нужно использовать только точные значения эллиптичности собственных волн k_1 и k_2 .

КОНОСКОПИЧЕСКИЕ КАРТИНЫ ДВУОСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Интерференционные картины, наблюдаемые при прохождении сходящегося пучка света через кристаллическую пластинку, расположенную между скрещенными поляризатором и анализатором, несут значительную информацию о ее оптических свойствах.

До сих пор подробное теоретическое описание коноскопических картин было проведено только для неактивных кристаллов. Различные виды коноскопических картин и их описание для одноосных и двуосных кристаллов приведены во многих монографиях, например в [11–16]. Наличие оптической активности приводит к определенным изменениям этих картин по сравнению с неактивными кристаллами при распространении пучка света вдоль оптической оси. В [9, 10] в общем виде решена граничная задача о прохождении света через плоскопараллельную пластинку, вырезанную из одноосного или двуосного прозрачного оптически активного кристалла. На основа-

нии этого решения с применением вычислительных и графических возможностей пакета “Mathematica” в [17–19] проведено моделирование коноскопических картин таких кристаллов для монохроматического света и анализ влияния оптической активности на различия между коноскопическими картинками неактивных и активных кристаллов. Коноскопические картины двуосных поглощающих, но неактивных кристаллов рассмотрены в [20]. Насколько нам известно, описания коноскопических картин двуосных кристаллов, одновременно обладающих как поглощением, так и оптической активностью, нет. Поэтому представляет большой интерес анализ вклада как поглощения, так и оптической активности в формирование коноскопической картины такого кристалла.

При наблюдении коноскопической картины свет, падающий на пластинку, испускается удаленным протяженным источником. Поэтому при моделировании коноскопической картины необходимо рассмотреть прохождение через пластинку волн с различными направлениями распространения, а значит, при разных углах падения света ϕ_i .

Рассмотрим кристаллы ромбической сингонии класса 222, когда пластинка вырезана пер-

