

Формирование векторного пучка с помощью конической преломляющей поверхности

М.С. Губаев^{1,2}, С.А. Дегтярев^{1,2}, Ю.С. Стрелков^{1,2}, С.Г. Волотовский¹, Н.А. Ивлиев^{1,2}, С.Н. Хонина^{1,2}

¹ ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,

443001, Россия, Самарская область, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151;

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва,

443086, Россия, Самарская область, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

В данной работе для формирования азимутально-поляризованного пучка предлагается использовать рефракционный конический аксикон. Исследованы поляризационные состояния лучей при прохождении через границы раздела сред, а также преобразования поляризации с помощью аксикона с использованием собственной разработанной программы по трассированию лучей с учётом поляризации и отображения эллипсов поляризации. Описание состояния поляризации осуществлялось с использованием нотации Джонса и с учётом выполнения закона сохранения энергии. Выведены и реализованы формулы для вычисления вектора Джонса в различных лучевых базисах и базисах поверхности, а также перевода вектора Джонса из одного базиса в другой. Разработаны алгоритмы отображения эллипсов поляризации на одной плоскости для пучков, не являющихся плоскопараллельными. Рассчитан и показан ход лучей в трёхмерном аксиконе с учётом поляризации.

Ключевые слова: геометрическая оптика, аксикон, поляризация, коэффициенты Френеля, азимутально-поляризованный пучок.

Цитирование: Губаев, М.С. Формирование векторного пучка с помощью конической преломляющей поверхности / М.С. Губаев, С.А. Дегтярев, Ю.С. Стрелков, С.Г. Волотовский, Н.А. Ивлиев, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 6. – С. 828-838. – DOI: DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1036.

Citation: Gubaev MS, Degtyarev SA, Strelkov YS, Volotovskiy SG, Ivliev NA, Khonina SN. Vectorial beam generation with a conical refractive surface. Computer Optics 2021; 45(6): 828-838. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1036.

Введение

Изначально аксикон был известен как конический оптический элемент, формирующий протяжённое вдоль оптической оси изображение [1]. В классической оптике аксиконы, в том числе дифракционные аналоги, используются для генерации пучков Бесселя, обладающих бездифракционными свойствами [2, 3]. Нулевой порядок таких пучков имеет центральное пятно, диаметр которого по полуспаду интенсивности $\text{FWHM} = 0,36\lambda$ [4], что на 37% меньше, чем размер диска Эйри, формируемого линзой с той же числовой апертурой ($\text{FWHM} = 0,5\lambda$). Данный факт делает аксиконы перспективными в приложениях, где необходимо формирование компактной в поперечном направлении и протяжённой в продольном направлении области фокуса [5, 6].

Широкая востребованность аксиконов во множестве приложений привела к различным модификациям классической конической призмы: узкие микроаксиконы или конические волоконно-оптические зонды [7–10], градиентные аксиконы [11], аксиконы в сочетании со спиральной фазовой пластинкой (СФП) [12, 13], а также логарифмические аксиконы [14, 15], аксиконы с нелинейными профилями [16, 17], «сморщенные» [18] и скрученные [19] аксиконы. По-

добные модификации часто используются для острой фокусировки лазерного излучения [20, 21], в том числе с целью усиления продольной компоненты электрического поля [22], которая важна в таких приложениях, как микроскопия, высокоразрешающая метрология, ускорение электронов и обработка материалов [23]. Кроме того, аксиконы применяются для формирования 3D-распределений интенсивности [24–27] и поляризационных преобразований в анизотропных средах [28–30]. Стоит отметить, что в последнем случае, как правило, используются дифракционные аксиконы, в том числе реализованные с использованием пространственных модуляторов света (ПМС), для формирования конического волнового фронта с заданным углом наклона к оптической оси. Это позволяет формировать цилиндрические векторные пучки при многократных переотражениях в стопе стеклянных пластинок [31], а также при прохождении поляризационных плёнок или кристаллов [32].

