

УДК 535.512

КОНОСКОПИЧЕСКАЯ КАРТИНА С СИНГУЛЯРНОСТЯМИ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ

Брецько М. В. *, Акимова Я. Е., Лапаева С. Н., Воляр А. В.

Физико-технический институт, Крымский федеральный университет имени
В.И. Вернадского, Симферополь 295007, Россия

*E-mail: Hardy2504@mail.ru

В работе определены основные проблемы исследования электрооптических свойств кристалла LiNbO_3 с помощью фазовых и поляризационных сингулярностей. Как оказалось, воздействие поперечного электростатического поля на кристалл вызывает изменение фазовой и поляризационной структуры – появляются дополнительные сингулярности. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в одноосном кристалле под воздействием поперечного электростатического поля, изменяются анизотропные свойства кристалла, что приводит к преобразованию одноосного кристалла в двухосный.

Ключевые слова: LiNbO_3 , фазовые и поляризационные сингулярности, одноосный кристалл, электростатическое поле, поляризация.

PACS: 42.25.Ja

ВВЕДЕНИЕ

Особое внимание в последнее время уделяется пучкам, переносящим оптические вихри с различными топологическими зарядами [1–4]. В частности, формирование оптических вихрей возникает при распространении света через анизотропные среды [5]. Изначально, пучки переносящие оптические вихри являлись всего лишь математическими объектами, и интерес к ним был только теоретическим. В середине 90-х годов прошлого века такие пучки в свободном пространстве были получены экспериментально, с тех пор началось интенсивное экспериментальное изучение сингулярных пучков [2]. В ряде работ показано, что анизотропные среды могут формировать оптические вихри различных знаков топологических зарядов [6, 7]. В частности, в работе [5] показано возможность формирования вихря вдоль оптической оси кристалла LiNbO_3 с двойным топологическим зарядом.

1. МОДЕЛЬ

В качестве анизотропного кристалла в работе исследован кристалл LiNbO_3 . Кристалл LiNbO_3 – анизотропный и одноосный кристалл, который имеет тригональную структуру, относится к точечной группе симметрии $3m$; является отрицательным одноосным кристаллом (рис. 1) с диапазоном прозрачности $0,4 - 0,6 \mu\text{m}$.

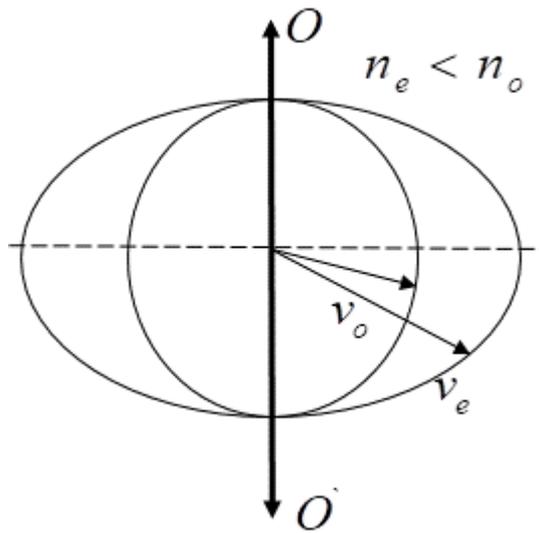


Рис. 1. Зависимость показателя преломления в главном сечении кристалла – отрицательный кристалл

Электрооптический эффект (эффект Поккельса) основан на нелинейном эффекте первого порядка взаимодействия электромагнитных волн с кристаллом. Этот эффект имеет место в кристаллах без центра симметрии, к которым относится кристалл LiNbO_3 . Под действием электростатического поля, приложенного перпендикулярно оптической оси, ось расщепляется на две $O' O''$ и кристалл становится двулучепреломляющим (рис. 2) [3].

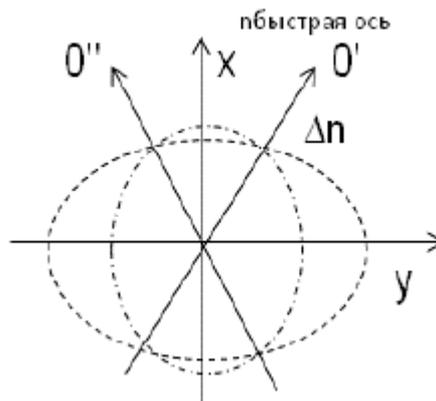


Рис. 2. Зависимость показателя преломления от оси кристалла

Кристалл ориентирован таким образом, что электростатическое поле

направлено вдоль оси y и совпадает с колебаниями электрического поля необыкновенного луча.

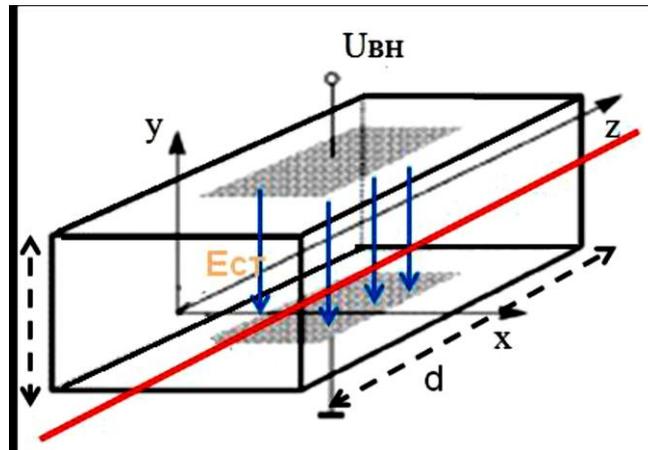


Рис. 3. Геометрия поперечного электрооптического эффекта, внешнее поле приложено по оси y , а световой пучок распространяется в направлении оптической оси z

Когда лазерное излучение направлено вдоль оптической оси и в отсутствие электростатического поля показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей совпадают. Если подать на грани кристалла напряжение, то возникнет поперечное электростатическое поле, которое приведет к смещению электронных оболочек в сторону Li и Nb (Рис. 3).

