

УДК 535:628.373.8,535:548

*А. А. РЫЖЕВИЧ<sup>1</sup>, С. В. СОЛОНЕВИЧ<sup>1</sup>, Н. А. ХИЛО<sup>1</sup>, И. В. БАЛЫКИН<sup>1,2</sup>*

### **ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КОНИЧЕСКИХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ДВУОСНЫХ КРИСТАЛЛАХ**

<sup>1</sup>*Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь,  
e-mail: tol@dragon.bas-net.by*

<sup>2</sup>*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*

Исследованы методы преобразования когерентных монохроматических световых пучков в двуосных кристаллах в условиях конической рефракции. Разработана методика определения оптимальных параметров оптических элементов при создании преобразователя для получения радиально либо азимутально поляризованного лазерного излучения, а также конических световых пучков с винтовой дислокацией волнового фронта первого порядка в зависимости от используемых материала кристалла и длины волны лазерного излучения.

*Ключевые слова:* двуосный кристалл, винтовая дислокация волнового фронта, бесселев световой пучок, радиальная поляризация, азимутальная поляризация.

*A. A. RYZHEVICH<sup>1</sup>, S. V. SOLONEVICH<sup>1</sup>, N. A. KHILO<sup>1</sup>, I. V. BALYKIN<sup>1,2</sup>*

### **TRANSFORMATION OF CONICAL LASER BEAMS IN BIAXIAL CRYSTALS**

<sup>1</sup>*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus,  
e-mail: tol@dragon.bas-net.by*

<sup>2</sup>*Belarusian State University, Minsk, Belarus*

We investigated the methods of transformation of coherent monochromatic light beams in biaxial crystals under the conditions of conical refraction. Also, we developed the method for determining optimal parameters of optical elements to create a converter that forms radially or azimuthally polarized laser radiation, as well as conical light beams with dislocation of a first-order wave front depending on the material of the used crystal and laser radiation wavelength.

*Keywords:* biaxial crystal, screw wave front dislocation, Bessel light beam, radial polarization, azimuthal polarization.

**Введение.** Двуосные кристаллы, ориентированные вдоль бинормали, проявляют ряд интересных свойств при распространении сквозь них световых пучков различных поляризаций. Так, в [1–2] теоретически и экспериментально исследован новый оптический эффект трансформации порядка бесселева светового пучка (БСП) из нулевого в первый при распространении циркулярно поляризованного когерентного света вдоль оптических осей кристалла в условиях проявления эффекта внутренней конической рефракции [3–4]. Как известно, распределение интенсивности в БСП высших порядков (БСП<sub>*n*</sub>, где *n* – порядок бесселева пучка) описывается квадратом функции Бесселя *n*-го порядка. При этом БСП<sub>*n*</sub> содержит винтовую дислокацию волнового фронта (ВДВФ) порядка *n*. В [5] с использованием таким же образом ориентированных двуосных кристаллов предложен метод преобразования линейно поляризованных гауссовых пучков в многокольцевые световые пучки (МКСП), содержащие или не содержащие ВДВФ. Данный метод в работе [6] применен для формирования квазигиперболических световых пучков, а в [7] – для создания преобразователя лазерного излучения, производящего аподизацию светового пучка без увеличения его расходимости.

В настоящее время наблюдается возрастание интереса к световым пучкам, обладающим азимутальной (векторы электрической составляющей перпендикулярны направлению распространения электромагнитной волны и при этом лежат на касательных к окружностям, центры которых находятся на оптической оси пучка) и особенно радиальной поляризацией (векторы электрической

составляющей поля лежат на лучах, радиально расходящихся от оптической оси пучка) [8–10]. Особое внимание к данным пучкам объясняется, прежде всего, инвариантностью особенностей их отражения от цилиндрических и конических поверхностей даже при больших углах падения, благодаря чему можно производить контроль качества изделий, имеющих аксиальную симметрию, с большей точностью по сравнению с линейно и циркулярно поляризованными пучками, а также формировать аксиально симметричные перетяжки линзовыми системами с высокой числовой апертурой. Радиально поляризованные пучки, сфокусированные объективами с высокой числовой апертурой, имеют в фокусе сильную нераспространяющуюся продольную составляющую электрического поля и могут обеспечить существенно меньшие размеры светового пятна в фокусной плоскости по сравнению с линейно и циркулярно поляризованными пучками, благодаря чему может быть достигнута высокая точность лазерной обработки материалов, большая плотность мощности в месте взаимодействия излучения с веществом. Кроме того, они могут быть использованы для захвата и манипуляции частицами меньших размеров, чем это возможно с пучками, имеющими линейную или циркулярную поляризацию. В [10] был предложен и экспериментально реализован метод формирования лазерного пучка с радиальной поляризацией на основе двуосного кристалла.

Актуальной является задача разработки и совершенствования устройств для формирования лазерных пучков с ВДВФ, а также высокоинтенсивных радиально/азимутально поляризованных лазерных пучков. В настоящей работе экспериментально исследованы закономерности преобразования лазерных пучков с различными поляризациями в двуосных кристаллах, в результате которого формируются конические лазерные пучки с ВДВФ первого порядка либо радиально/азимутально поляризованные конические лазерные пучки с целью оптимизации параметров оптической схемы в зависимости от материала двуосного кристалла и длины волны используемого лазерного излучения.

