

ЛАЗЕРНЫЕ ПУЧКИ

Управление формированием вихревых пучков Бесселя в одноосных кристаллах за счет изменения расходимости пучка

В.Д.Паранин, С.В.Карпеев, С.Н.Хонина

Экспериментально исследовано преобразование пучков Бесселя нулевого порядка в вихревой пучок Бесселя второго порядка в кристаллах CaCO_3 и LiNbO_3 . Показана возможность управления преобразованием пучка при изменении кривизны волнового фронта освещающего пучка. Отмечен квазипериодический характер преобразования пучка Бесселя в кристалле при освещении дифракционного аксикона сходящимся пучком.

Ключевые слова: лазерные пучки Бесселя, дифракционный аксикон, одноосный кристалл, кривизна волнового фронта, телескопическая оптическая система.

1. Введение

Формирование Бесселевых пучков высших порядков, а именно вихревых бесселевых пучков, является актуальной задачей для ряда приложений, в том числе для задач оптической манипуляции [1–3]. Получение таких пучков при помощи дифракционных оптических элементов (ДОЭ) наталкивается на определенные трудности из-за формирования вихревой фазовой составляющей. В этом случае требуется изготовление ДОЭ с многоуровневым микро-рельефом [4], что технологически довольно сложно реализовать с высокой точностью [5]. ДОЭ с небольшим количеством уровней позволяют точно формировать вихревые пучки, если они представляют собой аналоги голограмм с опорным пучком. При этом формирование происходит в нескольких внеосевых порядках, что ограничивает энергетическую эффективность [6, 7]. В то же время бинарные кольцевые решетки (как фазовые, так и амплитудные дифракционные аксиконы) позволяют получать пучки Бесселя нулевого порядка вдоль оптической оси.

Один из путей создания приборов и методов формирования вихревых пучков Бесселя – использование анизотропных кристаллов. Теоретические и экспериментальные исследования [8–12] показали, что в одноосных кристаллах происходит периодическое преобразование распространяющегося вдоль оси кристалла пучка Бесселя нулевого порядка в вихревой пучок Бесселя второго порядка. Для получения полного преобразования необходимо, чтобы толщина кристалла была кратна периоду

преобразования. Как показано в работе [8], период повторения формы пучка в кристалле зависит от показателя преломления кристалла и числовой апертуры аксикона, причем для аксиконов с числовой апертурой 0.15–0.5 период составляет десятки микрон. Для формирования заданного пучка толщина кристалла должна выдерживаться с микронными допусками, что весьма сложно из-за высокой трудоемкости изготовления и вариации свойств кристаллов.

В настоящей работе предлагается осуществлять согласование периода преобразования пучка с длиной кристалла путем изменения кривизны волнового фронта освещающего аксикон пучка. Известно, что дополнение аксикона линзой [13] позволяет формировать пучки Бесселя с изменяющейся пространственной частотой [14]. Рассмотрены две конфигурации оптической реализации динамической подстройки периода преобразования в кристалле за счет изменения пространственной частоты бесселевого пучка.

2. Теоретическое обоснование

Напряженность электрического поля в пучке Бесселя произвольного порядка m описываются формулой [1]

$$E(r, \varphi) = J_m(kar) \exp(im\varphi), \quad (1)$$

где $J_m(x)$ – функция Бесселя m -го порядка; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; a – числовая апертура; r, φ – полярные координаты.

При $m = 0$ пучок Бесселя известен как классический бездифракционный пучок, который формируется аксиконом и имеет в центре максимум интенсивности. При $m \neq 0$, как видно из (1), появляется экспоненциальный множитель $\exp(im\varphi)$, который описывает вихревую фазу. При этом на оптической оси значение интенсивности равно нулю. Этот феномен связан с «фазовыми дислокациями» или «фазовыми сингулярностями», т. к. в центре вихревого пучка волновая фаза света не определена и может иметь любое значение от нуля до 2π . Основное свойство винтовой фазовой дислокации состоит в том, что при обходе вокруг нее по поверхности волнового фронта фаза

В.Д.Паранин. Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С.П.Королева (национальный исследовательский университет), Россия, 443086 Самара, Московское ш., 34; e-mail: vparanin@mail.ru

С.В.Карпеев, С.Н.Хонина. Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С.П.Королева (национальный исследовательский университет), Россия, 443086 Самара, Московское ш., 34; Институт систем обработки изображений РАН, Россия, 443001 Самара, ул. Молодогвардейская, 15; e-mail: karp@smr.ru, khonina@smr.ru

Поступила в редакцию 13 июня 2015 г., после доработки – 17 ноября 2015 г.