В работах [3–5] рассматривается этот случай. Величина электростатического поля $E_{стат}$ может изменять состояние поляризации падающего пучка и обеспечивает одинаковый (но не максимальный) фазовый набег для волн, поляризованных в направлениях x и y распространяющихся вдоль оптической оси z , в соответствии с выражением:

$$\Delta\varphi_y = n_0^3 r_{22} \frac{E_y}{2} kl \quad (1)$$

$$\Delta\varphi_y = k\pi, \text{ где } k = \frac{2\pi n_0^3 r_{22} l}{\lambda d}, \quad (2)$$

где n_0 – показатель преломления обыкновенного луча; r_{22} – электрооптический коэффициент для LiNbO_3 ; $l = 11 \text{ mm}$ – ширина кристалла, λ – длина волны лазерного излучения; $d = 6 \text{ mm}$ – длина кристалла.

Таким образом, поперечное электростатическое поле вносит дополнительную анизотропию в кристалл и одноосный кристалл становится двуосным. На рис. 4

представлена зависимость смещения фазы от напряжения. Теоретическая кривая рассчитана по формуле (2).

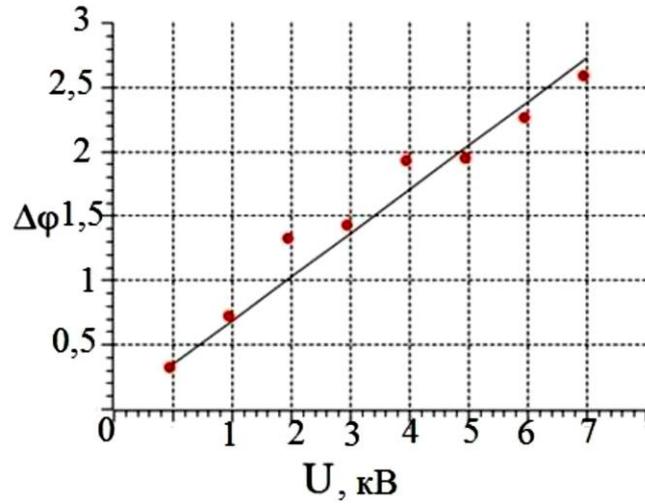


Рис. 4. Зависимость смещения фазы от напряжения, сплошная кривая – теоретическая зависимость

На основании формулы (1) проведен расчет изменения показателя преломления

$$\Delta n = \frac{n_0^3 r_{22}}{d} \cdot U. \quad (3)$$

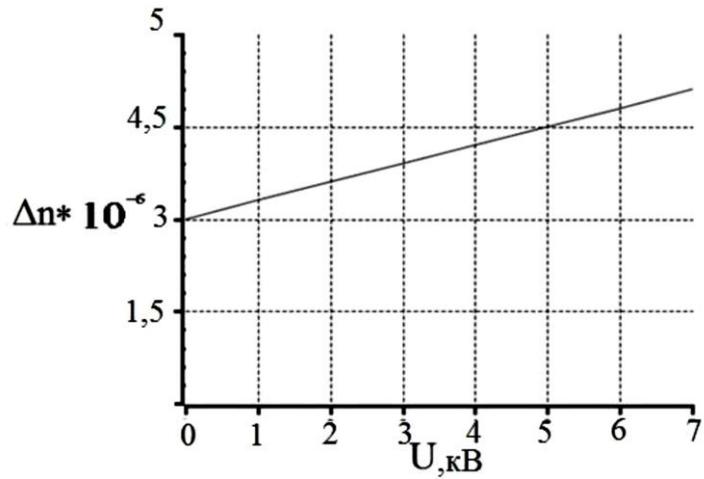


Рис. 5. Зависимость изменения показателя преломления от напряжения

Изменение показателя преломления для $u = 6kV$ равняется $\Delta n = 4.6 \cdot 10^{-6}$ (Рис. 5). Слабая анизотропия приводит к тому, что угол между осями двулучепреломления составляет не более несколько десятков минут и визуально невозможно отличить одноосный кристалл от двухосного. Но оказалось возможным детектировать двухосные характеристики кристалла по его фазовым и поляризационным сингулярностям. Исходя из выше сказанного, работа посвящена исследованию влияния эффекта Погкельса на фазовые и поляризационные сингулярности в кристалле LiNbO_3 [5].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для решения поставленных задач была собрана экспериментальная установка (рис. 6).

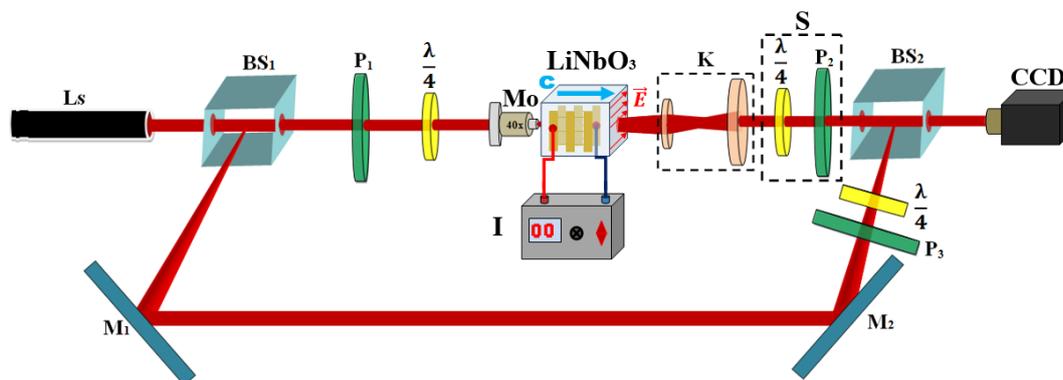


Рис. 6. Схема экспериментальной установки:

Ls – лазер (He-Ne); CCD – камера; BS₁, BS₂ – светоделительные кубики;
 P₁, P₂, P₃ – поляризатор; $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка;
 M₁, M₂ – зеркало; LiNbO₃ – кристалл LiNbO₃, I – высоковольтный источник
 постоянного тока

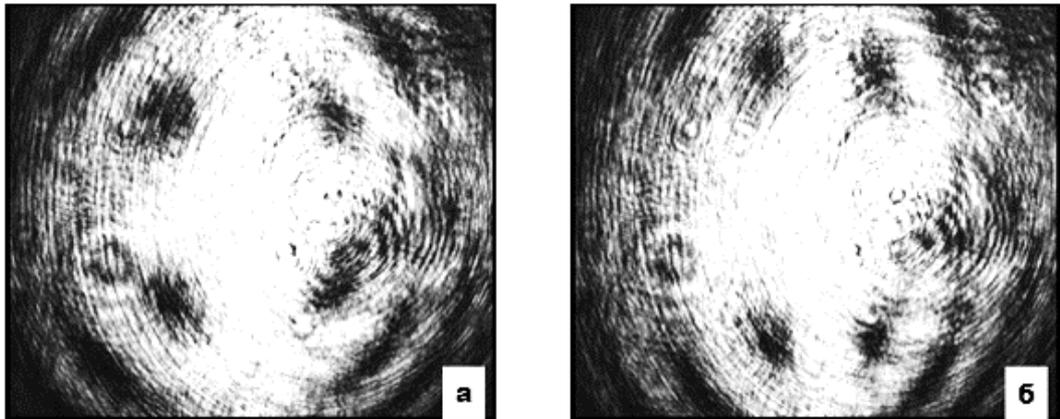
Луч от гелий-неонового лазера ЛГН-207А, с длиной волны $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$ проходит делительный кубик BS₁, являющейся частью неравно плечного интерферометра Маха-Цендера. Свет в опорном пучке отражается от зеркал M₁ и M₂ попадает на делительный кубик BS₂. Гауссов пучок в предметном плече интерферометра Маха-Цендера проходит через поляризационный фильтр, состоящий из поляризатора P₁ и четверть волновой пластины $\lambda/4$. Поляризационный фильтр настроен таким образом, чтобы на выходе из него, лазерный луч был преобразован в правоциркулярный поляризованный фундаментальный гауссов пучок [6].

Правоциркулярный поляризованный пучок, проходя на 40^\times – кратный микробиъектив L₁ фокусируется на входную грань одноосного кристалла LiNbO₃.

Оптическая ось кристалла совпадает с осью исходного пучка.

Коноскопические фигуры – это интерференционные картины в сходящемся поляризованном пучке, получаемые в скрещенных поляризаторах.

Коноскопическая картина, соответствующая циркулярному состоянию поляризации на входной грани кристалла, локализуется в фокальной плоскости объектива. При этом, она также имеет вид концентрических колец. В центре картины наблюдается 4 топологических диполя разделённые светлыми полосами. Под действием поперечного электростатического поля коноскопическая картина искажается (Рис. 7) [7].



а) $U = 0kV$, б) $U = 8kV$

Рис. 7. Коноскопическая картина кристалла $LiNbO_3$

С увеличением напряжения поперечного электростатического поля (от $0V$ до $8kV$), нарушается симметрия колец Эйри [6] и из циркулярных они преобразуются в эллиптические (рис. 7). При смене знака электростатического поля, приложенного к кристаллу, происходит смена быстрой и медленной оси, то есть коноскопические кольца вытягиваются вдоль противоположной оси. На (Рис. 8) представлен график зависимости искажения колец коноскопической картины χ под действием электростатического поля, где $\chi = a / b$ – это отношение малой и большой полуоси колец Эйри.

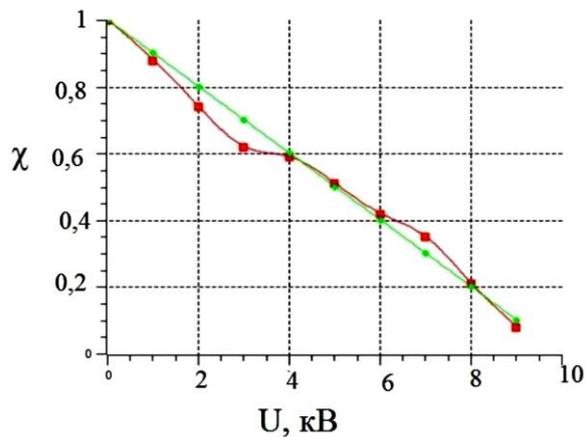
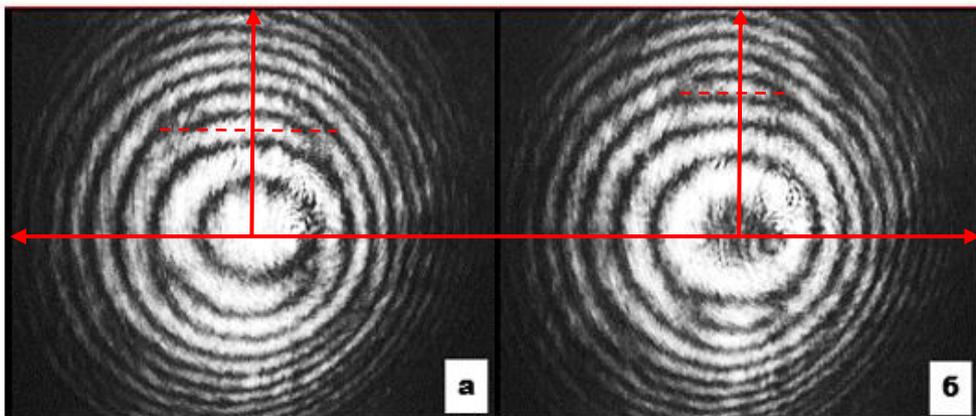


Рис. 8. График искажение коноскопической картины от приложенного электростатического напряжения LiNbO_3

3. ФАЗОВЫЕ СИНГУЛЯРНОСТИ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ LiNbO_3

Для изучения фазовых сингулярностей, на коноскопическую картину в предметном пучке накладывался опорный гауссов пучок в интерферометре Маха-Цендера. В результате на экране образуется интерференционная картина, фазовый портрет которой представлен на (Рис. 9 а). В центре него возникают четыре топологических диполя, направление спирали которых указывает на знак топологического заряда [1, 5].