**1. Специфика метода формирования азимутально/радиально поляризованного излучения с применением двуосного кристалла.** Предложенный в [10] метод получения азимутально либо радиально поляризованных световых пучков заключается в следующем. Исходный линейно поляризованный монохроматический конический световой пучок направляют на двуосный кристалл, ось  $x$  или  $y$  которого ориентирована параллельно входной грани кристалла и плоскости колебаний напряженности электрического поля входящего светового пучка таким образом, что ось конуса волновых векторов светового пучка перпендикулярна входной грани кристалла. В этом случае в кристалле возбуждаются две волны с поляризациями  $\vec{c}_+ = (1 + \cos(\varphi))\vec{e}_1 + \sin(\varphi)\vec{e}_2$  и  $\vec{c}_- = (1 - \cos(\varphi))\vec{e}_1 - \sin(\varphi)\vec{e}_2$  и различающимися фазовыми скоростями ( $\varphi$  – азимутальная координата в цилиндрической системе координат). Согласно [10], результирующее поле в кристалле представляет собой интерференцию указанных конических пучков и зависит на выходе от толщины кристалла. Расчет дифракционного интеграла дает для амплитуды выходного поля выражение

$$\vec{A}(\rho, L) = M_0(q_{in}\rho)\cos(\alpha q_{in}L)\vec{e}_1 - M_1(q_{in}\rho)\sin(\alpha q_{in}L)\vec{e}_\rho. \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  – радиальная цилиндрическая координата,  $L$  – толщина кристалла,  $\alpha$  – параметр анизотропии кристалла,  $q_{in} = k_0 \sin(\gamma)$ ,  $\gamma$  – угол конусности падающего БСП,  $\vec{e}_1$  – вектор поляризации падающего пучка,  $\vec{e}_\rho$  – единичный вектор радиальной поляризации,  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $M_0(q_{in}\rho)$  и  $M_1(q_{in}\rho)$  – аксиально симметричные функции, определяемые функцией распределения амплитуды входного поля.

Из (1) следует, что выходное поле будет полностью радиально поляризовано при соблюдении условия

$$\alpha q_{in}L = (2n + 1)\pi/2. \quad (2)$$

Аналогично для случая поляризации падающего пучка вдоль оси  $y$  получим для выходного поля

$$\vec{A}(\rho, L) = M_0(q_{in}\rho)\cos(\alpha q_{in}L)\vec{e}_2 + M_1(q_{in}\rho)\sin(\alpha q_{in}L)\vec{e}_\varphi, \quad (3)$$

где  $\vec{e}_\varphi$  – единичный вектор азимутальной поляризации.

Как видно из (3), в данном случае имеет место преобразование линейно поляризованного конического светового пучка в пучок азимутальной поляризации. Условие полного преобразования состояния поляризации в азимутальную совпадает с условием (2). При использовании в качестве входного линейно поляризованного БСП нулевого порядка с соответствующим условию (2) углом конусности радиально и азимутально поляризованные компоненты представляют собой БСП первого порядка. Таким образом, в кристалле происходит преобразование как состояния поляризации падающего пучка, так и порядка бесселевой функции:

$$\vec{\bar{A}}(\rho, L) = a_0 J_0(q_{in}\rho) \cos(\alpha q_{in}L) \vec{e}_2 + a_0 J_1(q_{in}\rho) \sin(\alpha q_{in}L) \vec{e}_\varphi, \quad (4)$$

$$\vec{\bar{A}}(\rho, L) = a_0 J_0(q_{in}\rho) \cos(\alpha q_{in}L) \vec{e}_1 - a_0 J_1(q_{in}\rho) \sin(\alpha q_{in}L) \vec{e}_\rho, \quad (5)$$

где  $J_0$  и  $J_1$  – функции Бесселя нулевого и первого порядков соответственно,  $a_0$  – постоянный амплитудный множитель.

Из (2) следует, что для полного преобразования оптимальный угол конусности конического светового пучка, падающего на кристалл, должен составлять

$$\gamma_{\text{опт}} = \arcsin((2n + 1)\lambda/(4L\alpha)), \quad (6)$$

где  $n$  – любое целое число,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $\alpha$  – параметр анизотропии используемого двуосного кристалла,  $L$  – толщина (длина) этого кристалла. Путем выбора одной из двух ориентаций плоскости колебаний напряженности электрического поля входного пучка относительно осей  $x$  и  $y$  кристалла осуществляется выбор необходимой поляризации выходного пучка. Если плоскость колебаний напряженности электрического поля входного пучка параллельна оси  $x$  кристалла, на выходе формируется радиально поляризованный конический световой пучок, если плоскость колебаний напряженности электрического поля входящего светового пучка параллельна оси  $y$  кристалла, на выходе получают азимутально поляризованный конический световой пучок.

Условие (6) является также условием полного преобразования циркулярно поляризованного конического светового пучка в линейно поляризованный конический световой пучок с ВДВФ в оптической схеме на основе ориентированного таким же образом кристалла, что следует из [1–2]. Наличие или отсутствие ВДВФ в выходном пучке задается взаимной ориентацией оптических элементов, формирующих схему преобразователя, который используется в [1–2].

**2. Экспериментальное изучение закономерностей преобразования излучения в двуосных кристаллах.** Для исследования закономерностей преобразования конических световых пучков в двуосном кристалле, ориентированном вдоль бинормали, была собрана оптическая схема, показанная на рис. 1.

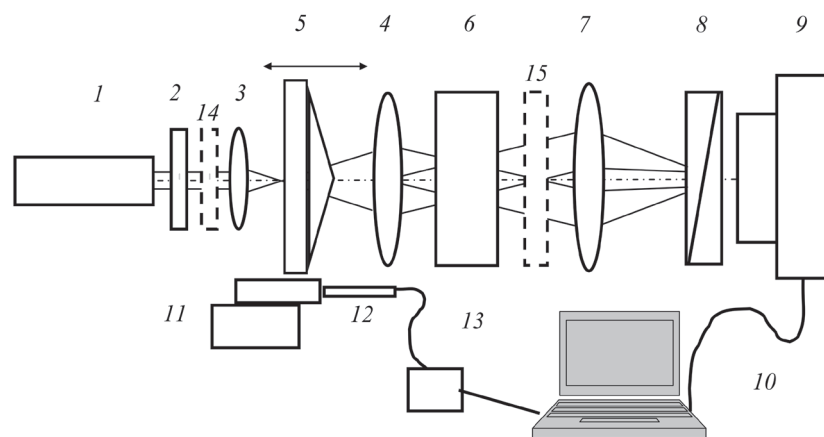
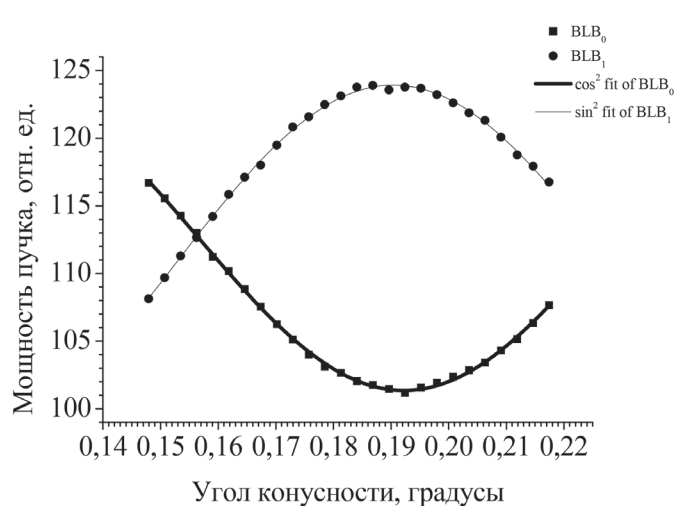