изменяется строго на 2π . В зависимости от направления фазового вихря винтовые дислокации подразделяются на левые (отрицательные) и правые (положительные).

Считается, что оптический вихрь – это результат наложения двух или большего числа световых пучков (в частности, монохроматических), которые как бы уравнивают друг друга (волновые максимумы одного пучка накладываются на минимумы другого), в результате чего формируется выше упомянутая область нулевой интенсивности. С прохождением пучка Бесселя нулевого порядка через анизотропный кристалл связано возникновение обыкновенного и необыкновенного лучей, которые в непараксиальном случае накладываются, что и приводит, как указано выше, к формированию оптического вихря.

Распределение интенсивности $I(x, y, z)$ при распространении пучка Бесселя вдоль оси кристалла имеет следующий вид [11, 12]:

$$I(x, y, z) \approx \frac{1}{2} [|C(z)|^2 J_0^2(\alpha k \sqrt{x^2 + y^2}) + |S(z)|^2 J_2^2(\alpha k \sqrt{x^2 + y^2})], \quad (2)$$

где

$$C(z) = \exp(ikz\gamma_o) + \exp(ikz\gamma_e),$$

$$S(z) = \exp(ikz\gamma_o) - \exp(ikz\gamma_e);$$

величины $\gamma_o = \sqrt{n_o^2 - \alpha^2}$ и $\gamma_e = \sqrt{n_e^2 - \alpha^2 n_o^2 / n_e^2}$ определяют направления распространения обыкновенного и необыкновенного лучей; n_o, n_e – показатели преломления кристалла соответственно для обыкновенного и необыкновенного лучей; z – пройденное расстояние.

Полное преобразование пучка Бесселя нулевого порядка в вихревой пучок Бесселя второго порядка будет периодически происходить на расстояниях, кратных

$$z_p = \frac{\lambda}{\gamma_o - \gamma_e} \approx \frac{2\lambda n_o n_e^2}{\alpha^2 (n_o^2 - n_e^2)}. \quad (3)$$

Как следует из (3), период полного преобразования зависит от показателей преломления кристалла, числовой апертуры аксикона и длины волны излучения. Для динамического изменения (подстройки) периода предлагается фактически изменять параметр α за счет изменения кривизны волнового фронта освещающего аксикон пучка.

Как правило, подразумевается, что аксикон освещается плоскопараллельным пучком, причем чем больше диаметр освещающего аксикон пучка, тем протяженнее формируемый световой отрезок. В большинстве случаев плоскопараллельный пучок получают с помощью расширителя пучка – телескопической системы, увеличивающей размер лазерного пучка. Мы же предлагаем осуществлять согласование периода преобразования пучка с длиной кристалла путем изменения кривизны волнового фронта освещающего пучка. При этом возможны две конфигурации.

Первая конфигурация предполагает использование расширителя пучка, который создает сферический волновой фронт за счет изменения расстояния между линзами телескопической системы. Бинарный аксикон создает два порядка дифракции, образующие как сходящийся, так и расходящийся волновые фронты. В этой конфигурации используется сходящийся порядок дифракции, формиру-

емый аксикон. Освещение аксикона сферическим волновым фронтом эквивалентно сложению фазовых функций аксикона и линзы (элемент известен под названием «линзакон» [13]). В зависимости от радиуса кривизны волнового фронта пучка, освещающего аксикон, числовая апертура формируемого пучка Бесселя, которая определяет расстояние между кольцами, будет изменяться. Следовательно, будет изменяться и период преобразования пучка в кристалле. Регулировка возможна как в сторону создания расходящегося сферического волнового фронта (период увеличивается), так и в сторону сходящегося (период уменьшается).

Пространственная частота (масштаб) Бесселева пучка в этом случае изменяется при распространении в свободном пространстве в соответствии с пройденным расстоянием и кривизной волнового фронта [14]:

$$I(x, y, z) = \frac{z\alpha_0^2 f^3}{\lambda(f-z)^3} J_0^2[k\alpha(z)\sqrt{x^2 + y^2}], \quad (4)$$

где α_0 – пространственная частота аксикона (соответствует частоте пучка Бесселя при освещении плоской волной); f – фокусное расстояние линзы, используемой для создания сферического волнового фронта; $\alpha(z) = \alpha_0 f / (f - z)$ – переменная частота формируемого квазибесселева пучка.