Структурированные лазерные пучки в последнее время привлекают повышенное внимание в связи с перспективностью их взаимодействия с азополимерами [33, 34], которые являются фоточувствительными материалами, содержащими азофункциональные группы. Отличительной особенностью таких веществ является обратимая фотоизомеризация и мас-

соперенос, индуцируемый оптическими силами. Поляризационная анизотропия плёнок азополимера позволяет применять пучки с радиальной и азимутальной поляризацией как для анализа молекулярной структуры азополимера [35], так и для формирования сложного микрорельефа на его поверхности [36, 37]. Выпуклые или вогнутые аксиконы с углом Брюстера в этом случае могут использоваться для генерации указанных неоднородных поляризаций [38–40].

Научная новизна работы заключается в том, что классический элемент – конический рефракционный аксикон – предложен в качестве поляризующего элемента, где происходит двукратное взаимодействие с конической поверхностью. В отличие от результатов [39], где предложен аксикон с многослойным покрытием, в настоящей работе предложен аксикон без покрытия. Снижение дифракционной эффективности компенсируется необязательностью нанесения многослойного покрытия. В работе [40] предложено создавать азимутальную поляризацию с помощью конической выемки, после которой пучок расходится. Мы же предлагаем в данной работе коллимировать пучок путем повторного взаимодействия с конической поверхностью.

В данной работе в геометрикооптическом приближении рассматривается рефракционный аксикон как поляризационный преобразователь. Как правило, при расчёте оптических систем используется трассировка лучей. Если числовая апертура невелика, то при расчёте отсутствует необходимость учёта поляризации. Однако при высоких числовых апертурах лучи падают на преломляющие поверхности оптической системы под большими углами, в результате чего требуется учитывать поляризационное состояние лучей.

1. Формулы отражения и преломления

Алгоритмы трассировки лучей реализованы на языке Python 3.7 на основе законов отражения и преломления в векторной форме.

Закон отражения имеет следующий вид:

$$\vec{e}' = \vec{e} - 2(\vec{e}, \vec{n})\vec{n}, \quad (1)$$

здесь \vec{e}' – вектор направления отражённого луча, \vec{e} – вектор направления падающего луча, \vec{n} – нормаль к отражающей поверхности.

Закон преломления имеет следующий вид:

$$n_2 \vec{e}' = n_1 \vec{e} - (n_1 \vec{e}, \vec{n})\vec{n} \left(1 - \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{(n_1 \vec{e}, \vec{n})^2} + 1} \right), \quad (2)$$

здесь \vec{e}' – вектор направления преломлённого луча, \vec{e} – вектор направления падающего луча, \vec{n} – нормаль к отражающей поверхности, n_1 – показатель преломления среды, в которой распространяется падающий луч, n_2 – показатель преломления среды, в которой распространяется преломлённый луч.

Если выражение под знаком корня меньше 0, то имеет место полное внутреннее отражение, луч будет отражаться, и его направление определяется по формуле (1).

Иллюстрация хода лучей через эллипс, полученная с помощью разработанной программы, показана на рис. 1.

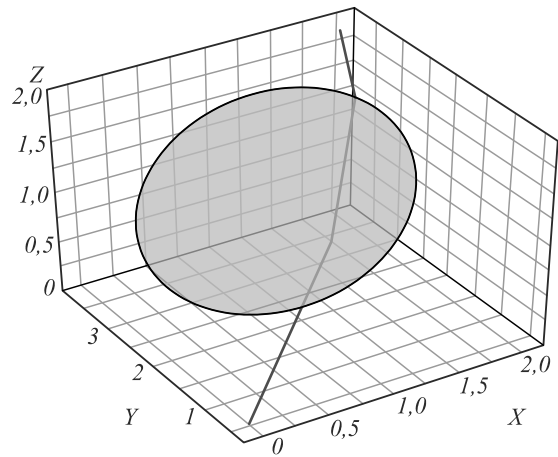


Рис. 1. Иллюстрация хода лучей через эллипс

2. Поляризация при трассировке лучей

В работе описание поляризации проводится с использованием нотации Джонса. Вектор Джонса – это комплексный вектор, однозначно определяющий состояние поляризации электрического поля монохроматического света:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Для того чтобы приписать лучу состояние поляризации в виде вектора Джонса, необходимо определить базис луча: тангент и битангент:

$$\begin{pmatrix} \vec{t} \\ \vec{b} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Базисные векторы \vec{t} и \vec{b} вместе с вектором направления луча образуют тройку взаимно ортогональных векторов. В базисе луча (4) задаётся вектор Джонса:

$$E_t \vec{t} + E_b \vec{b}. \quad (5)$$

При расчёте состояния поляризации луча, прошедшего границу раздела двух сред, необходимо знать s - и p -составляющие падающего луча. На рис. 2 показано взаимное расположение векторов \vec{s} , \vec{p} , \vec{n} и \vec{e} .

Найдём векторы \vec{s} и \vec{p} .

Если вектор \vec{e} коллинеарен \vec{n} , то падение на поверхность ортогональное, следовательно, преломлённый луч будет иметь такое же направление, что и падающий. Отражённый – отразится в противоположную сторону. Тогда направления векторов \vec{s} и

\vec{p} можно выбирать произвольными, допустим, совпадающими с векторами \vec{i} и \vec{b} .

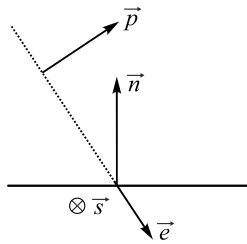


Рис. 2. Взаимное расположение векторов \vec{s} , \vec{p} , \vec{n} и \vec{e}

В противном случае векторы \vec{s} и \vec{p} рассчитываются по следующим формулам.

$$\vec{s} = \frac{\vec{e} \times \vec{n}}{|\vec{e} \times \vec{n}|} \tag{6}$$

$$\vec{p} = \frac{\vec{e} \times \vec{s}}{|\vec{e} \times \vec{s}|} \tag{7}$$

Теперь найдем s - и p -компоненты вектора Джонса. Это проекции вектора Джонса $E_i \vec{i} + E_b \vec{b}$ на векторы \vec{s} и \vec{p} соответственно:

$$E_s = E_i (\vec{i}, \vec{s}) + E_b (\vec{b}, \vec{s}), \tag{8}$$

$$E_p = E_i (\vec{i}, \vec{p}) + E_b (\vec{b}, \vec{p}). \tag{9}$$

Теперь пересчитываем s' - и p' -компоненты преломлённого луча по формулам Френеля для амплитуд электрического вектора.

Преломлённый луч будет иметь следующие компоненты вектора Джонса:

$$E_{p'}^{refract} = \frac{2n_1 \cos \alpha}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \beta} E_p, \tag{10}$$

$$E_{s'}^{refract} = \frac{2n_1 \cos \alpha}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \beta} E_s. \tag{11}$$

Отражённый луч будет иметь следующие компоненты вектора Джонса:

$$E_{p'}^{reflect} = \frac{n_2 \cos \alpha - n_1 \cos \beta}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \beta} E_p, \tag{12}$$

$$E_{s'}^{reflect} = \frac{n_1 \cos \alpha - n_2 \cos \beta}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \beta} E_s. \tag{13}$$

За тангент и битангент нового луча, в котором заданы компоненты вектора Джонса (10)–(13), следует принять s' и p' :

$$\vec{s}' = \vec{s}, \tag{14}$$

$$\vec{p}' = \frac{\vec{e}' \times \vec{s}}{|\vec{e}' \times \vec{s}|}. \tag{15}$$

Здесь e' – направление преломлённого луча.

Для проверки расчётов можно использовать закон сохранения энергии в следующем виде:

$$\begin{aligned} & n_1 (|E_p|^2 + |E_s|^2) |\cos \alpha| = \\ & = n_2 (|E_{p'}^{refract}|^2 + |E_{s'}^{refract}|^2) |\cos \beta| + \\ & + n_1 (|E_{p'}^{reflect}|^2 + |E_{s'}^{reflect}|^2) |\cos \alpha|, \end{aligned} \tag{16}$$

где α и β – углы падения и преломления соответственно:

$$|\cos \alpha| = |(\vec{e}, \vec{n})|, \tag{17}$$

$$|\cos \beta| = |(\vec{e}', \vec{n})|, \tag{18}$$

здесь \vec{e}' – вектор направления преломлённого луча.