Рис. 1. Установка для преобразования лазерного излучения на основе двуосного кристалла: 1 – лазер; 2 – пластинка  $\lambda/2$ ; 3, 4 – линзы, составляющие телескоп; 5 – аксикон, закрепленный на подвижке 11; 6 – двуосный кристалл; 7 – положительная линза, формирующая кольцевое поле; 8 – поляризатор; 9 – CCD-камера, сопряженная с компьютером 10; 12 – моторизованный актуатор, регулирующий положение подвижки 11; 13 – драйвер актуатора, сопряженный с компьютером 10; 14, 15 – пластинки  $\lambda/4$  (опционально)

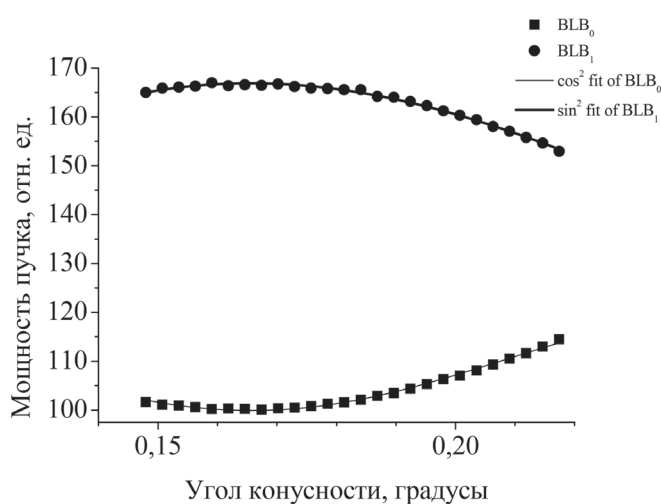
В качестве источника когерентного излучения использовался гелий-неоновый лазер ГН-25-1, генерирующий на длине волны 633 нм. Плавное изменение угла конусности конического пучка достигалось перемещением аксикона 5 внутри телескопа, состоящего из сферических линз 3, 4, с помощью электромеханического узла, состоящего из механического транслятора 11, моторизованного актуатора 12 модели Z825B (производства «Thorlabs», США) и контроллера двигателя 13, сопряженного с компьютером 10. Наличие данного электромеханического узла позволяло механизировать и упростить процесс подстройки угла конусности пучка, исключив грубые касания, которые искажают оптическую схему. При наличии четвертьволновых пластинок 14 и 15 из линейно поляризованного пучка лазера 1 после поляризатора  $\delta$  формировался сходящийся конический световой пучок, содержащий или не содержащий ВДВФ первого порядка, т. е. БСП<sub>1</sub> либо БСП<sub>0</sub>. Работу устройства мы тестировали с двусосными кристаллами КТР и KGW.



Equation	y = A + B*cos(x*C+D)		
Adj. R-Square	0,99909		
		Value	Standard Error
BLB0	A	112,65553	0,53438
BLB0	B	11,29212	2,028
BLB0	C	44,01946	1,32943
BLB0	D	-200,09903	0,30495

Equation	y = A - B*cos(x*C+D)		
Adj. R-Square	0,99843		
		Value	Standard Error
BLB1	A	110,47742	1,14624
BLB1	B	13,44265	3,9663
BLB1	C	41,03904	2,11517
BLB1	D	-199,45111	0,48065

a



Equation	y = A + B*cos(x*C+D)		
Adj. R-Square	0,99525		
		Value	Standard Error
Энергия пучка, от тн. ед. (90 гр.)	A	147,49365	6,60439
Энергия пучка, от тн. ед. (90 гр.)	B	-19,37867	14,45509
Энергия пучка, от тн. ед. (90 гр.)	C	24,51341	4,84187
Энергия пучка, от тн. ед. (90 гр.)	D	-189,42244	0,94889

Equation	y = A + B*cos(x*C+D)		
Adj. R-Square	0,99578		
		Value	Standard Error
Энергия пучка, от н. ед. (0 гр.)	A	110,43773	1,14473
Энергия пучка, от н. ед. (0 гр.)	B	10,52295	3,68466
Энергия пучка, от н. ед. (0 гр.)	C	36,57986	2,79213
Энергия пучка, от н. ед. (0 гр.)	D	-197,69927	0,55978

b

Рис. 2. Определение оптимального угла конусности для кристаллов KGW (a) и КТР (б)

Когда в БСП<sub>1</sub> с ВДВФ содержится максимальная доля мощности первоначального пучка, БСП<sub>0</sub> без ВДВФ при таком же угле конусности обладает минимальной мощностью, близкой к нулю и, соответственно, наоборот (рис. 2).

На практике искать оптимальный угол для максимальной перекачки мощности в пучок с ВДВФ проще и удобнее по минимальной мощности выходного пучка без ВДВФ. Кроме того, таким же образом определяется и оптимальный угол для наиболее полной перекачки мощности в выходной радиально/азимутально поляризованный пучок. Для этого из оптической схемы удаляются обе четвертьволновые пластинки. Ориентацией же полуволновой пластинки 2 (см. рис. 1) задается поляризация выходного пучка.