Вторая конфигурация – аксикон освещается плоским пучком, выходящим из расширителя; далее пучок преобразуется дополнительной линзой, стоящей за аксиконем. В этом случае используется расходящийся порядок дифракции, формируемый аксиконем, и мы приходим к использованию линзы как изображающей системы, формирующей действительное изображение. В предметной плоскости линзы находится некоторое сечение фокальной области аксикона, а плоскость изображения расположена внутри кристалла таким образом, чтобы на выходе кристалла произошло полное преобразование. В этом случае у изображаемого пучка Бесселя также изменяется пространственная частота (масштаб) [3].

Основным недостатком предложенного подхода является изменение периода преобразования при распространении света внутри кристалла. Поскольку аксикон формирует протяженный световой отрезок вдоль оптической оси, разные его части изображаются внутри кристалла с разным увеличением в силу изменения соотношения между расстояниями в оптической системе. Данный эффект хорошо заметен на полученных в процессе моделирования и приведенных в следующем разделе изображениях (см., например, рис.3). Видно, что период повторения формы пучка изменяется вдоль оптической оси, и процесс в данном случае является квазипериодическим. Это приводит к тому, что периоды колец на входе и на выходе кристалла будут различаться. Однако при небольших коэффициентах увеличения и умеренных числовых апертурах эти явления незначительны.

3. Численное моделирование

Моделирование распространения пучка Бесселя в одноосном кристалле проводилось методом разложения по плоским волнам, изложенным в работах [11, 12]. Период амплитудного дифракционного аксикона задавался равным 4 мкм, толщина кристалла LiNbO_3 – 0.554 мм, показатели преломления $n_o = 2.286$, $n_e = 2.200$, длина волны $\lambda = 632.8$ нм. Расчетные распределения интенсивности на вы-

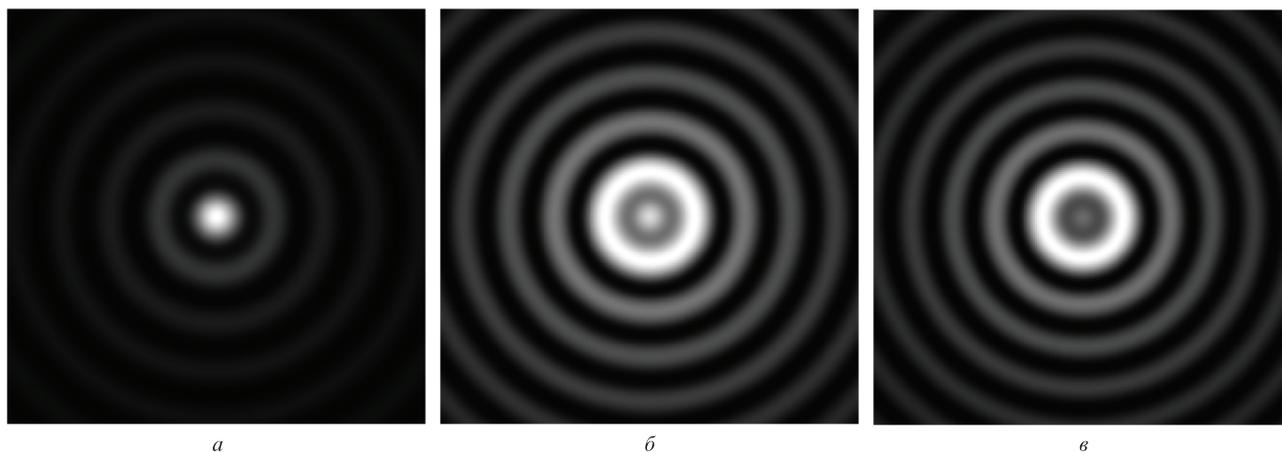


Рис.1. Расчетные распределения интенсивности на выходе кристалла LiNbO_3 при расстояниях объектив–линза Л1 (см. рис.4) 0 (*a*), 10 (*б*) и 20 см (*в*).

