

УДК 535.4

**В. Н. Навныко<sup>1</sup>, М. А. Аманова<sup>2</sup>, В. В. Шепелевич<sup>3</sup>, В. В. Юдицкий<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>канд. физ.-мат. наук, доц., доц. каф. теоретической физики и прикладной информатики  
Мозырского государственного педагогического университета имени И. П. Шамякина  
<sup>2</sup>аспирант каф. теоретической физики и прикладной информатики

Мозырского государственного педагогического университета имени И. П. Шамякина  
<sup>3</sup>д-р физ.-мат. наук, проф., проф. каф. теоретической физики и прикладной информатики  
Мозырского государственного педагогического университета имени И. П. Шамякина

<sup>4</sup>инженер лаборатории автоматизации электротехнического оборудования  
РУП «БелТЭИ» Министерства энергетики Республики Беларусь  
e-mail: [1valnav@inbox.ru](mailto:1valnav@inbox.ru)

## ИЗМЕНЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ ОБРАТНОГО ТЕНЗОРА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ КРИСТАЛЛА $Bi_{12}TiO_{20}$ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

*Изучено изменение компонентов обратного тензора диэлектрической проницаемости кубических фоторефрактивных кристаллов класса симметрии 23 под действием электрического поля пространственного заряда объемной голографической решетки. При расчетах принимались во внимание первичный и вторичный электрооптические эффекты. Построены поверхности нормальной составляющей обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла  $Bi_{12}TiO_{20}$  для типичных ориентаций вектора напряженности электрического поля пространственного заряда в кристаллографической системе координат, используемых при записи голографических решеток. Получены сечения поверхностей и определены кристаллографические направления, вдоль которых достигаются экстремальные значения нормальной составляющей обратного тензора диэлектрической проницаемости. Показано, что при фиксированном направлении вектора напряженности электрического поля пространственного заряда вторичный электрооптический эффект может обуславливать как увеличение, так и уменьшение нормальной составляющей обратного тензора диэлектрической проницаемости.*

### Введение

Экспериментальное наблюдение изменения показателя преломления в кристаллах  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$  под действием светового излучения впервые описано в [1]. Первоначально фотоиндуцированное изменение показателя преломления рассматривалось как ухудшение оптических характеристик кристалла. После изучения физического механизма фотоиндуцированного изменения показателя преломления в более поздних работах [2–4] этот феномен стал называться фоторефрактивным эффектом и рассматриваться в качестве одного из механизмов записи объемных голограмм в кристаллах. Теория фоторефрактивного эффекта и феноменологическая модель формирования электрического поля пространственного заряда голографической решетки (далее – электрическое поле), основанные на предположении о фотоиндуцированном перераспределении носителей заряда между дефектными центрами внутри кристалла, в наиболее подробном варианте представлены в [5; 6].

В работе [7] впервые было высказано предположение о существовании дополнительного механизма фоторефракции. Суть его заключается в появлении механических деформаций кристалла, которые индуцируются посредством обратного пьезоэлектрического эффекта под действием электрического поля. Возникающие деформации за счет фотоупругого эффекта обуславливают дополнительную модуляцию обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла. Совместное действие обратного пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости далее будем называть вторичным электрооптическим эффектом.

Влияние вторичного электрооптического эффекта на свойства голограмм в кубических фоторефрактивных кристаллах впервые рассмотрено в работе [8]. Теоретическая модель дифракции световых волн на фотоиндуцированных фазовых голограммах в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах с одновременным учетом оптической активности, первичного и вторичного электрооптических эффектов предложена в работах [9–10].

В [11] приведены аналитические выражения для нахождения изменения компонентов обратного тензора диэлектрической проницаемости (далее – обратный тензор) для фоторефрактивных кристаллов класса симметрии 23 с учетом первичного и вторичного электрооптических эффектов. Исследованы зависимости изменения компонентов обратного тензора от направления вектора голографической решетки.

В [12] показано, что при учете вторичного электрооптического эффекта полученные теоретически и экспериментально графики зависимости коэффициента усиления при двухволновом взаимодействии на пропускающей голограмме в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  среза (110) от ориентационного угла, образованного вектором голографической решетки и направлением [001], совпадают. В работах [13–15] подтверждена справедливость описания вторичного электрооптического эффекта в фоторефрактивных кристаллах класса симметрии 23.

Предложенные в [11] выражения применяются для нахождения постоянных связи в уравнениях связанных волн при расчете выходных характеристик голографических решеток, сформированных в кубических фоторефрактивных кристаллах. Например, в [16] теоретически и экспериментально изучено влияние оптической активности и пьезоэлектрического эффекта на двухволновое взаимодействие на пропускающей голографической решетке в кубическом фоторефрактивном кристалле среза (110). Получены выражения для определения оптимальных азимутов поляризации предметной и опорной световых волн, при которых достигается наибольший уровень энергетического обмена между этими волнами. Закономерности двухволнового взаимодействия на пропускающей голографической решетке рассмотрены в [17]. Показано, что оптимизация энергетического обмена при встречном двухволновом взаимодействии должна производиться с учетом вклада вторичного электрооптического эффекта.

В [18] получены уравнения связанных волн, описывающие двухпучковое взаимодействие на отражательных голографических решетках в кубических фоторефрактивных кристаллах, и выполнен анализ анизотропии вкладов внутримодовых и межмодовых процессов. В [19] приведены выражения, которые могут быть использованы для нахождения напряженности электрического поля предметной волны при встречном двухволновом взаимодействии в кубическом фоторефрактивном пьезокристалле. В [20] изучено влияние вторичного электрооптического эффекта на энергетический обмен при встречном двухволновом взаимодействии на отражательной решетке. Определены направления вектора отражательной голографической решетки в кристаллографической системе координат, для которых достигается максимальная относительная интенсивность предметной волны.