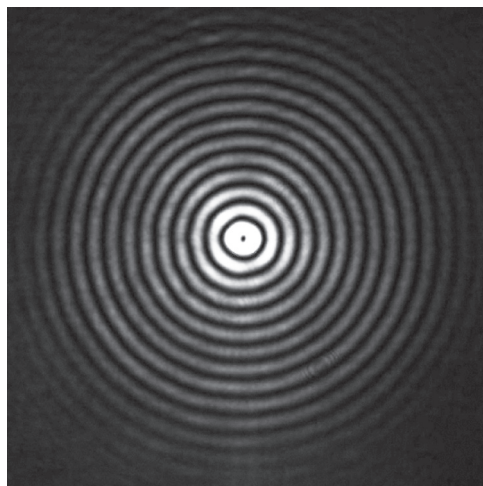
На рис. 3 показано распределение интенсивности в поперечном сечении выходного азимутально поляризованного конического пучка (рис. 3, а), а также диаметрально распределение интенсивности (рис. 3, б). Последнее достаточно хорошо описывается квадратом функции Бесселя первого порядка.

Наличие у выходного пучка радиальной поляризации подтверждается посредством вращения анализатора  $\delta$  (см. рис. 1) вокруг оси светового пучка. При этом в пучке после анализатора возникает модуляция интенсивности с провалами до нулевого значения, подтверждающая наличие ориентации электрических векторов, лежащих в радиальных направлениях (рис. 4).

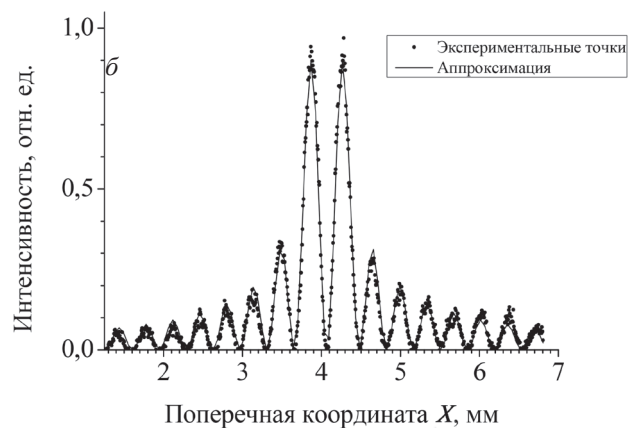
Световое поле с азимутальной поляризацией выглядит абсолютно так же, как и поле с радиальной поляризацией на рис. 3, а. Однако темные сектора, модулирующие интенсивность, повернуты относительно таковых на рис. 4 точно на 90 градусов.

На рис. 5 показан Фурье-спектр выходного БСП<sub>1</sub> с радиальной поляризацией после прохождения им анализатора (изображение поля получено в фокусе положительной сферической линзы с фокусным расстоянием 10 см).

Налицо существование модуляции интенсивности кольца, аналогичной модуляции на рис. 4, что подтверждает наличие в Фурье-спектре сильной радиально поляризованной поперечной компоненты, несмотря на некоторые изменения в направлениях распространения излучения при фокусировке сферической линзой.



а



б

Equation	$y=A*(J1(B*(x-C)))^2$		
Adj. R-Square	0,98633		
		Value	Standard Error
Normalized intensity	A	2,64333	0,009
Normalized intensity	B	9,24367	0,00614
Normalized intensity	C	4,06806	3,70384E-4

Рис. 3. Распределение интенсивности в поперечном сечении выходного пучка с радиальной поляризацией (а) и диаметрально распределение интенсивности (б)

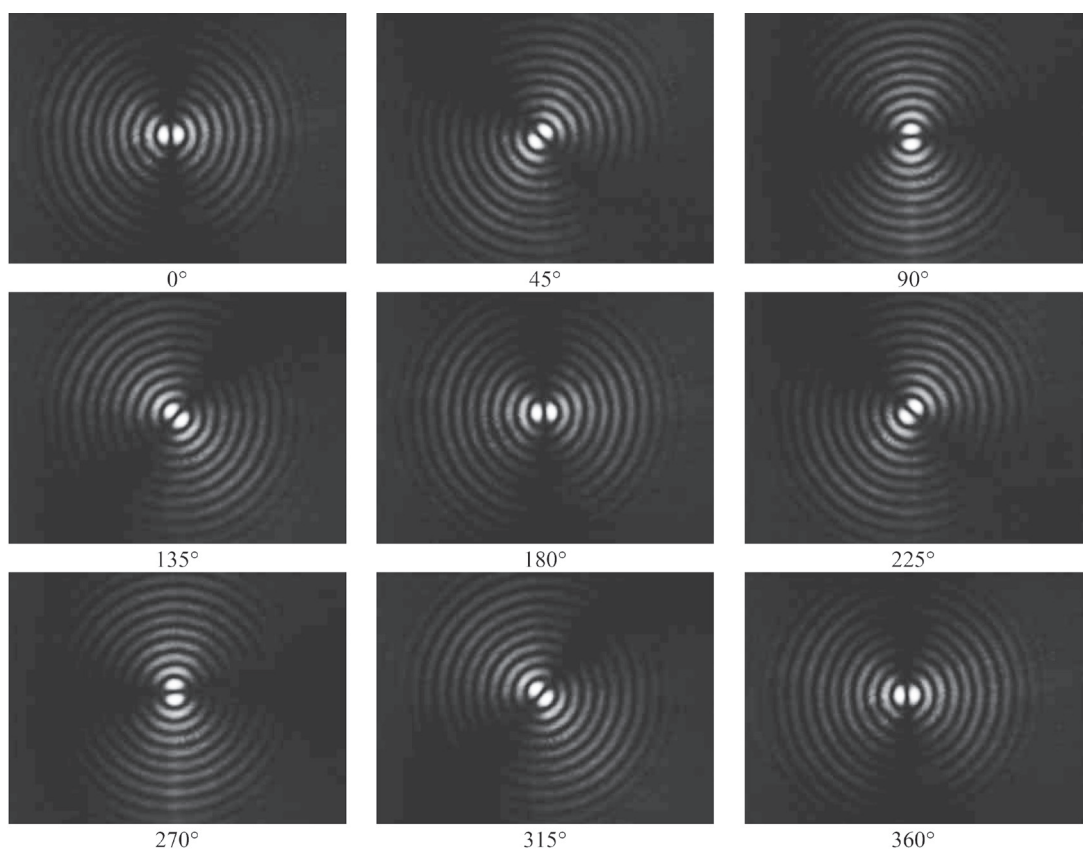


Рис. 4. Поле радиально поляризованного пучка за анализатором при различных ориентациях анализатора