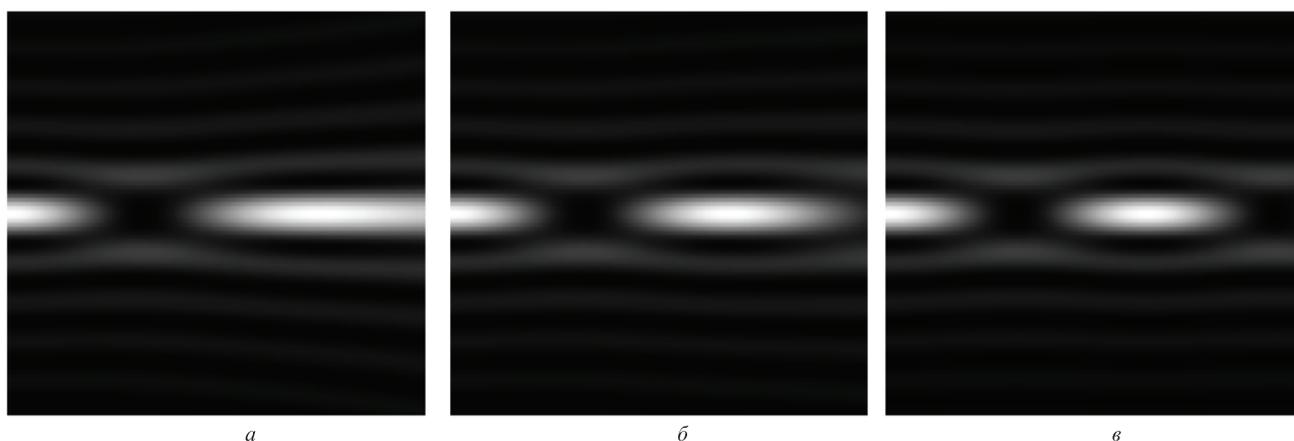


Рис.2. Расчетные распределения интенсивности вдоль оси распространения при расстояниях объектив–линза Л1 0 (*a*), 10 (*б*) и 20 см (*в*).

ходе кристалла вдоль оси распространения для различных волновых фронтов показаны на рис.1, 2 (приведены приосевые части пучков).

Из результатов моделирования следует, что период преобразования пучка Бесселя составляет сотни микрометров. Это позволяет изготовить малогабаритные преобразователи пучков на основе тонких кристаллов, на поверхности которых сформирован дифракционный аксикон. Использование дополнительной линзы приводит к квазипериодической зависимости преобразования пучка Бесселя в кристалле вдоль оси распространения. Особенно хорошо это заметно для сходящегося пучка,

причем уменьшение периода преобразования вдоль оси распространения сопровождается изменением поперечного масштаба пучка (рис.3).

Для сходящегося пучка период преобразования уменьшается при удалении от входной поверхности кристалла, а для расходящегося – увеличивается. Следовательно, использование подвижной линзы расширяет возможности преобразования пучков, поскольку изменяет как масштаб пучка, так и поперечное распределение интенсивности.

4. Экспериментальное исследование

Для исследования оптико-механического преобразования пучка Бесселя нулевого порядка в вихревой пучок второго порядка была собрана оптическая установка, схема которой показана на рис.4. Установка содержала источник излучения, расширитель пучка, дифракционный аксикон, кристалл, микрообъектив, ПЗС-матрицу. Для измерения волнового фронта использовался датчик Гартмана и делитель пучка оптического качества. Ось кристалла ориентировалась параллельно оптической оси системы обеспечивалось двумерной угловой оправой.

Для формирования пучка Бесселя нулевого порядка на стеклянной подложке был изготовлен амплитудный дифракционный аксикон диаметром 40 мм с периодом колец 4 мкм, что соответствует угловой апертуре $\alpha =$

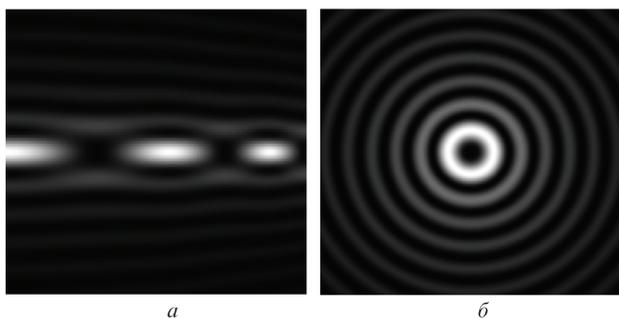


Рис.3. Расчетные распределения интенсивности вдоль оси распространения (*a*) и на выходе кристалла (*б*) при освещении аксикона сходящимся пучком.