Аналитический обзор современного состояния исследований в научных публикациях по голографии фоторефрактивных пьезокристаллов представлен в [21].

В настоящей работе произведен анализ закономерностей изменения компонентов обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  (ВТО) под действием электрического поля  $\vec{E}$ . В работе рассмотрены типичные для голографических экспериментов ориентации вектора  $\vec{E}$  в кристаллографической системе координат и определены максимальные и минимальные значения нормальной составляющей обратного тензора диэлектрической проницаемости. Изучены закономерности измене-

ния компонентов обратного тензора диэлектрической проницаемости под действием вторичного электрооптического эффекта.

### Теоретическая модель

Для решения системы уравнений связанных волн (например, [16]) необходимо раскрыть тензорные свертки  $(\vec{e}_{R,S}\Delta\hat{\epsilon}\vec{e}_{S,R})$ , где  $\vec{e}_{R,S}$  – векторы, используемые для задания поляризации световых волн;  $\Delta\hat{\epsilon}$  – изменение тензора диэлектрической проницаемости, возникающее под действием электрического поля и соответствующее амплитуде голографической решетки в кристалле. Для нахождения изменения тензора диэлектрической проницаемости  $\Delta\hat{\epsilon}$  используют равенство:

$$(\hat{\epsilon}_0 + \Delta\hat{\epsilon})(\hat{b}_0 + \Delta\hat{b}) = 1, \quad (1)$$

где  $\hat{\epsilon}_0$ ,  $\hat{b}_0$  – прямой и обратный тензоры диэлектрической проницаемости невозмущенного кристалла;  $\Delta\hat{b}$  – изменение обратного тензора. С учетом равенства  $\hat{\epsilon}\hat{b} = 1$  и в приближении малости слагаемого  $\Delta\hat{\epsilon}\Delta\hat{b}$  выражение (1) можно представить в виде:

$$\Delta\hat{\epsilon} = -\hat{\epsilon}_0\Delta\hat{b}\hat{\epsilon}_0. \quad (2)$$

Фоторефрактивные кристаллы класса симметрии 23 являются оптически изотропными средами [22], для которых выражение (2) можно представить в виде:

$$\Delta\hat{\epsilon} = -n_0^4\Delta\hat{b}, \quad (3)$$

где  $n_0$  – показатель преломления невозмущенного кристалла.

Для задания  $\Delta\hat{b}$  используем выражения, впервые приведенные в [11]:

$$\Delta b_{mn} = b_{mn}E, \quad (4)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля.

В [11] были получены следующие выражения для  $b_{mn}$ :

$$\begin{aligned} b_{11} &= p_1n_1R_1 + p_2n_2R_2 + p_3n_3R_3, \quad b_{22} = p_1n_2R_2 + p_2n_3R_3 + p_3n_1R_1, \\ b_{33} &= p_1n_3R_3 + p_2n_1R_1 + p_3n_2R_2, \quad b_{12} = b_{21} = p_4(n_1R_2 + n_2R_1) + r_{41}n_3, \\ b_{13} &= b_{31} = p_4(n_1R_3 + n_3R_1) + r_{41}n_2, \quad b_{23} = b_{32} = p_4(n_2R_3 + n_3R_2) + r_{41}n_1, \\ R_1 &= \gamma_{11}Q_1 + \gamma_{12}Q_2 + \gamma_{13}Q_3, \quad R_2 = \gamma_{21}Q_1 + \gamma_{22}Q_2 + \gamma_{23}Q_3, \quad R_3 = \gamma_{31}Q_1 + \gamma_{32}Q_2 + \gamma_{33}Q_3, \\ \gamma_{11} &= (\Gamma_{22}\Gamma_{33} - \Gamma_{23}^2)/D, \quad \gamma_{22} = (\Gamma_{11}\Gamma_{33} - \Gamma_{13}^2)/D, \quad \gamma_{33} = (\Gamma_{11}\Gamma_{22} - \Gamma_{12}^2)/D, \\ \gamma_{12} &= \gamma_{21} = (\Gamma_{13}\Gamma_{23} - \Gamma_{12}\Gamma_{33})/D, \quad \gamma_{13} = \gamma_{31} = (\Gamma_{12}\Gamma_{23} - \Gamma_{13}\Gamma_{22})/D, \\ \gamma_{23} &= \gamma_{32} = (\Gamma_{12}\Gamma_{13} - \Gamma_{11}\Gamma_{23})/D, \\ D &= \Gamma_{11}(\Gamma_{22}\Gamma_{33} - \Gamma_{23}^2) - \Gamma_{22}\Gamma_{13}^2 - \Gamma_{33}\Gamma_{12}^2 + 2\Gamma_{12}\Gamma_{13}\Gamma_{23} \\ \Gamma_{11} &= c_1n_1^2 + c_3(n_2^2 + n_3^2), \quad \Gamma_{22} = c_1n_2^2 + c_3(n_1^2 + n_3^2), \quad \Gamma_{33} = c_1n_3^2 + c_3(n_1^2 + n_2^2), \\ \Gamma_{12} &= \Gamma_{21} = n_1n_2(c_2 + c_3), \quad \Gamma_{13} = \Gamma_{31} = n_1n_3(c_2 + c_3), \quad \Gamma_{23} = \Gamma_{32} = n_2n_3(c_2 + c_3), \\ Q_1 &= 2e_{14}n_2n_3, \quad Q_2 = 2e_{14}n_1n_3, \quad Q_3 = 2e_{14}n_1n_2. \end{aligned}$$