а) $U = 0 \text{ kV}$, б) $U = 7 \text{ kV}$

Рис. 9. Распределение фазовой структуры коноскопической картины для циркулярного состояния поляризации на входе кристалла LiNbO_3

При увеличении электростатического поля топологические диполи смещаются (радиальное смещение) от центра конускопической картины на периферию вдоль оси Y (Рис. 9 б).

График зависимости радиального смещения сингулярностей от подаваемого электростатического напряжения представлен на Рис. 10.

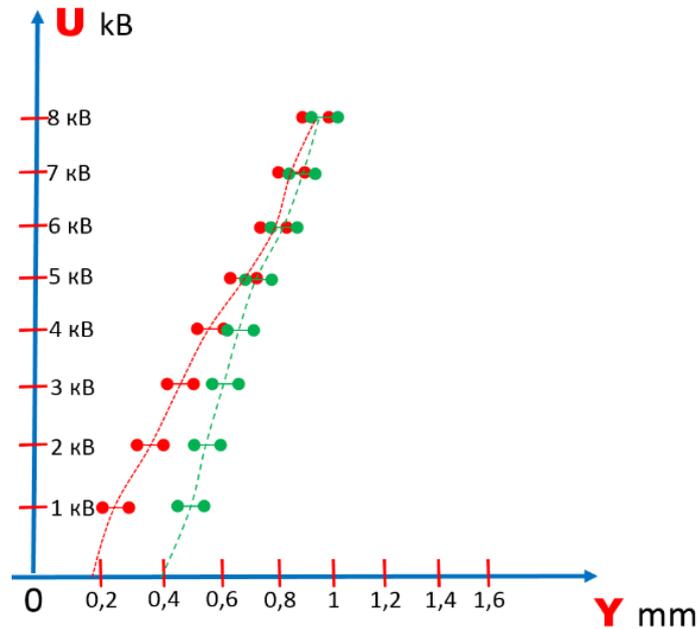
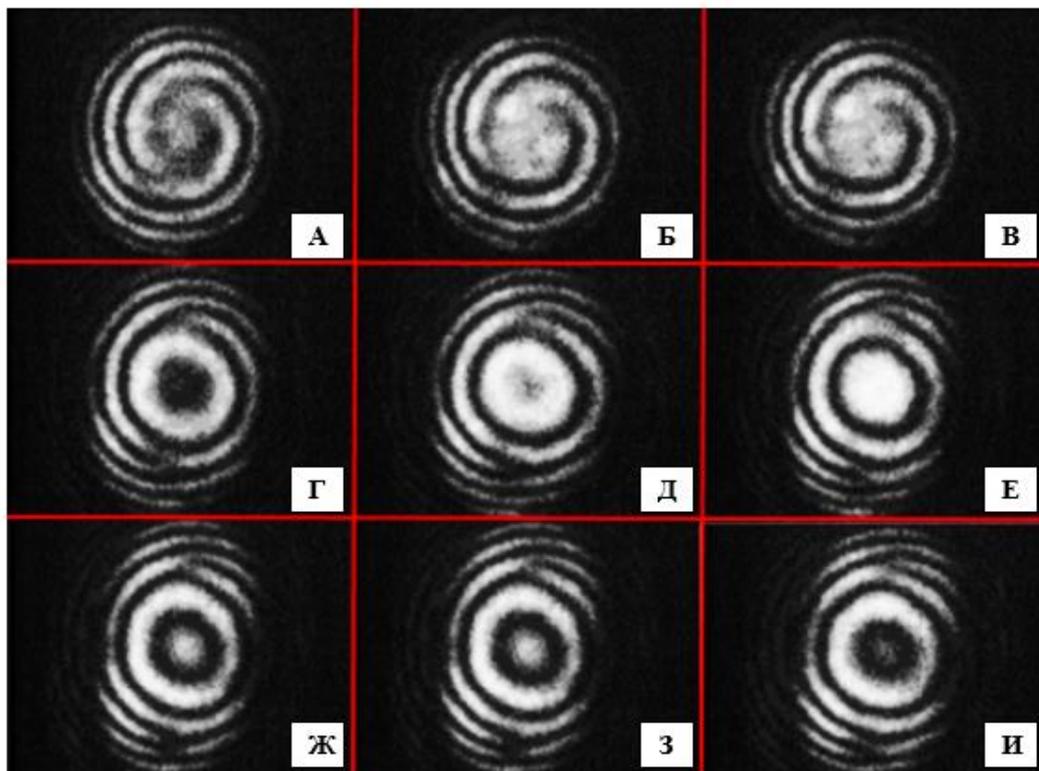


Рис. 10. Зависимость проекции смещения фазовых сингулярностей от напряжения, подаваемого на кристалл

Исследуем E_+ – правоциркулярную компоненту поля лазерного пучка, прошедшего через кристалл. С помощью $\lambda/4$ пластинки выделим E_+ . В центре поля E_+ возникает вихрь с двойным топологическим зарядом [6–8]. Под действием электростатического поля двойной вихрь разделяется на два единичных, которые смещаются от центра к периферии оптического лазерного пучка (Рис. 11). Это свидетельствует о преобразовании одноосного кристалла LiNbO_3 в двухосный.