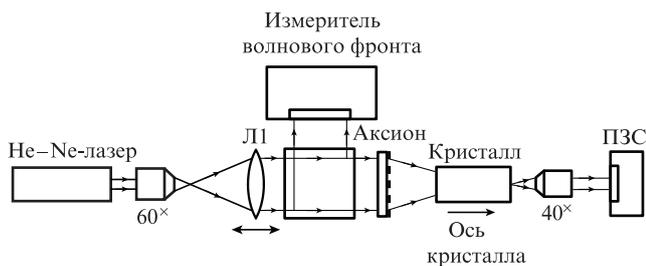


Рис.4. Схема экспериментальной установки

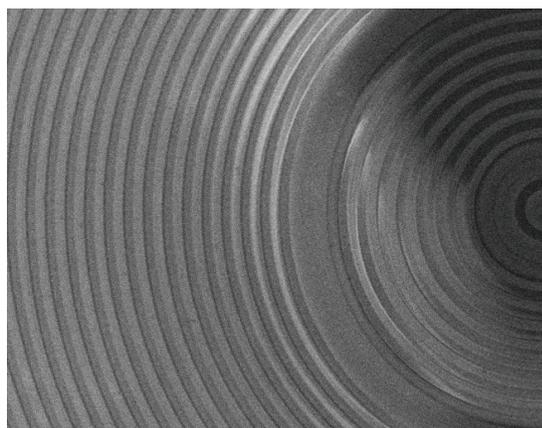


Рис.5. Фотография дифракционного аксикона с периодом колец 4 мкм.

0.159 (для $\lambda = 0.6328$ мкм). Экспонирование маски фоторезиста проводилось на установке CLWS-200 в векторном режиме, что обеспечивало отсутствие ступенчатых дефектов топологии и высокое качество формируемого пучка Бесселя. Фотография дифракционной маски (полоски хрома толщиной 100 нм), полученная на электронном микроскопе, показана на рис.5. Ширина светлых и темных колец одинакова и составляет 2 мкм. В центральной части аксикона присутствуют два кольца увеличенной ширины, необходимые для центрирования лазерного пучка. Поскольку радиус внешнего широкого кольца хрома не превышает 50 мкм, вносимое им искажение пучка Бесселя наблюдается на расстояниях до 350 мкм при апертуре $\alpha = 0.159$. А так как кристалл располагается на расстоянии 5 мм от аксикона, а диаметр освещенной части аксикона составляет 15 мм, то наличие подобных дефектов не влияет на результаты экспериментов.

Увеличение размеров пучка на выходе кристалла обеспечивалось объективом 40x с апертурой $NA = 0.65$, превышающей апертуру аксикона. Расширение лазерного пучка осуществлялось объективом 60x и плосковыпуклой линзой Л1 с фокусным расстоянием 15 см. Линза Л1 могла перемещаться вдоль оптической оси, обеспечивая изменение кривизны волнового фронта, освещающего аксикон. На рис.6,А приведены экспериментальные результаты преобразования пучка Бесселя в кристалле $CaCO_3$ длиной 15 мм при различных положениях линзы Л1, на рис.6,Б – соответствующие волновые фронты освещающего пучка. Наличие именно бesselевых пучков нулевого и второго порядков на выходе кристалла, описанных тео-