Здесь приняты следующие обозначения для ненулевых компонентов тензоров линейного электрооптического ( $\hat{r}^S$ ), фотоупругого ( $\hat{p}^E$ ) и обратного пьезоэлектрического ( $\hat{e}$ ) эффектов, а также компонентов тензора упругости ( $\hat{c}^E$ ):  $r_{123}^S = r_{132}^S = r_{213}^S = r_{231}^S = r_{312}^S = r_{321}^S \equiv r_{41}$ ,  $e_{123} = e_{132} = e_{213} = e_{231} = e_{312} = e_{321} \equiv e_{14}$ ,  $c_{11}^E = c_{22}^E = c_{33}^E \equiv c_1$ ,  $c_{12}^E = c_{13}^E = c_{23}^E = c_{21}^E = c_{31}^E = c_{32}^E \equiv c_2$ ,  $c_{44}^E = c_{55}^E = c_{66}^E \equiv c_3$ ,  $p_{11}^E = p_{22}^E = p_{33}^E \equiv p_1$ ,  $p_{12}^E = p_{23}^E = p_{31}^E \equiv p_2$ ,  $p_{13}^E = p_{21}^E = p_{32}^E \equiv p_3$ ,  $p_{44}^E = p_{55}^E = p_{66}^E \equiv p_4$ .

Индекс  $S$  для тензора линейного электрооптического эффекта  $\hat{r}^S$  означает, что компонента  $r_{41}$  тензора линейного электрооптического эффекта измерялась для зажатого кристалла; компоненты тензоров упругости  $\hat{c}^E$  и фотоупругого эффекта  $\hat{p}^E$  измерялись при постоянном электрическом поле [23].

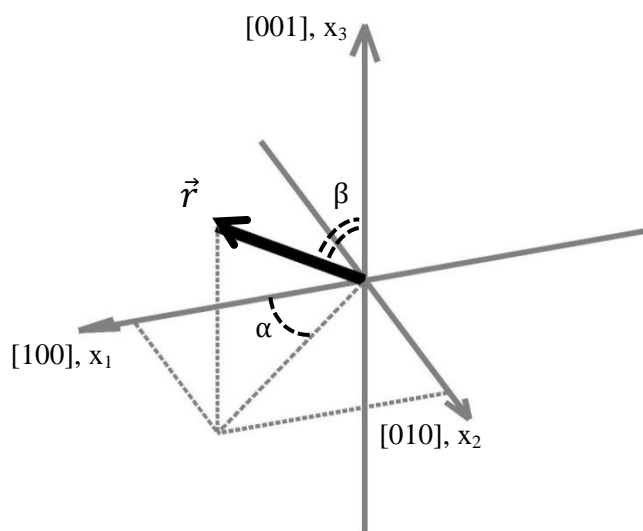
При численных расчетах рассматривался кристалл с параметрами ВТО, заимствованными из работы [24]: показатель преломления невозмущенного кристалла  $n_0 = 2,58$ ; коэффициенты упругости  $c_1 = 1,37 \times 10^{11}$  Н/м<sup>2</sup>,  $c_2 = 2,8 \times 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>,  $c_3 = 2,6 \times 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>; электрооптический коэффициент  $r_{41} = -4,75 \times 10^{-12}$  м/В; коэффициенты фотоупругости  $p_1 = -0,173$ ,  $p_2 = 0,001$ ,  $p_3 = 0,002$ ,  $p_4 = 0,005$ ; пьезоэлектрический коэффициент  $e_{14} = 1,1$  К/м<sup>2</sup>. Напряженность электрического поля при расчетах принималась равной  $E = 0,6$  кВ/м.

Для характеристики изменения тензорного свойства в заданном направлении используем указательную поверхность нормальной составляющей обратного тензора, которая описывается уравнением [25; 26]:

$$\chi(\vec{r}) = \vec{r} \Delta \hat{b} \vec{r} = \Delta b_{mn} r_m r_n, \quad (5)$$

где  $\chi$  – нормальная составляющая обратного тензора (далее – нормальная составляющая) в направлении единичного вектора  $\vec{r}$  (рисунок 1);  $r_i$  – компоненты вектора  $\vec{r}$ . Нормальная составляющая  $\chi$  численно равна проекции вектора  $\Delta \hat{b} \vec{r}$  на направление, параллельное вектору  $\vec{r}$ .

В сферической системе вектор  $\vec{r}$  задается выражениями:  $r_1 = \cos\alpha \sin\beta$ ,  $r_2 = \sin\alpha \sin\beta$ ,  $r_3 = \cos\beta$ , где  $\alpha$  – угол между осью  $x_1$  и проекцией вектора  $\vec{r}$  на плоскость, перпендикулярную оси  $x_3$ ,  $\beta$  – угол между осью  $x_3$  и вектором  $\vec{r}$ . Оси сферической системы координат  $(x_1, x_2, x_3)$  совпадают по направлению с осями кристаллографической системы координат:  $x_1 \parallel [100]$ ,  $x_2 \parallel [010]$ ,  $x_3 \parallel [001]$ .



**Рисунок 1. – Задание вектора напряженности электрического поля голографической решетки в кристаллографической системе координат**

Методика построения указательной поверхности нормальной составляющей заключается в следующем. задается направление вектора  $\vec{E}$ , и на основании выражения (4) вычисляются компоненты обратного тензора  $\Delta b_{mn}$ . По всем возможным направлениям вектора  $\vec{r}$ , исходящим из начала сферической системы координат, откладываются отрезки, численно равные нормальной составляющей  $\chi$ . Концы этих отрезков в совокупности образуют указательную поверхность нормальной составляющей. Для некоторых

направлений вектора  $\vec{r}$  нормальные составляющие могут принимать отрицательные значения. В этом случае удобно окрашивать часть указательной поверхности в белый цвет, если нормальная составляющая имеет положительный знак, и в черный цвет, если нормальная составляющая  $\chi$  имеет отрицательное значение.

Как видно из (3), изменение компонентов тензора диэлектрической проницаемости для фоторефрактивных кристаллов класса симметрии 23 прямо пропорционально изменению компонентов обратного тензора. Отсюда следует, что для указательных поверхностей нормальной составляющей прямого и обратного тензоров диэлектрической проницаемости экстремальные направления, вдоль которых параметр  $\chi$  принимает максимальное или минимальное значение, совпадают.