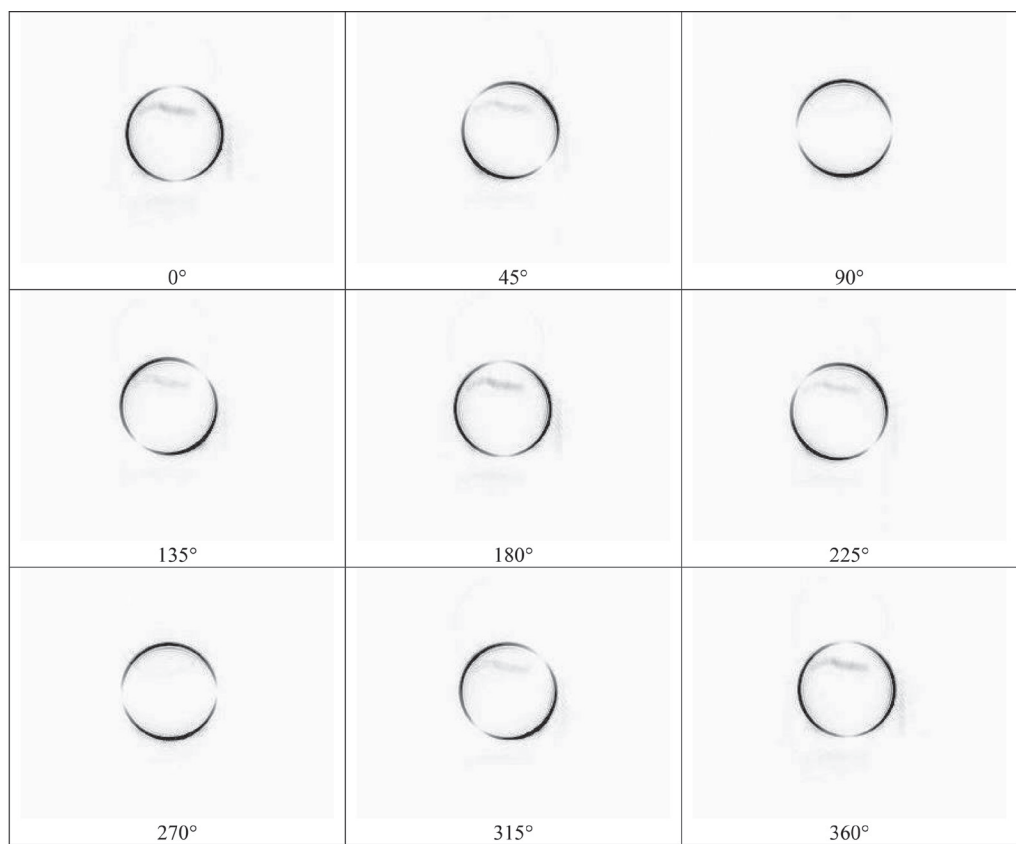


Рис. 5. Фурье-спектр радиально поляризованного БСП<sub>1</sub>, прошедшего через анализатор, при различных ориентациях анализатора (изображения инвертированы)

**3. Оптимизация оптических элементов схемы.** Оптическую схему метода для формирования радиально/азимутально поляризованных конических лазерных пучков можно существенно упростить и сделать более компактной, если для получения БСП, падающего на кристалл, использовать аксикон, непосредственно создающий БСП с оптимальным углом конусности. Более того, двусный кристалл можно соединить с аксиконом в моноблок, сделав при этом плоскую поверхность аксикона выходной и прикрепив к ней кристалл. Следующей ступенью оптимизации могло быть формирование входной конической поверхности с нужным углом при основании прямо на самом кристалле, но такой путь сопряжен с рядом объективных технологических трудностей, связанных с ориентацией кристалла.

Для того чтобы расчетным образом определить необходимый угол конусности светового пучка, при малых углах конусности можно воспользоваться формулой  $\gamma_{\text{опт}} = (m + 1/2)\lambda/(2\alpha L)$ , следующей из (6). Однако параметр анизотропии у различных конкретных кристаллов, даже одинаковых по химическому составу и кристаллической структуре, может существенно отличаться. Так, согласно различным справочным данным, для кристалла КТР он может находиться в диапазоне  $0,0144 \div 0,0160$ . Минимальный угол полного преобразования соответствует углу расходимости первого кольца многокольцевого светового пучка с дислокацией волнового фронта  $\gamma_{\text{мин}} = \lambda/(4\alpha L)$ . Соответственно наименьший оптимальный угол конусности светового пучка для кристалла КТР длиной 12 мм может составлять от 0,047 до 0,052 градуса. Таким образом, точности расчета оптимального угла конусности в некоторых конкретных случаях, особенно для высокоанизотропных кристаллов длиной несколько миллиметров и более, может оказаться недостаточно для обеспечения полного преобразования начального излучения в излучение с нужной поляризацией. Более того, сами кристаллы зачастую изготавливаются с погрешностью относительно заказанных размеров. С другой стороны, в силу технических причин, минимальный угол при основании стеклянного аксикона составляет величину не менее 0,25 градуса. Наиболее качественно удается изготовить аксиконы с углами при основании от 1 до 5 градусов. Поскольку угол конусности БСП при малых углах и показателе преломления материала аксикона 1,5 примерно в 2 раза меньше угла при основании аксикона, оптимальная толщина кристалла КТР должна находиться в пределах от 1,2 до 6,0 мм.

Для создания максимально простой оптической схемы необходимо точно согласовать толщину кристалла и угол при основании аксикона. Поскольку аксиконы производят поштучно, а кристаллы могут изготавливаться партиями по несколько штук одинаковой толщины, целесообразно подбирать угол аксикона под готовые кристаллы. Чтобы определить для конкретного готового кристалла оптимальный с точки зрения преобразования в радиально/азимутально поляризованное излучение угол конусности светового пучка, мы предложили экспериментальный метод, основанный на том, что в условиях конической рефракции из расходящегося светового пучка формируются многокольцевые световые пучки с винтовой дислокацией волнового фронта либо без нее [5], причем кольцевые максимумы многокольцевого светового пучка с дислокацией волнового фронта первого порядка соответствуют по углу конусности конусным световым пучкам с радиальной поляризацией при условии полного преобразования.