$A = 0 \text{ kV}$, $Б = 1 \text{ kV}$, $В = 2 \text{ kV}$, $Г = 3 \text{ kV}$, $Д = 4 \text{ kV}$, $Е = 5 \text{ kV}$, $Ж = 6 \text{ kV}$, $З = 7 \text{ kV}$, $И = 8 \text{ kV}$

Рис. 11. Распределение фазовой структуры коноскопической картины при изменении приложенного напряжения

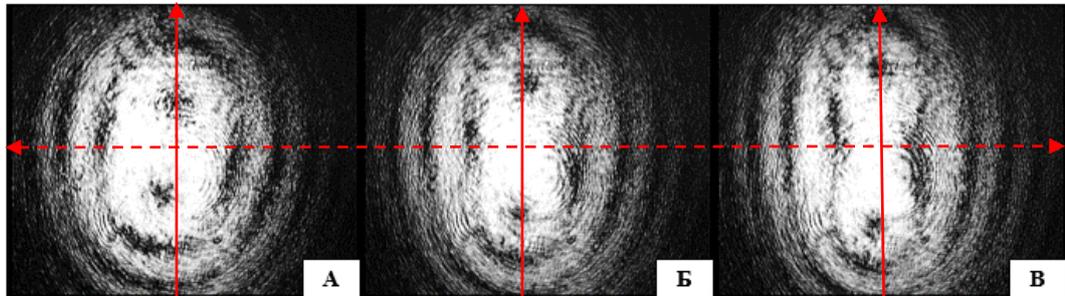
4. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СИНГУЛЯРНОСТИ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ LiNbO_3

Для исследования поляризационных сингулярностей в экспериментальной установке (Рис. 6) на выходе из кристалла был собран дифференциальный поляриметр, позволяющий выделять шесть компонент состояний поляризации электрического поля световой волны [6–8].

Для наглядного наблюдения рассмотрим Y компоненту поля пучка на выходе из кристалла с помощью Стокс поляриметра. Для этого поляризатор ориентируем вдоль оси Y относительно движения пучка лазера, а пластинку $\lambda/4$ под углом 0° . В отсутствие напряжения распределения интенсивности Y компоненты поля кристалла представляют собой вид концентрических окружностей. При увеличении напряжения в кристалле происходит нарушение симметрии колец и они преобразуются в эллипсы коэффициент эллиптичности, которых изменяется от $k = 0,82 \div 0,4$ (Рис. 12), а смещение происходит по оси Y , вдоль приложенного

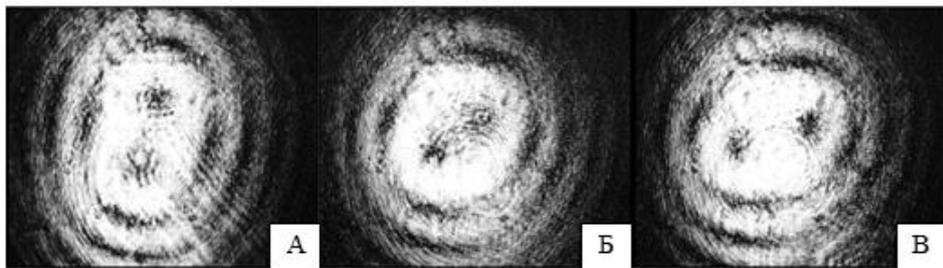
электростатического поля от центра картины к периферии.

Изменение знака электростатического поля, приложенного к кристаллу, приводит к смене быстрой и медленной оси, а следовательно, искажение концентрических окружностей наблюдается вдоль оси X (рис. 13).



$$A = 0 \text{ kV}, B = 4 \text{ kV}, B = 8 \text{ kV}$$

Рис. 12. Деформация Y компоненты вектора Стокса при изменении напряжения электростатического поля, приложенного к обкладкам конденсатора



$$A = 0 \text{ kV}, B = 4 \text{ kV}, B = 8 \text{ kV}$$

Рис. 13. Деформация Y компоненты вектора Стокса при смене полярности электростатического поля

Далее рассмотрим распределение локальной поляризации право циркулярно-поляризованного пучка, прошедшего через кристалл. Для этого воспользуемся методом параметров Стокса [6–8].

Система фильтров подстраивалась таким образом, чтобы состояние поляризации в измеряемом пучке в ключевых линиях (C и S – линии, C – точки) совпадало с состоянием поляризации в исходном пучке [6, 8]. Первым необходимым измерением, которое было эталонным для данного эксперимента, явилось воспроизведение карты поляризационных состояний пучка после кристалла в отсутствии возмущения (рис. 14).