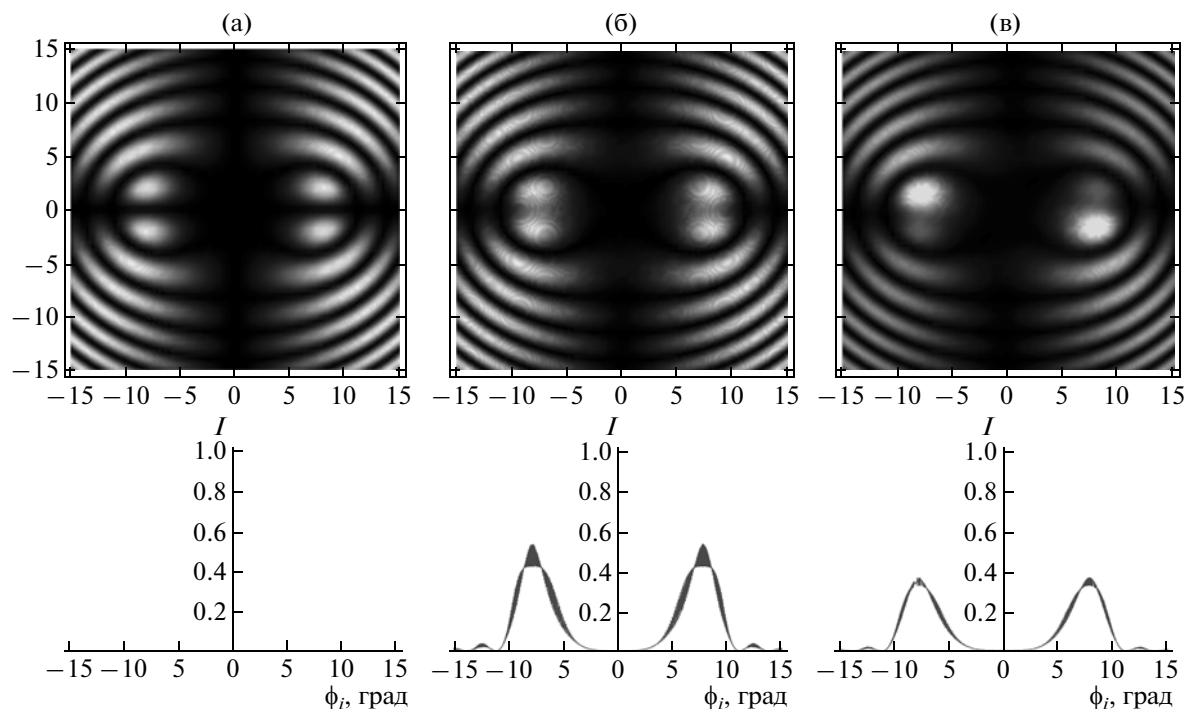


Рис. 3. Коноскопические картины пластинки из двуосного кристалла и их сечения (распределение интенсивности I прошедшего света) вдоль горизонтали $y=0$ (пластинка вырезана перпендикулярно биссектрисе острого угла между оптическими осями): а – кристалл поглощающий, б – оптически активный, в – оптически активный поглощающий; $N_1 = 1.6498 + i \times 1 \times 10^{-5}$, $N_2 = 1.65 + i \times 1.5 \times 10^{-5}$, $N_3 = 1.68 + i \times 2 \times 10^{-5}$, $\alpha_{11} = -2.5 \times 10^{-5} - i \times 1.5 \times 10^{-5}$, $\alpha_{22} = -3 \times 10^{-5} - i \times 2 \times 10^{-5}$, $\alpha_{33} = 4 \times 10^{-5} + i \times 3 \times 10^{-5}$, $\lambda = 6328 \text{ \AA}$, $d = 3 \text{ мм}$.

пендикулярно острой биссектрисе угла между оптическими осями и расположена между скрещенными поляризатором и анализатором. Для наглядности моделирование проведено для монохроматического света ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) и толщины пластинки $d = 3 \text{ мм}$. Величины показателей преломления $N_1 = 1.6498 + i \times 1 \times 10^{-5}$, $N_2 = 1.65 + i \times 1.5 \times 10^{-5}$, $N_3 = 1.68 + i \times 2 \times 10^{-5}$, компоненты тензора гирации $\alpha_{11} = -2.5 \times 10^{-5} - i \times 1.5 \times 10^{-5}$, $\alpha_{22} = -3 \times 10^{-5} - i \times 2 \times 10^{-5}$, $\alpha_{33} = 4 \times 10^{-5} + i \times 3 \times 10^{-5}$. Для неактивного кристалла $\alpha_{ij} = 0$, при отсутствии поглощения используются те же оптические параметры, но без мнимых частей.

Из рис. 3 хорошо видно, что в направлениях, удаленных от оптических осей (области в углах всех квадратов), основные закономерности распределения интенсивности прошедшего света для двуосного поглощающего оптически активного кристалла аналогичны закономерностям для поглощающего неактивного (а) и непоглощающего активного (б) кристаллов. В отличие от этого в области углов, близких к направлениям выхода оптических осей (группы из 4-х пятен вблизи горизонтали $y = 0$), все картины становятся различными, поскольку именно в этой области влияние как оптической активности, так и поглощения становится наиболее существенным. Ясно,

что вид картин в этой области будет зависеть от соотношения двупреломления, дихроизма и параметров оптической активности кристалла, но общие закономерности для трех рассматриваемых случаев сохраняются.

Так, у поглощающего кристалла при отсутствии активности интенсивность прошедшего света равна нулю вдоль горизонтали $y = 0$ (рис. 3а), а четыре пятна расположены симметрично относительно направлений $x = 0$ и $y = 0$ и имеют одинаковую интенсивность.

В оптически активном непоглощающем кристалле при распространении света вдоль оптической оси интенсивность, эллиптичность и азимут прошедшего света пропорциональны эллиптичности собственных волн (величины Δ и k отличны от нуля). Как видно из рис. 3б, интенсивность прошедшего света существенно отлична от нуля, так как в этом направлении кристалл вращает плоскость поляризации. Как и в предыдущем случае четыре пятна одинаковой интенсивности расположены симметрично относительно направлений $x = 0$ и $y = 0$.