Для быстрого экспериментального определения угла конусности светового пучка, при котором осуществляется полное преобразование исходного пучка в радиально поляризованный, использовалась оптическая схема, показанная на рис. 6.

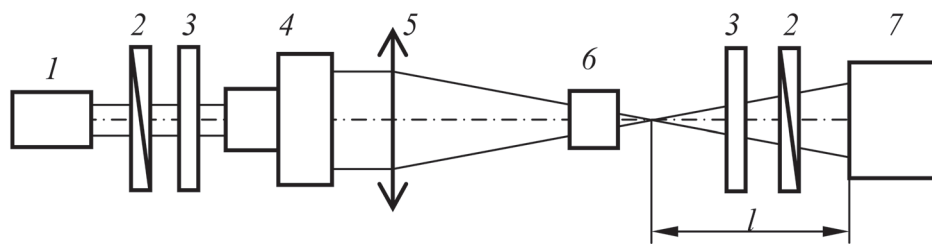


Рис. 6. Оптическая схема для определения оптимальных с точки зрения преобразования в радиально поляризованное излучение углов конусности исходного пучка: 1 – лазер; 2 – поляризатор; 3 – пластинка  $\lambda/4$ ; 4 – телескоп; 5 – линза; 6 – кристалл; 7 – камера

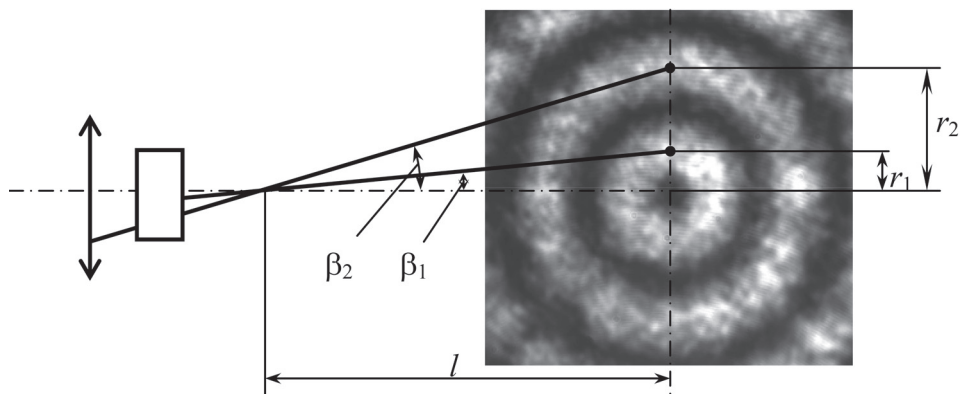


Рис. 7. Схема проведения измерений оптимального угла конусности

Данная схема позволяет с точностью примерно в сотую радиана находить угол конусности для максимально эффективного преобразования линейно поляризованного светового излучения в радиально поляризованное.

С помощью указанной оптической схемы (см. рис. 6) произведены измерения оптимального угла конусности (рис. 7). Непосредственно измеряются расстояние  $l$  от фокуса линзы до плоскости датчика CCD-камеры и расстояние от центра многокольцевого пучка до середины соответствующего кольцевого максимума в поперечном распределении интенсивности формируемого многокольцевого пучка.