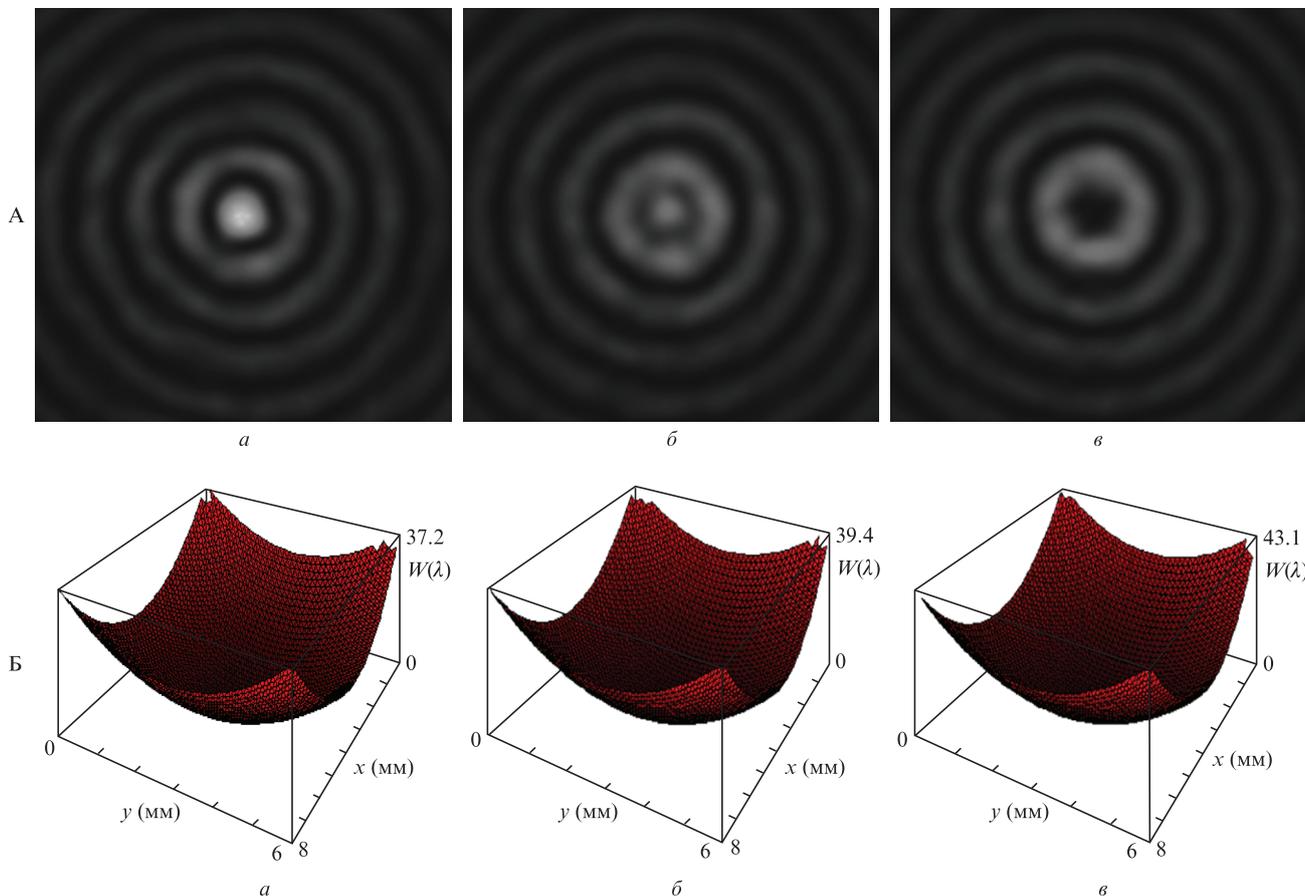


Рис.6. Измеренные распределения интенсивности на выходе кристалла $CaCO_3$ (А), а также волновые фронты освещающих пучков (Б) при расстояниях объектив–линза Л118 (а), 18.5 (б) и 19 см (в).

ретически в работе [12], соответствует наблюдаемым экспериментальным распределениям интенсивности. Вихревой характер формируемого на выходе одноосного кристалла пучка Бесселя второго порядка был доказан ранее в работе [11] с использованием интерферограммы выходного пучка (рис.7). Известно, что винтовая дислокация приводит к появлению на интерферограмме в полосах конечной ширины (взаимодействие исследуемого волнового фронта с наклонным плоским) так называемой вилки с центром в области дислокации. Эта вилка выглядит как разветвление одной полосы на m полос, где m указывает

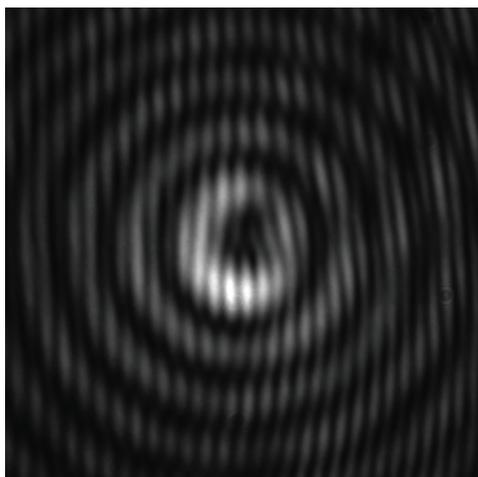


Рис.7. Интерферограмма выходного пучка.

на порядок вихря. Действительно, в центре показанной на рис.7 интерферограммы наблюдается двойная вилка, свидетельствующая о наличии у пучка вихревой составляющей второго порядка.