При сравнении “профилей” картин на рис. 3б и 3в вдоль горизонтали $y=0$ видно, что в обоих случаях интенсивность прошедшего света не равна нулю, и характер ее распределения принципиально не меняется. Основное различие между

двуосным активным поглощающим и непоглощающим кристаллами состоит в том, что при наличии поглощения нарушается симметрия расположения пятен в области углов, близких к направлениям выхода оптических осей и, как хорошо видно, у каждого пятна в своей паре интенсивности существенно отличаются, что можно объяснить вкладом циркулярного дихроизма в картину распределения интенсивности света.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате рассмотрения особенностей проявления оптической активности и поглощения в кристаллах ромбической сингонии класса 222 показано, что приближенные соотношения приемлемо описывают функциональные зависимости параметров поляризации прошедшего света при его распространении вдали от оптических осей и подходят для начального приближения. В направлениях вблизи оптических осей необходимо использовать только результаты точных вычислений.

Смоделированы коноскопические картины двуосных поглощающих оптически активных кристаллов. Проведен анализ принципиальных отличий этих картин по сравнению с картинами кристаллов, не обладающих оптической активностью или поглощением, что позволяет просто и быстро диагностировать наличие у исследуемого двуосного кристалла тех или иных оптических свойств по виду его коноскопической картины.

Авторы выражают глубокую благодарность А.И. Окорочкову за полезные обсуждения, касающиеся явления оптической активности в двуосных кристаллах, послужившие основой данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. Минск: Изд-во АН БССР, 1958. 380 с.
2. Федоров Ф.И. Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976. 456 с.
3. Pancharatnam S. Proc. Indian Acad. Sci. A. 1957. V. 46. P. 280.
4. Pancharatnam S. Proc. Indian Acad. Sci. A. 1958. V. 48. P. 227.
5. Окорочков А.И., Константинова А.Ф. // Кристаллография. 1984. Т. 29. Вып. 5. С. 841.
6. Окорочков А.И., Константинова А.Ф. // Кристаллография. 1985. Т. 30. Вып. 1. С. 105.
7. Константинова А.Ф., Гречушников Б.Н., Бокуть Б.В., Валяшко Е.Г. Оптические свойства кристаллов. Минск: Наука и техника, 1995. 302 с.
8. Berreman D.W. // J. Opt. Soc. Am. 1972. V. 62. № 4. P. 502.
9. Константинова А.Ф., Константинов К.К., Набатов Б.В., Евдищенко Е.А. // Кристаллография. 2002. Т. 47. № 4. С. 702.
10. Константинова А.Ф., Набатов Б.В., Евдищенко Е.А., Константинов К.К. // Кристаллография. 2002. Т. 47. № 5. С. 879.
11. Гречушников Б.Н. Оптические свойства кристаллов // Современная кристаллография / Под ред. Вайнштейна Б.К. М.: Наука, 1981. Т. 4. С. 338.
12. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1975. 680 с.
13. Шубников А.В. Основы оптической кристаллографии. М.: Изд-во АН СССР, 1958. 207с.
14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
15. Меланхолин Н.М., Грум-Гржимайло С.В. Методы исследования оптических свойств кристаллов. М.: Изд-во АН СССР, 1954. 191 с.
16. Шаскольская М.П. Кристаллография. М.: Высш. школа, 1976. 391 с.
17. Рудой К.А., Набатов Б.В., Строганов В.И. и др. // Кристаллография. 2003. Т. 48. № 2. С. 334.
18. Константинова А.Ф., Рудой К.А., Набатов Б.В., Евдищенко Е.А. // Кристаллография. 2003. Т. 48. № 5. С. 884.
19. Константинова А.Ф., Евдищенко Е.А. Имангазиева К.Б. // Кристаллография. 2006. Т. 51. № 6. С. 1063.
20. Константинова А.Ф., Филиппов В.В., Палто С.П. и др. // Кристаллография. 2007. Т. 52. № 6. С. 1114.