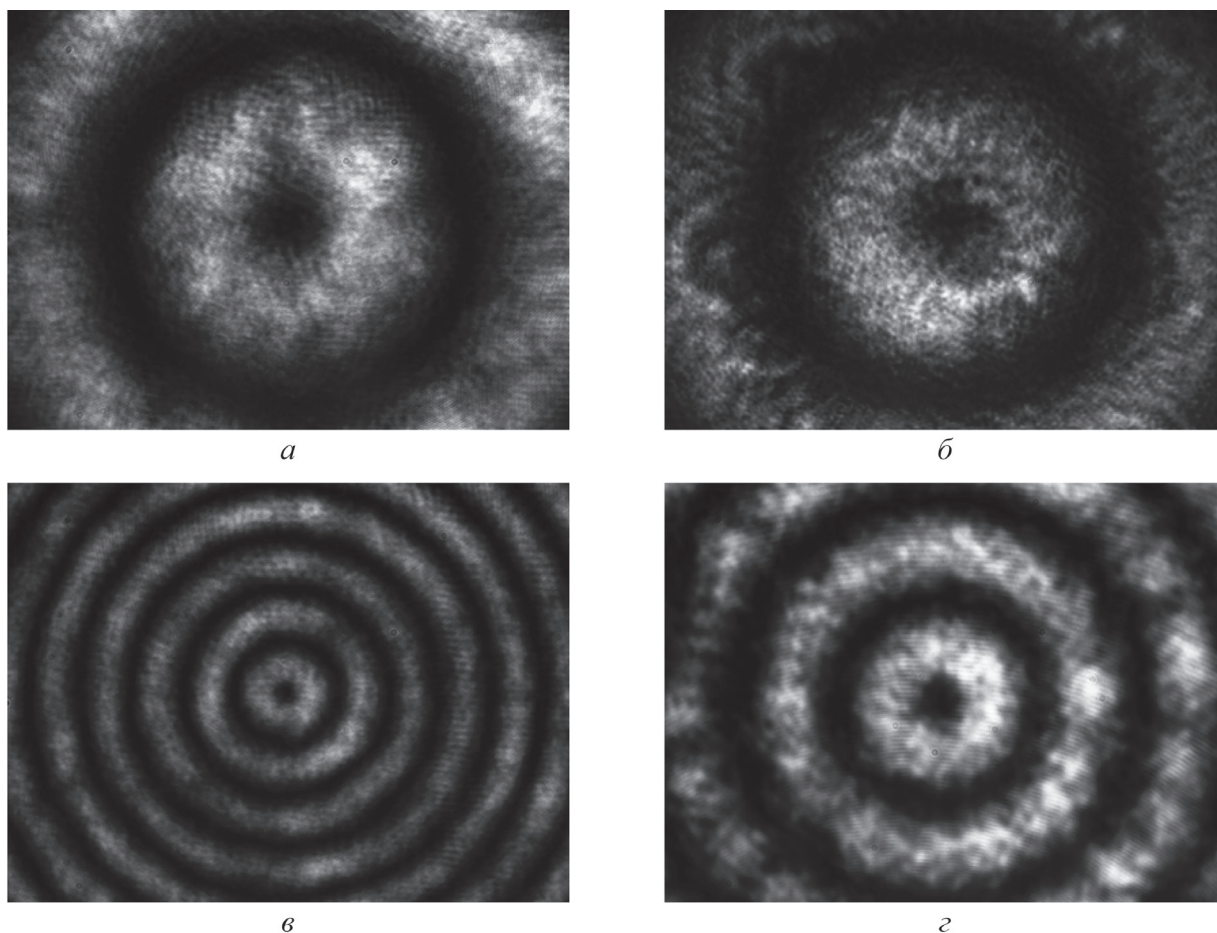


Рис. 8. Распределения интенсивности в поперечных сечениях многокольцевых световых пучков, используемых при определении оптимальных углов конусности: *a* – при  $S = 3$  мм,  $f = 5$  см,  $l = 0,5$  м; *б* – при  $S = 3$  мм,  $f = 19$  см,  $l = 0,5$  м; *в* – при  $S = 12$  мм,  $f = 5$  см,  $l = 0,5$  м; *г* – при  $S = 12$  мм,  $f = 19$  см,  $l = 1$  м



Оптическая схема (см. рис. 6) имела следующие параметры: лазер ГН-25-1;  $\lambda/2$  на ослабителе установлена в положении  $214^\circ$ ; поляризатор; пластинка  $\lambda/4$ ; телескоп  $\times 5$ ; линза ( $f = 19$  или  $5$  см); кристалл (толщина  $S = 12$  или  $3$  мм); пластинка  $\lambda/4$ ; поляризатор; светофильтр  $0,1$ ; камера. Расстояние от фокуса линзы до камеры  $l = 1$  или  $0,5$  м.

При использовании распределений интенсивности, показанных на рис. 8, экспериментально получены следующие значения оптимальных углов конусности (табл. 1).

Таблица 1. Параметры для определения оптимальных углов конусности

Параметры оптических элементов	Кольцо 1	Кольцо 2	Кольцо 3
Толщина кристалла $S = 3$ мм, фокус линзы $f = 5$ см, расстояние от фокуса до камеры $l = 0,5$ м (рис. 8, а)	$r_1 = 1451,25$ мкм $\text{tg}\beta_1 = 0,0029025$ $\beta_1 = \mathbf{0,1663^\circ = 0,0029}$ рад	$r_2 = 4192,5$ мкм $\text{tg}\beta_2 = 0,008385$ $\beta_2 = \mathbf{0,4804^\circ = 0,0084}$ рад	—
$S = 3$ мм, $f = 19$ см, $l = 0,5$ м (рис. 8, б)	$r_1 = 1483,5$ мкм $\text{tg}\beta_1 = 0,002967$ $\beta_1 = \mathbf{0,1699^\circ = 0,0029}$ рад	$r_2 = 4257$ мкм $\text{tg}\beta_2 = 0,008514$ $\beta_2 = \mathbf{0,4878^\circ = 0,0085}$ рад	—
$S = 12$ мм, $f = 5$ см, $l = 0,5$ м (рис. 8, в)	$r_1 = 419,25$ мкм $\text{tg}\beta_1 = 0,0008385$ $\beta_1 = \mathbf{0,0480^\circ = 0,00084}$ рад	$r_2 = 1212,6$ мкм $\text{tg}\beta_2 = 0,0024252$ $\beta_2 = \mathbf{0,1389^\circ = 0,0024}$ рад	$r_3 = 2064$ мкм $\text{tg}\beta_3 = 0,004128$ $\beta_3 = \mathbf{0,2365^\circ = 0,0041}$ рад
$S = 12$ мм, $f = 19$ см, $l = 1$ м (рис. 8, г)	$r_1 = 838,5$ мкм $\text{tg}\beta_1 = 0,0008385$ $\beta_1 = \mathbf{0,0480^\circ = 0,00084}$ рад	$r_2 = 2418,75$ мкм $\text{tg}\beta_2 = 0,002419$ $\beta_2 = \mathbf{0,1386^\circ = 0,0024}$ рад	$r_3 = 4095,75$ мкм $\text{tg}\beta_3 = 0,004096$ $\beta_3 = \mathbf{0,2347^\circ = 0,0041}$ рад

Аналогичным образом произведено измерение оптимальных углов конусности для двуосного кристалла KGW длиной  $7$  мм. Однако в данном случае форма колец в выходном МКСП значительно отличалась от круглых. Поэтому измерения были проведены сразу по восьми разным направлениям с последующим усреднением (рис. 9). Измерения проводились при фокусировке линзой с фокусным расстоянием  $150$  мм на расстоянии от фокуса  $500$  мм.

Вычисленные оптимальные углы для формирования световых пучков в кристалле KGW приведены в табл. 2.