Весьма актуальным является уменьшение габаритных размеров устройства, для чего необходимо уменьшить период преобразования. Из предыдущего рассмотрения очевидно, что уменьшить период преобразования можно, увеличив числовую апертуру аксикона. Для решения указанной задачи проводились эксперименты с дифракционным аксиконом с периодом колец 2 мкм. Поскольку длина осевого отрезка такого аксикона невелика, использовался кристалл LiNbO_3 толщиной всего 0.554 ± 0.002 мм. Для увеличения диаметра пучка и длины осевого отрезка линза Л1 с фокусным расстоянием 15 см была заменена на линзу с фокусным расстоянием 20 см. Результаты преобразования и соответствующие волновые фронты показаны на рис.8.

Как следует из данных на рис.6–8, изменение кривизны волнового фронта позволяет преобразовать пучок Бесселя нулевого порядка в вихревой пучок второго порядка. Для преобразования можно использовать как вогнутый, так и выпуклый волновые фронты, соответствующие сходящимся и расходящимся пучкам. При этом величина перемещения, необходимая для полного преобразования, определяется длиной кристалла, показателями двулучепреломления и числовой апертурой аксикона.

Результаты экспериментов хорошо согласуются с данными, предсказанными численным моделированием.

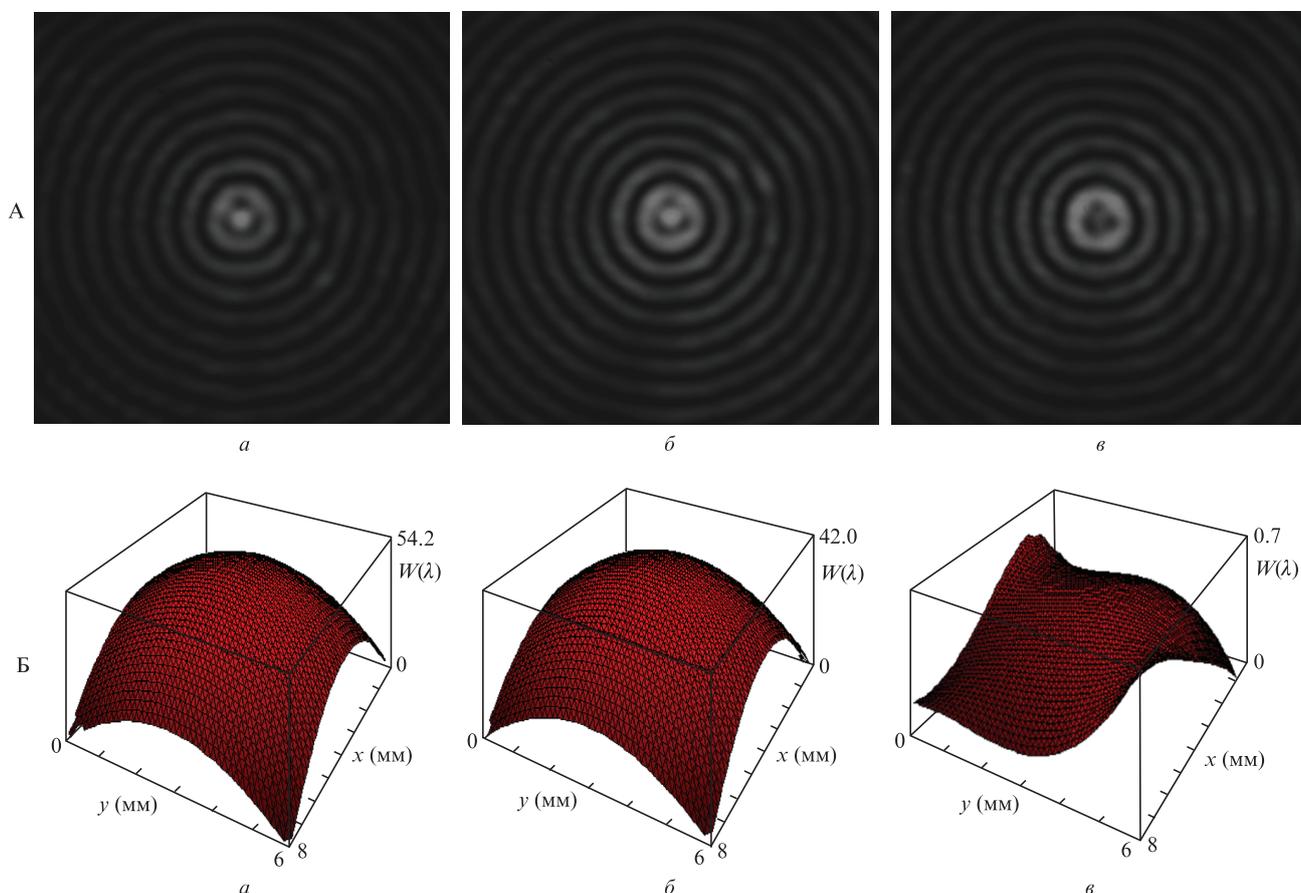


Рис.8. Измеренные распределения интенсивности на выходе кристалла LiNbO_3 (A), а также волновые фронты освещающих пучков (B) при расстояниях объектив–линза Л1 0 (a), 10 (б) и 20 см (в).

5. Заключение

Экспериментально исследовано распространение пучка Бесселя нулевого порядка, формируемого дифракционным аксиконом, вдоль оси одноосных кристаллов. Показано взаимное преобразование пучков Бесселя нулевого и второго порядков в кристалле, осуществляемое перемещением линзы коллиматора. Отмечена возможность периодического и квазипериодического преобразований пучка Бесселя, определяемая кривизной волнового фронта освещающего пучка.

Установлено, что дифракционный аксикон с периодом в несколько микрометров позволяет получить период преобразования пучка Бесселя в кристалле в сотни микрометров (для длин видимого диапазона). Это делает возможным создание миниатюрных преобразователей пучков на основе тонких одноосных кристаллов, на поверхности которых сформирован дифракционный микрорельеф.