### Полученные результаты и их обсуждение

На рисунке 2 представлены указательные поверхности нормальной составляющей, построенные для  $\vec{E} \parallel [001]$  (рисунок 2а) и  $\vec{E} \parallel [1\bar{1}0]$  (рисунок 2б).

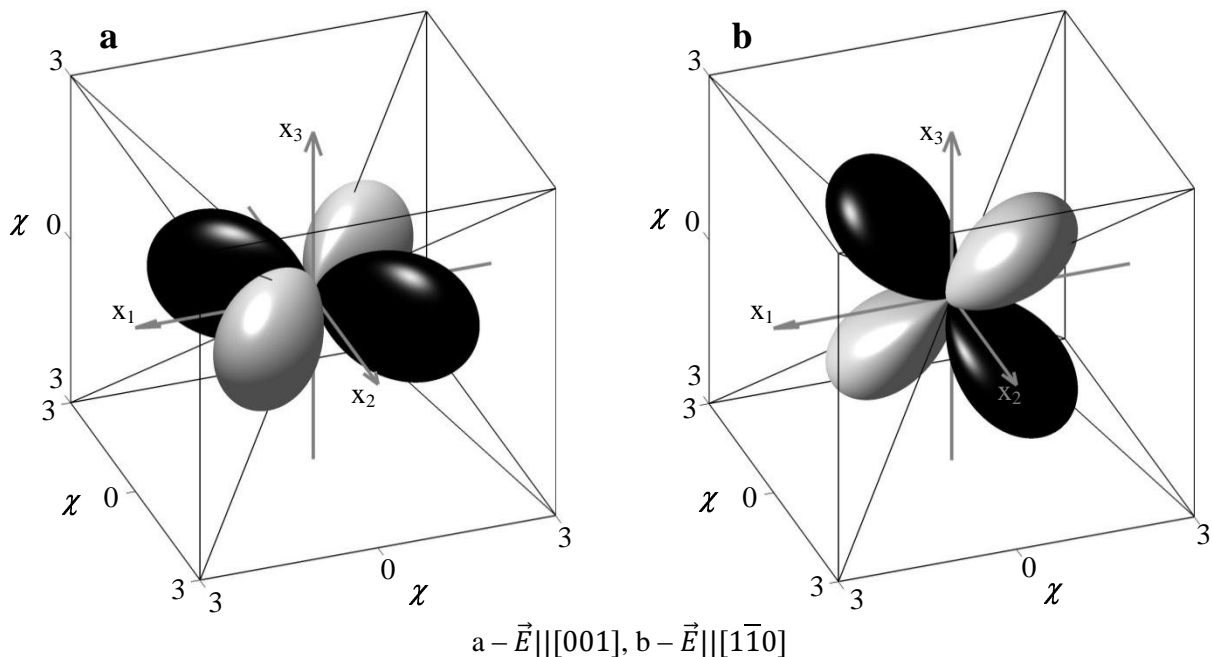


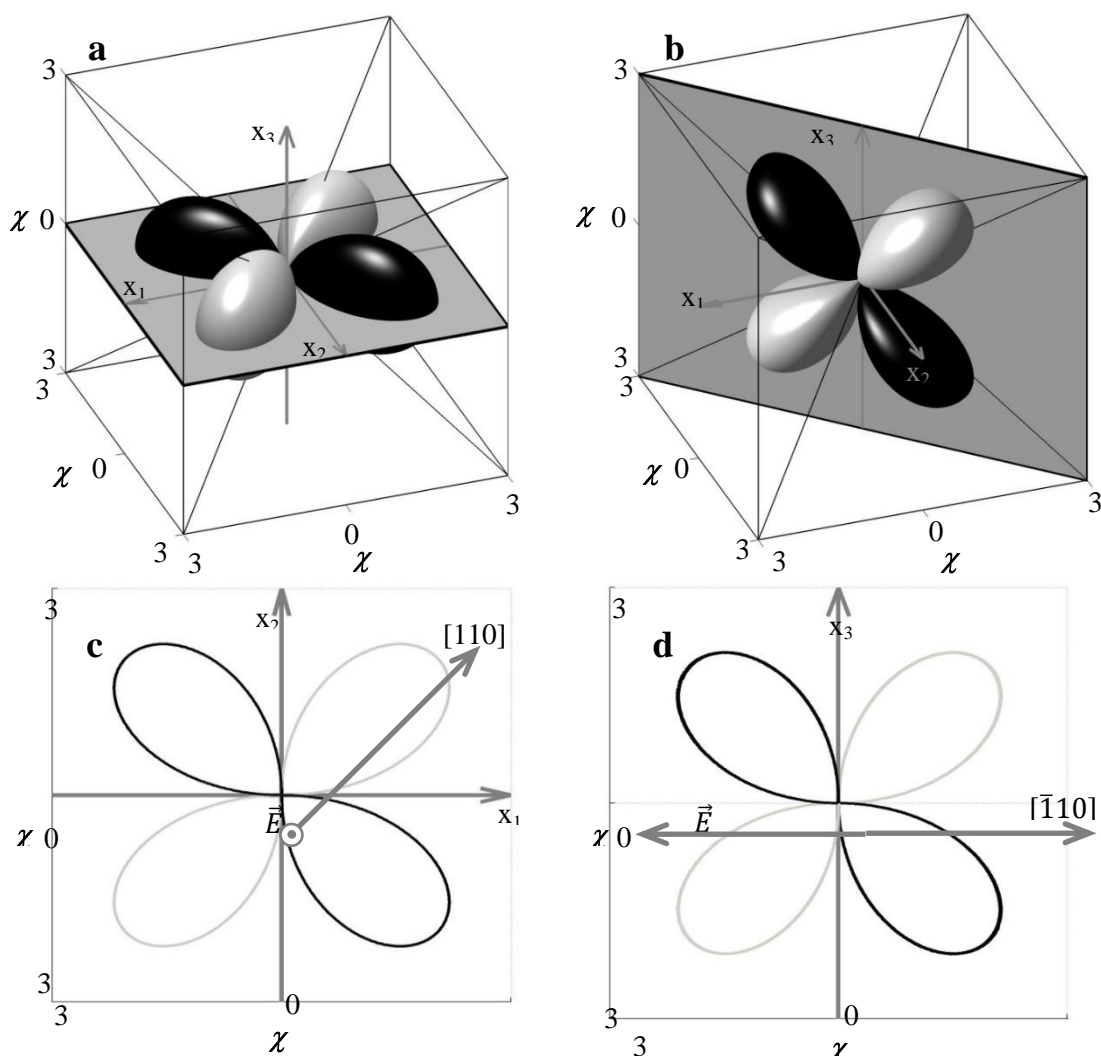
Рисунок 2. – Указательные поверхности нормальной составляющей обратного тензора,  $\chi \times 10^{-7}$