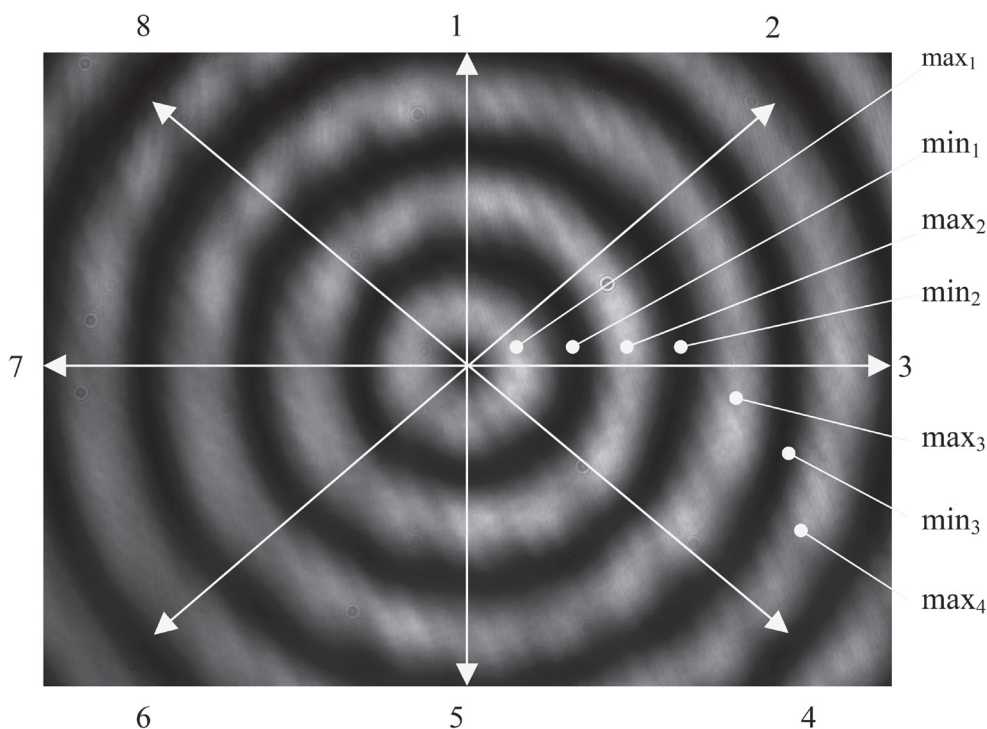


Рис. 9. Направления, вдоль которых определялись оптимальные углы конусности в кристалле KGW

Таблица 2. Оптимальные углы для кристалла KGW

Направление	Угол, градусы						
	max <sub>1</sub>	min <sub>1</sub>	max <sub>2</sub>	min <sub>2</sub>	max <sub>3</sub>	min <sub>3</sub>	max <sub>4</sub>
1	0,061	0,132	0,199	0,263	0,320	–	–
2	0,062	0,132	0,188	0,256	0,333	0,390	0,447
3	0,067	0,135	0,194	0,262	0,326	0,389	0,456
4	0,072	0,134	0,204	0,263	0,317	0,394	0,461
5	0,074	0,135	0,200	0,264	0,339	–	–
6	0,067	0,139	0,200	0,265	0,318	0,391	0,452
7	0,069	0,139	0,200	0,261	0,320	0,390	0,440
8	0,073	0,139	0,197	0,267	0,330	0,390	0,454
Среднее арифметическое	<b>0,068</b>	<b>0,134</b>	<b>0,198</b>	<b>0,263</b>	<b>0,325</b>	<b>0,391</b>	<b>0,452</b>

**Заключение.** Предложено и собрано высокоэффективное устройство для формирования конических световых пучков с радиальной или азимутальной поляризацией, а также конических световых пучков с линейной поляризацией, обладающих винтовой дислокацией волнового фронта, на основе двуосного кристалла КТР либо KGW, кристаллографическая ось  $X$  которого лежит в плоскости его оптических осей (бинормалей) и перпендикулярна той бинормали, вдоль которой ориентирован кристалл. В первом варианте устройство состоит из моторизованной опто-механической системы, формирующей линейно поляризованный конический лазерный пучок, который затем проходит через кристалл и преобразуется в радиально/азимутально поляризованный конический пучок. Во втором варианте падающий на кристалл пучок дополнительно поляризуется циркулярно, благодаря чему на выходе из кристалла с помощью четвертьволновой пластинки и линейного поляризатора можно сформировать выходной световой пучок с ВДВФ.

Сформированные радиально и азимутально поляризованные конические световые пучки перспективны для контроля качества изделий с аксиальной симметрией. После придания сходящимся радиально поляризованным коническим пучкам большого угла конусности они будут иметь в области перетяжки сильную продольную составляющую электрического поля, что обеспечит весьма малые размеры центрального максимума БСП<sub>0</sub>, в виде которого формируется продольная компонента электрического поля. Благодаря этому полученные нами лазерные пучки перспективны для точной лазерной обработки материалов, управления частицами в био- и нанотехнологиях и точечного воздействия на биоткани.

### Список использованной литературы

1. Казак, Н. С. Формирование бесселевых световых пучков в условиях внутренней конической рефракции / Н. С. Казак, Н. А. Хило, А. А. Рыжевич // Квантовая электроника – 1999. – Т. 29, № 2. – С. 184–188.
2. Formation of higher-order Bessel light beams in biaxial crystals / T. A. King [et al.] // Opt. Commun. – 2001. – Vol. 187, N 4/6. – P. 407–414.
3. Хаткевич, А. Г. Внутренняя коническая рефракция пучков света / А. Г. Хаткевич // Оптика и спектроскопия. – 1979. – Т. 46, вып. 3. – С. 505–509.
4. Хаткевич, А. Г. Коническая рефракция и преобразование излучения вблизи оптических осей / А. Г. Хаткевич // Журн. прикладной спектроскопии. – 1996. – Т. 63, № 6. – С. 1017–1025.
5. Казак, Н. С. Формирование и преобразование небесселевых многокольцевых световых пучков / Н. С. Казак, Е. Г. Катранжи, А. А. Рыжевич // Журн. прикладной спектроскопии. – 2002. – Т. 69, № 2. – С. 242–247.
6. Солоневич, С. В. Формирование квазигиперболического светового поля с использованием двуосного кристалла / С. В. Солоневич, А. А. Рыжевич // Вес. Нац. акад. наук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2008. – № 4. – С. 97–101.
7. Преобразователи лазерного излучения на основе кристаллов / Н. А. Хило [и др.] // Проблемы физики, математики и техники. – 2011. – № 4. – С. 68–74.
8. Kozawa, Y. Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism / Y. Kozawa, S. Sato // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30, N 22. – P. 3063–3065.
9. Yonezawa, K. Generation of a radially polarized laser beam by use of the birefringence of a c-cut Nd:YVO4 crystal / K. Yonezawa, Y. Yuichi, S. Sato // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31, N 14. – P. 2151–2153.
10. A high-efficient method for generating radially and azimuthally polarized Bessel beams using biaxial crystals / N. A. Khilo [et al.] // Opt. Commun. – 2012. – Vol. 285, N 24. – P. 4807–4810.

Поступила в редакцию 11.02.2016