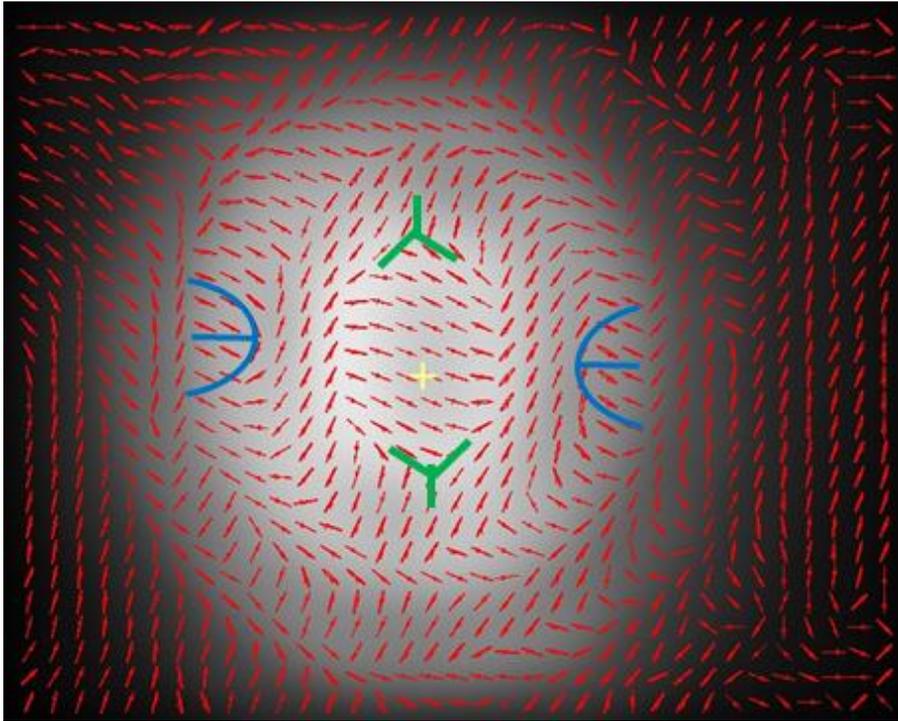


Рис. 14. Компьютерная обработка экспериментальных данных распределения поляризации кристалла LiNbO_3 в отсутствии электростатического поля

При нулевом электростатическом поле формируется 2 пары поляризационных сингулярностей «Lemon» и «Star» (рис. 14) [6, 7].

С увеличением напряжения на обкладках конденсатора на кристалл поляризационные сингулярности «Star» и «Lemon» смещаются радиально относительно оси пучка, уходя с увеличением напряжения на периферию, а сингулярности типа «Lemon» смещаются к центру пучка, как показано на рис. 15 а и рис. 15 б.

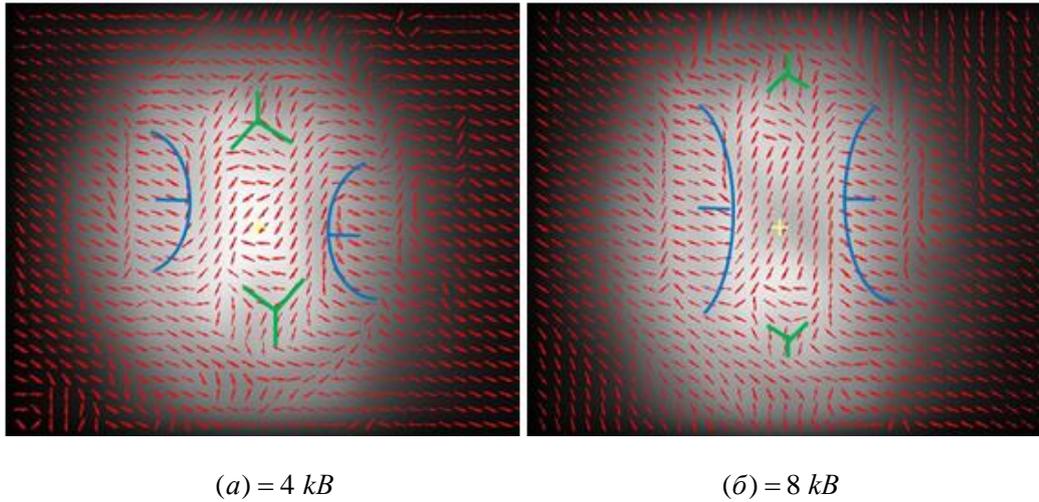


Рис. 15. Тонкая поляризационная структура Гауссова пучка на выходе из кристалла LiNbO_3 под действием поперечного электростатического поля

На основании картин распределения построены траектории поляризационных сингулярностей «Star» и «Lemon» в зависимости от приложенного напряжения (рис. 16).

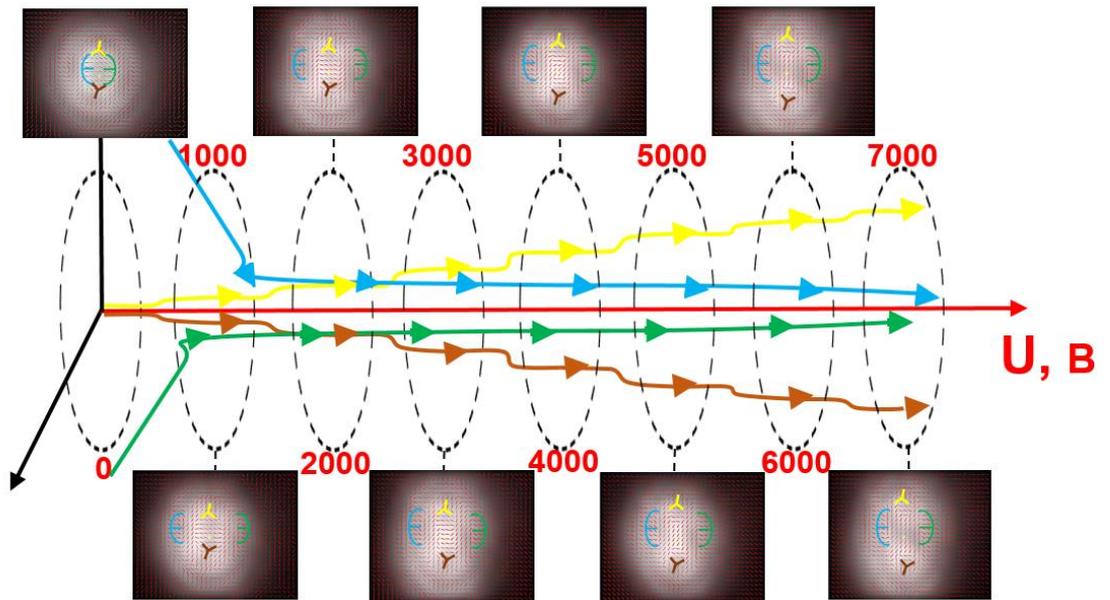


Рис. 16. Траектории поляризационных сингулярностей, сформированных в кристалле LiNbO_3 , при воздействии поперечного электростатического поля

Изменение знака электростатического поля приводит к изменению тонкой поляризационной структуры.