Сравнивая данный оптико-механический подход с другими возможными методами подстройки под параметры кристалла, а именно с нагревом кристалла или изменением длины волны, следует отметить несомненные преимущества оптико-механического подхода благодаря простоте реализации и широте диапазона перестройки.

Вариация пространственного периода преобразования с помощью подвижной линзы изменяет чувствительность выходного пучка к параметрам оптической системы: длине волны, двулучепреломлению кристалла, положению оптических элементов и т.д., что позволяет уста-

новить начальную рабочую точку преобразователя пучка и настроить его чувствительность к внешним воздействиям. С учетом технологичности и невысокой стоимости подобных преобразователей это делает возможным их применение в измерительной технике.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 14-19-00-00114.

1. Bouchal Z. *Czech. J. Phys.*, **53** (7), 537 (2003).
2. Soifer V.A., Kotlyar V.V., Khonina S.N. *Physics of Particles and Nuclei*, **35** (6), 733 (2004).
3. Khonina S.N., Kotlyar V.V., Skidanov R.V., Soifer V.A., Jefimovs K., Simonen J., Turunen J. *J. Modern Opt.*, **51** (14), 2167 (2004).
4. Kotlyar V.V., Almazov A.A., Khonina S.N., Soifer V.A., Elfstrom H., Turunen J. *J. Opt. Soc. Am. A*, **22** (5), 849 (2005).
5. Tsai H.Y., Smith H.I., Menon R. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **25** (6), 2068 (2007).
6. Vasara A., Turunen J., Friberg A.T. *J. Opt. Soc. Am. A*, **6**, 1748 (1989).
7. Golovashkin D.L., Kotlyar V.V., Soifer V.A., Doskolovich L.L., Kazanskiy N.L., Pavelyev V.S., Khonina S.N., Skidanov R.V. *Computer Design of Diffractive Optics* (Cambridge: Woodhead Pub. Ltd., 2012).
8. Хило Н.А., Рыжевич А.А., Петрова Е.С. *Квантовая электроника*, **31** (1), 85 (2001).
9. Loussert C., Brasselet E. *Opt. Lett.*, **35**, 7 (2010).
10. Khilo N.A. *Opt. Commun.*, **285**, 503 (2012).
11. Khonina S.N., Morozov A.A., Karpeev S.V. *Laser Phys.*, **24**, 056101 (2014).
12. Khonina S.N., Kharitonov S.I. *J. Modern Opt.*, **62** (2), 125 (2015).
13. Koronkevich P., Mikhaltsova I.A., Churin E.G., Yurlov Yu.I. *Appl. Opt.*, **34**, 5761 (1993).
14. Хонина С.Н., Волотовский С.Г. *Компьютерная оптика*, **33** (4), 401 (2009).