Как видно из рисунка 2, указательные поверхности имеют сложную форму и состоят из четырех одинаковых по величине и форме соприкасающихся яйцеобразных областей: двух белых и двух черных. Внешняя симметрия указательных поверхностей может быть описана группой  $mmm$  и соответствует тензорам, у которых в главной системе координат одна из диагональных компонент равна нулю, а две другие компоненты равны по модулю и имеют различные знаки [26]. При изменении направления вектора  $\vec{E}$  на противоположное направление указательная поверхность также будет изменять свой цвет на противоположный цвет.

Указательные поверхности отличаются пространственной ориентацией относительно вектора  $\vec{E}$ . При  $\vec{E} \parallel [001]$  (рисунок 2а) экстремальные направления указательной поверхности перпендикулярны вектору  $\vec{E}$ , и поверхность совмещается сама с собой при повороте на угол  $180^\circ$  относительно вектора  $\vec{E}$ .

При  $\vec{E} \parallel [1\bar{1}0]$  (рисунок 2b) экстремальные направления указательной поверхности лежат в одной плоскости с вектором  $\vec{E}$ , и поверхность не совмещается при повороте относительно вектора  $\vec{E}$ . Это обусловлено тем, что на рисунке 2a вектор  $\vec{E}$  совпадает по направлению с поворотной осью симметрии второго порядка ( $x_3$ ), а на рисунке 2b вектор  $\vec{E}$  направлен по биссектрисе между поворотными осями симметрии второго порядка.

Для количественного анализа приведенных на рисунке 2 указательных поверхностей рассмотрим их сечения. Для указательной поверхности, представленной на рисунке 2a, удобно выбрать секущую плоскость, перпендикулярную оси  $x_3$  и проходящую через начало координат. Секущая плоскость для указательной поверхности, представленной на рисунке 2b, перпендикулярна направлению  $[110]$  и проходит через начало координат. На рисунках 3a и 3b схематически отображено взаимное расположение секущих плоскостей и указательных поверхностей. На рисунках 3c и 3d изображены следы указательных поверхностей на плоскостях сечения.

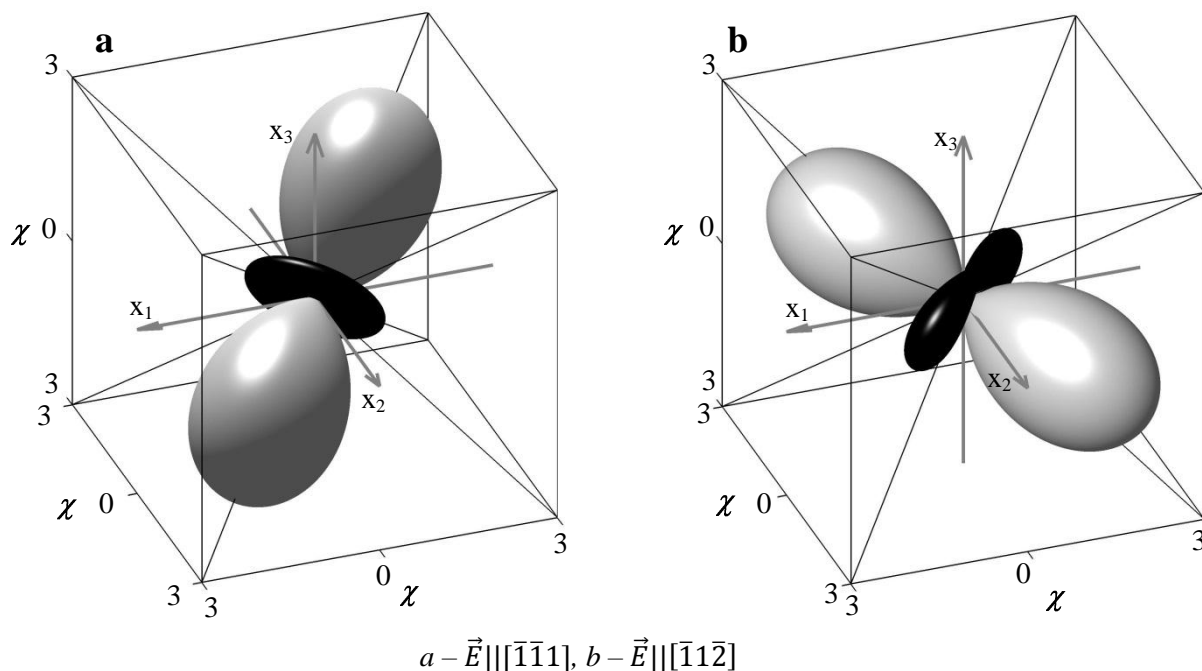


a, b – взаимное расположение указательных поверхностей и секущих плоскостей;  
 c, d – следы указательных поверхностей на плоскостях сечения

**Рисунок 3. – Сечения указательных поверхностей, представленных на рисунке 2,  $\chi \times 10^{-7}$**

Как следует из рисунка 3, следы сечений указательных поверхностей, рассчитанных при  $\vec{E} \parallel [001]$  и  $\vec{E} \parallel [1\bar{1}0]$ , практически совпадают. На рисунке 3с экстремальные направления указательной поверхности совпадают с кристаллографическими направлениями  $[110]$ ,  $[\bar{1}10]$ ,  $[\bar{1}\bar{1}0]$  и  $[1\bar{1}0]$ . На рисунке 3d нормальная составляющая достигает экстремальных значений вдоль биссектрис, лежащих в плоскости сечения и делящих углы между кристаллографической осью  $x_3$  и вектором  $\vec{E}$ .