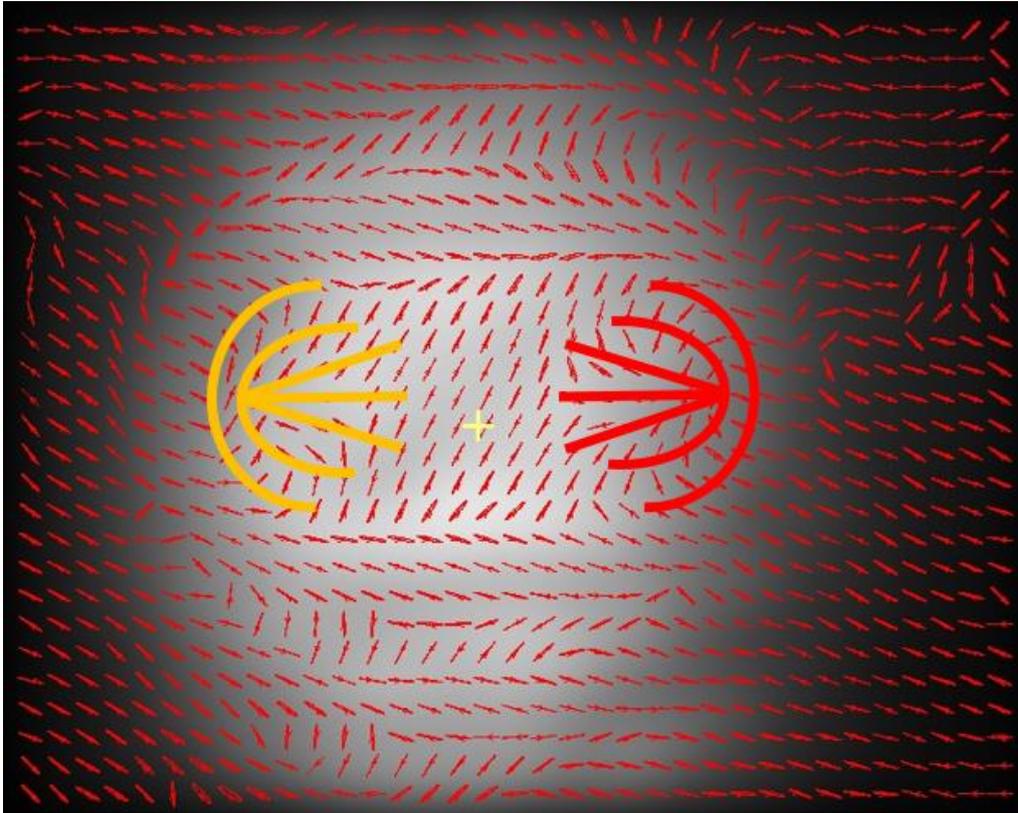


Рис. 17. Тонкая поляризационная структура гауссова пучка после кристалла LiNbO_3 при смене полярности электростатического поля

Поляризационные сингулярности смещаются к центру картины, где взаимодействуют друг с другом и эволюционируют в новую поляризационную сингулярность типа «Monstar», и дальнейшее увеличение напряжения до 8 kV приводит к их радиальному смещению от центра коноскопической картины [9–12].

Построены траектории поляризационных сингулярностей «Lemon» и «Star» в зависимости от приложенного напряжения (рис. 18).

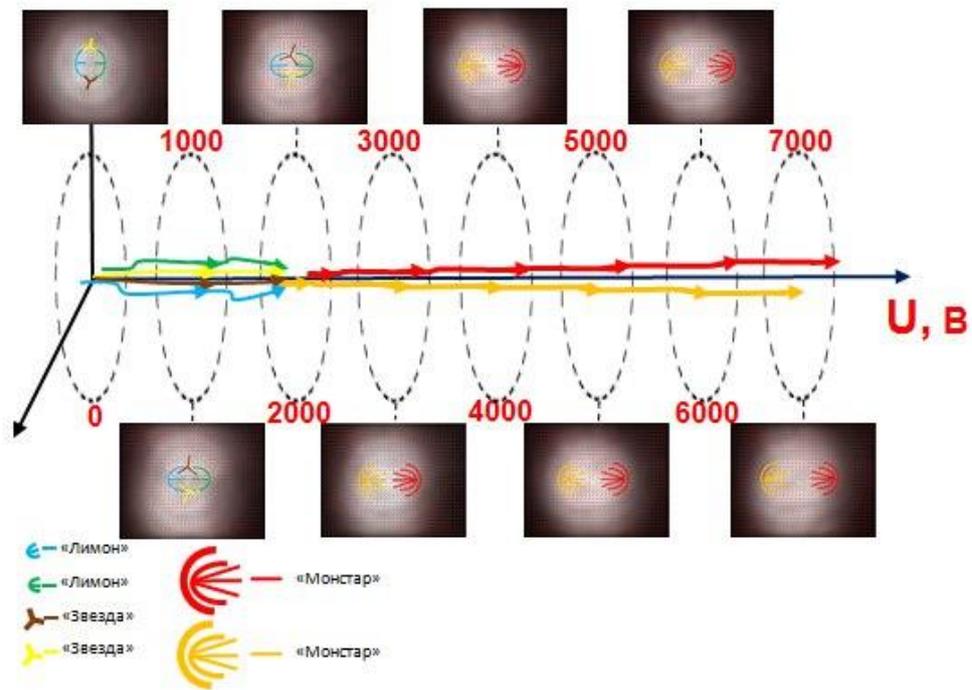


Рис. 18. Траектории поляризационных сингулярностей, сформированных в кристалле LiNbO_3

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализирована динамика фазовой структуры, сформированной коноскопической картиной, под действием поперечного электростатического поля. Показано, что с увеличением приложенного к кристаллу напряжения, двойной вихрь расщепляется на две фазовые сингулярности с единичным топологическим зарядом.

Проведен анализ тонкой поляризационной структуры поля кристалла методом Стокс-поляриметрии. Показаны траектории смещения поляризационных сингулярностей от приложенного электростатического поля. Обнаружено, что под действием электростатического поля, характерные для кристалла LiNbO_3 поляризационные сингулярности «Lemon» и «Star», эволюционируют в новый тип поляризационных сингулярностей типа «Monstar», которые характерны для двухосных кристаллов.

Список литературы

1. Gbur G. J. Singular optics. New York : CRC Press, 2017.
2. Berry M. V. Paraxial beams of spinning light // Singular optics, SPIE. 1998. Vol. 3487. P. 6–11.
3. Кузьминов Ю. С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. М. : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. 264 с.

4. Кузьминов Ю. С. Ниобат и талант лития – материалы для нелинейной оптики. М : Наука, 1975. 224 с.
 5. Сонин А. С., Василевская А. С. Электрооптические кристаллы. М : Автомиздат, 1971. 327 с.
 6. The fine structure of singular beams in crystals: colours and polarization / Yu. Egorov, T. Fadeyeva, A. Volyar // *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*. 2004. Vol. 6. P. S217–S228.
 7. Dynamics of optical spin-orbit coupling in uniaxial crystals / Etienne Brasselet, Yana Izdebskaya, Vladen Shvedov [и др.] // *Optics Letters*. 2009. Vol. 34, No. 7. P. 1021–1023.
 8. Рыбас А. Ф. Конверсия оптических вихрей в сингулярных пучках, распространяющихся под углом к оптической оси в анизотропной среде : диссертация на соискание научной степени канд. физ.-мат. наук. Симферополь : 2010. 160 с.
 9. Векторные сингулярности гауссовых пучков в одноосных кристаллах: генерация оптических вихрей / А. В. Воляр, Т. А. Фадеева, Ю. А. Егоров // *Письма в ЖТФ*. 2002. Т. 28. Вып. 22. С. 70–77.
 10. Egorov Yu. A. White optical vortices in LiNbO₃ crystal / Yuriy A. Egorov, Tatyana A. Fadeyeva, Alexander F. Rubass, Alexander V. Volyar // *Proceedings of SPIE*. 2006. Vol. 5582. P. 286–295.
 11. Subwave spikes of the orbital angular momentum of the vortex-beams in a uniaxial crystal / T. Fadeyeva, C. Alexeyev, A. Rubass, [et al.] // *Optics Letters*. 2011. 36 (21). 4215-7
 12. А. с. 8281. Компьютерная программа для расчёта распределения поляризации неоднородно поляризованного лазерного пучка / Т. А. Фадеева (Украина). – Свид. № 8281 ; по заявке № 8103; опубл. 04.07.03.
-

INTERACTION MONOSCOPICALLY PATTERNS WITH SINGULARITIES IN THE ELECTRO-OPTIC CRYSTAL

Bretsko M. V. , Akimova Ya. E., Lapaeva C. N., Volyar A. V.*

Physics and Technology Institute, V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol 295007, Russia

**E-mail: Hardy2504@mail.ru*

We identified the main problems of the study of electrooptical properties of LiNbO₃ crystal, using phase and polarization singularities. As it turned out, the effects of transverse electric field on the crystal causes a change in phase of polarization structure – an additional polarization singularity. The obtained results show that in a uniaxial crystal under the influence of a transverse electric field to change the anisotropic properties of the crystal, which leads to the transformation of a uniaxial crystal to biaxial.

Keywords: LiNbO₃, phase and polarization singularities, uniaxial crystal, the electrostatic field, polarization.

References

1. G. J. Gbur, *Singular optics* (CRC Press, New York, 2017).
2. M. V. Berry, *Singular optics*, *SPIE* **3487**, 6–11 (1998).
3. Y. S. Kuzminov, *Electro-optical and nonlinear optical lithium niobate crystal* (M. : Science GL. ed. Fiz.-Mat. lit., 1987) 264 p.
4. Y. S. Kuzminov, *Niobate and talent of lithium – materials for nonlinear optics* (M : Nauka, 1975) 224 p.
5. A. S. Sonin, A. S. Vasilevskaya, *Electro-optic crystals* (M : Atomizdat, 1971) 327 p.
6. Yu. Egorov, T. Fadeyeva, A. Volyar, *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **6**, S217–S228 (2004).
7. Etienne Brasselet, Yana Izdebskaya, Vladen Shvedov [et al.] *Optics Letters* **34**, 1021–1023 (2009).
8. A. F. Rybas, Candidate's Dissertation in Mathematics and Physics (Simferopol, 2010) 160 p.
9. A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva, Yu. A. Egorov, *Technical Physics Letters* **28**, 70–77 (2002).

10. Yu. A. Egorov, T. A. Fadeyeva, A. F. Rubass, A. V. Volyar, *Proceedings of SPIE* **5582**, 286–295 (2006).
11. T. Fadeyeva, C. Alexeyev, A. Rubass, A. Zinov'ev, V. Konovalenko, A. Volyar, *Optics Letters* **36** (21) 4215-7 (2011).
12. A. S. 8281. Computer program to calculate the distribution of polarization of non-uniformly polarized laser beam. T. A. Fadeyeva (Ukraine). Testimonies. No. 8281 ; application No. 8103; publ. 4.07.03.

*Поступила в редакцию 22.03.2018 г. Принята к публикации 14.05.2018 г.
Received March 22, 2018. Accepted for publication May 14, 2018*