На рисунке 4 – указательные поверхности, рассчитанные при  $\vec{E} \parallel [\bar{1}\bar{1}1]$  (рисунок 4a) и  $\vec{E} \parallel [\bar{1}\bar{1}\bar{2}]$  (рисунок 4b).



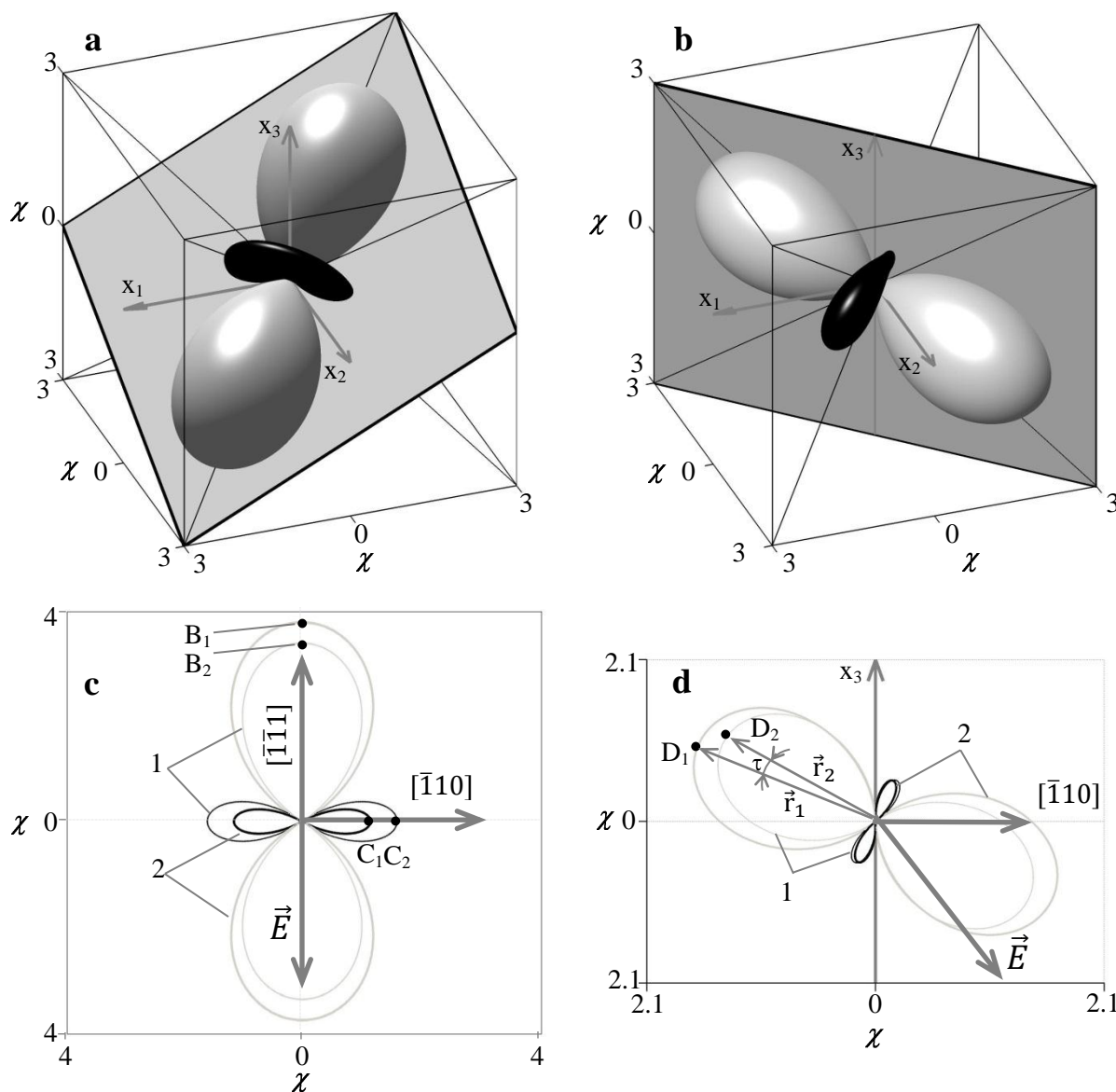
**Рисунок 4. – Указательные поверхности нормальной составляющей обратного тензора,  $\chi \times 10^{-7}$**

Указательная поверхность при  $\vec{E} \parallel [\bar{1}\bar{1}1]$  (рисунок 4a) представляет собой сложную фигуру, состоящую из двух частей: две белых яйцеобразных соприкасающихся поверхности и перпендикулярная им торообразная поверхность. Эта поверхность описывается предельной группой  $\infty/m\bar{m}$ . Поворотная ось симметрии бесконечного порядка параллельна вектору  $\vec{E}$  и, соответственно, любое перпендикулярное вектору  $\vec{E}$  сечение указательной поверхности является фигурой вращения. Внешняя симметрия указательной поверхности соответствует такому тензору второго ранга, для которого в главной системе координат две диагональные компоненты равны и отличаются от третьей компоненты по величине и по знаку [26].

Рассчитанная для  $\vec{E} \parallel [\bar{1}\bar{1}\bar{2}]$  указательная поверхность (рисунок 4b) внешне сходна с представленной на рисунке 4a поверхностью, но имеет менее симметричную внешнюю форму и не содержит поворотных осей симметрии бесконечного порядка. Представленная на рисунке 4b указательная поверхность имеет форму, переходную между отображенными на рисунках 4a и 2b поверхностями. Это означает, что при вращении вектора  $\vec{E}$  от направления  $\langle 111 \rangle$  к направлению  $\langle 110 \rangle$  указательная поверхность будет видоизменяться от формы, представленной на рисунке 4a, к форме, представленной

на рисунке 2b. Одна из переходных форм при трансформации указательной поверхности и представлена на рисунке 4b.

Проанализируем сечения представленных на рисунке 4 указательных поверхностей плоскостями, проходящими через начало координат и параллельными плоскостям (112) (рисунки 5a и 5c) и (110) (рисунки 5b и 5d). На рисунках 5a и 5b схематически отображено взаимное расположение секущих плоскостей и указательных поверхностей.



*a, b – взаимное расположение указательных поверхностей и секущих плоскостей;  
 c, d – следы указательных поверхностей на плоскостях сечения,  
 рассчитанные без учета (1) и с учетом (2) обратного пьезоэлектрического эффекта*  
**Рисунок 5. – Сечения указательных поверхностей,  
 представленных на рисунке 4,  $\chi \times 10^{-7}$**

На рисунках 5c и 5d в изображены следы указательных поверхностей на плоскостях сечения.

Рассмотрим случай, когда вектор  $\vec{E}$  ориентирован вдоль направления  $[\bar{1}\bar{1}1]$  (рисунок 5c). В этом случае максимальное значение нормальной составляющей достигается вдоль направлений  $[\bar{1}\bar{1}1]$  и  $[11\bar{1}]$ , а наименьшее значение – перпендикулярно векто-

ру  $\vec{E}$ . В общем случае, когда вектор  $\vec{E}$  ориентирован вдоль одного из направлений комплекса  $\langle 111 \rangle$ , экстремальные направления части указательной поверхности, окрашенной в белый цвет, параллельны вектору  $\vec{E}$ . Для части указательной поверхности, окрашенной в черный цвет, экстремальным является любое направление, перпендикулярное вектору  $\vec{E}$ . При изменении направления вектора  $\vec{E}$  на противоположное цвет указательной поверхности также будет изменяться на противоположный. Учет вторичного электрооптического эффекта обуславливает увеличение нормальной составляющей вдоль экстремальных направлений части указательной поверхности, окрашенной в белый цвет. При этом вдоль экстремальных направлений части указательной поверхности, окрашенной в черный цвет, имеет место уменьшение численного значения нормальной составляющей.

Наиболее сложным для анализа является случай, когда вектор  $\vec{E}$  ориентирован вдоль направления  $[\bar{1}1\bar{2}]$  (рисунок 5d). Экстремальные направления указательной поверхности лежат в плоскости сечения и не совпадают по направлению с параллельными и перпендикулярными вектору  $\vec{E}$  осями. Учет вторичного электрооптического эффекта обуславливает не только количественное изменение максимальных и минимальных значений нормальной составляющей, но и качественную трансформацию внешней формы указательной поверхности. Под действием вторичного электрооптического эффекта увеличивается максимальное значение нормальной составляющей ( $D_2 \rightarrow D_1$ ) для части указательной поверхности, окрашенной в белый цвет, и одновременно происходит смещение максимума в плоскости сечения на угловое расстояние  $\tau$ , между векторами  $\vec{r}_1$  и  $\vec{r}_2$ , проведенными к точкам  $D_1$  и  $D_2$  соответственно. Аналогичные изменения имеют место при трансформации части указательной поверхности, окрашенной в черный цвет, под действием вторичного электрооптического эффекта.

### Заклучение

Таким образом, в кристаллографической системе координат определены направления, вдоль которых достигаются максимальные и минимальные значения нормальной составляющей обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла ВТО при ориентации вектора напряженности электрического поля пространственного заряда вдоль направлений  $[001]$ ,  $[\bar{1}\bar{1}0]$ ,  $[\bar{1}\bar{1}1]$  и  $[\bar{1}\bar{1}\bar{2}]$ . Показано, что при  $\vec{E} \parallel [\bar{1}\bar{1}1]$  вторичный электрооптический эффект приводит к уменьшению максимального значения нормальной составляющей вдоль экстремальных направлений, совпадающих с вектором  $\vec{E}$ .

Минимальное значение нормальной составляющей вдоль экстремальных направлений, перпендикулярных вектору  $\vec{E}$ , под действием вторичного электрооптического эффекта по модулю уменьшается. В общем случае под действием вторичного электрооптического эффекта имеет место как изменение максимального и минимального значений нормальной составляющей, так и изменение экстремальных направлений указательной поверхности нормальной составляющей обратного тензора диэлектрической проницаемости.

### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Optically induced refractive index inhomogeneities in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$  / A. Ashkin [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1966. – Vol. 9, № 1. – P. 72–74.
2. Chen, F. S. A laser-induced inhomogeneity of refractive indices in KTN / F. S. Chen // J. Appl. Phys. – 1967. – Vol. 38. – P. 3418–3420.

3. Chen, F. S. Holographic storage in lithium niobate / F. S. Chen, J. T. LaMacchia, D. B. Fraser // *Appl. Phys. Lett.* – 1968. – Vol. 13, № 7. – P. 223–225.
4. Chen, F. S. Optically induced change of refractive indices in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$  / F. S. Chen // *J. Appl. Phys.* – 1969. – Vol. 40. – P. 3389–3396.
5. Динамическая самодифракция когерентных световых пучков / В. Л. Винецкий [и др.] // *УФН.* – 1979. – Т. 129, вып. 1. – С. 113–137.
6. Holographic storage in electrooptic crystals / N. V. Kukhtarev [et al.] // *Ferroelectrics.* – 1979. – Vol. 22. – P. 949–961.
7. Влияние пьезоэффекта на процессы записи и восстановления голограмм в фоторефрактивных кристаллах / А. А. Изванов [и др.] // *Автоматрия.* – 1986. – № 2. – С. 79–84.
8. Степанов, С. И. Фотоупругий вклад в фоторефрактивный эффект в кубических кристаллах / С. И. Степанов, С. М. Шандаров, Н. Д. Хатьков // *ФТТ.* – 1987. – Т. 24, № 10. – С. 3054–3058.
9. Mandel, A. Light diffraction in holographic arrays – different mechanisms of photorefractive effect in ferroelectrics / A. Mandel, N. Khatkov, S. Shandarov // *Ferroelectrics.* – 1988. – Vol. 83. – P. 215–220.
10. Shepelevich, V. V. Light diffraction by holographic gratings in optically active photorefractive piezocrystals / V. V. Shepelevich, S. M. Shandarov, A. E. Mandel // *Ferroelectrics.* – 1990. – Vol. 110. – P. 235–249.
11. Шандаров, С. М. Изменение тензора диэлектрической проницаемости в кубических фоторефрактивных кристаллах под действием электрического поля голографической решетки / С. М. Шандаров, В. В. Шепелевич, Н. Д. Хатьков // *Оптика и спектроскопия.* – 1989. – Т. 67, № 4. – С. 819–822.
12. Solyman, L. The physics and applications of photorefractive materials / L. Solyman, D. J. Webb, A. Grunnet-Jepsen. – Oxford : Clarendon Press, 1996. – 494 p.
13. Pauliat, G. Influence of piezoelectricity on the photorefractive effect / G. Pauliat, P. Mathey, G. Roosen // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1991. – Vol. 8. – P. 1942–1946.
14. Kukhtarev, N. V. The influence of photoelasticity on the self-diffraction of light on cubic photorefractive crystals / N. V. Kukhtarev, T. I. Semenc, P. Hribek // *Ferroelectr. Lett.* – 1991. – Vol. 13. – P. 29–35.
15. Gunter, P. Clamped-unclamped electro-optic coefficient dilemma in photorefractive phenomena / P. Gunter, M. Zgonik // *Opt. Lett.* – 1991. – Vol. 16. – P. 1826–1828.
16. Shepelevich, V. V. Orientation and polarization effects of two-beam coupling in a cubic optically active photorefractive piezoelectric BSO crystal / V. V. Shepelevich, N. N. Egorov, V. Shepelevich // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1994. – Vol. 11, № 8. – P. 1394–1402.
17. Optimization of two-wave interaction efficiency in cubic photorefractive sillenite-type crystals with optical rotary power and piezoeffect in diffusion regime / V. V. Shepelevich [et al.] // *Ferroelectrics.* – 1999. – Vol. 234 (1/4). – P. 289–309.
18. Векторное двухволновое взаимодействие на отражательных голографических решетках в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах / А. М. Плещовских [и др.] // *Квант. электроника.* – 2005. – Т. 35, № 2. – С. 163–168.
19. Дифракция световых волн на отражательных голограммах в кубических пьезокристаллах / В. В. Шепелевич [и др.] // *Письма в ЖТФ.* – 2003. – Т. 29, № 18. – С. 22–28.
20. Навныко, В. Н. Процессы энергетического переноса при двухволновом взаимодействии на отражательных решетках в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  произвольного среза / В. Н. Навныко, В. В. Шепелевич // *Изв. Гомел. гос. ун-та им. Франциска Скорины.* – 2006. – Т. 6, ч. 2. – С. 143–146.

21. Шепелевич, В. В. Запись и считывание голограмм в кубических гиротропных фоторефрактивных пьезокристаллах (Обзор) / В. В. Шепелевич // ЖПС. – 2011. – Т. 78, № 4. – С. 493–515.
22. Петров, М. П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М. П. Петров, С. И. Степанов, А. В. Хоменко. – СПб. : Наука, 1992. – 320 с.
23. Gunter, P. Clamped-unclamped electro-optic coefficient dilemma in photorefractive phenomena / P. Gunter, M. Zgonik // Opt. Lett. – 1991. – Vol. 16. – P. 1826–1828.
24. Energy exchange optimization in (110)-cut ВТО crystal by choice of interacting waves polarization / А. Е. Zagorskiy [et al.] // Opt. Mat. – 2001. – Vol. 18. – P. 131–133.
25. Сиротин, Ю. И. Основы кристаллофизики / Ю. И. Сиротин, М. П. Шаскольская. – М. : Наука, 1979. – 639 с.
26. Сонин, А. С. Курс макроскопической кристаллофизики / А. С. Сонин. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 256 с.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 15.10.2019

***Naunika V. N., Amanova M. A., Shepelevich V. V., Yudzitski U. V. Variation of Components of the Inverse Permittivity Tensor in  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  Crystal by Electric Space Charge Field***

*Variation of the inverse permittivity tensor components of the cubic photorefractive crystals of class 23 by electric space charge field of the volume holographic grating is studied. The primary and secondary electrooptic effects are taken into consideration. Normal component surfaces of the inverse permittivity tensor of  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  crystal for typical orientations of the strength vector of the electric space charge field in the crystallographic coordinate system used for forming the holographic grating are constructed. Sections of surfaces are obtained and the crystallographic directions along which the normal component of the inverse permittivity tensor tends to extreme values are defined. It is shown that the secondary electrooptic effect for fixed strength vector of the electric space charge field can increase as well as decrease the normal component of the inverse permittivity tensor.*