При переходе из одного базиса в другой по формулам (6), (7) и (14), (15) закон сохранения энергии будет иметь следующий вид:

$$(|E_{p'}|^2 + |E_{s'}|^2) = (|E_p|^2 + |E_s|^2). \tag{19}$$

Рассмотрим случай полного внутреннего отражения. Амплитуда p -компоненты электрического поля выражается формулой:

$$\begin{aligned} E_{p'}^{totalInterReflect} &= \\ &= \frac{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos \alpha - i \cdot \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos \alpha + i \cdot \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}} E_p. \end{aligned} \tag{20}$$

Амплитуда s -компоненты:

$$\begin{aligned} E_{s'}^{totalInterReflect} &= \\ &= \frac{\cos \alpha - i \cdot \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \alpha + i \cdot \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}} E_s. \end{aligned} \tag{21}$$

Можно обратить внимание, что модули амплитудных коэффициентов отражения равны 1, что говорит о полном отражении энергии. Но наличие мнимой части говорит о смещении фаз. При пересчёте нового значения вектора Джонса по двум предыдущим формулам фазовая добавка будет учтена автоматически.

3. Визуализация эллипса поляризации

Поляризация монохроматической волны однозначно определяется с помощью эллипса поляризации (рис. 3), который можно описать величинами, которые перечислены ниже.

Здесь α_H – азимутальный угол ориентации эллипса поляризованного излучения, описывающий угол между произвольно выбранной фиксированной линией на плоскости, перпендикулярной направлению

распространения оптического излучения (осью X) и большой полуосью эллипса, по которому поляризовано излучение. Положительным направлением отсчёта угла α_H считается направление против часовой стрелки при наблюдении навстречу направлению распространения света

$$-\frac{\pi}{2} \leq \alpha_H \leq \frac{\pi}{2}. \tag{22}$$

Эллиптичность e – отношение длин малой полуоси b и большой полуоси a эллипса.

$$e = \frac{b}{a}. \tag{23}$$

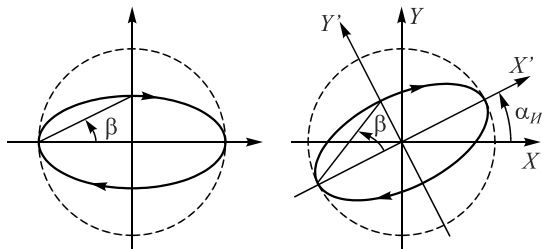


Рис. 3. Параметры эллипса поляризации

Направление обхода эллипса поляризации в данной работе выбирается по следующему правилу. Если электрическая компонента вектора в некоторой точке пространства вращается по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего против направления распространения электромагнитной волны, то поляризация называется правой эллиптической. Данную информацию более логично хранить вместе с эллиптичностью, как её знак. Эллиптичность считается положительной, если поляризация правая; эллиптичность считается отрицательной, если поляризация левая.

Амплитуда эллиптического колебания:

$$A = \sqrt{a^2 + b^2}. \tag{24}$$

Так же используется величина, называемая углом эллиптичности β :

$$\beta = \arctg e. \tag{25}$$

Угол эллиптичности ограничен диапазоном:

$$-\frac{\pi}{4} \leq \beta \leq \frac{\pi}{4}. \tag{26}$$

Тогда коэффициенты растяжения по собственным осям эллипса поляризации можно записать как

$$a = A \cos \beta, \quad b = A \sin \beta. \tag{27}$$

Для вычисления параметров эллипса поляризации по координатам вектора Джонса необходим комплексный параметр эллиптичности

$$\chi = \frac{E_y}{E_x}. \tag{28}$$

Для иллюстрации эллипсов поляризации необходимы такие параметры, как азимутальный угол и угол эллиптичности, которые можно найти из следующих соотношений:

$$2 \operatorname{tg} \alpha_H = \frac{2 \operatorname{Re}(\chi)}{1 - |\chi|^2}. \tag{29}$$

$$\sin 2\beta = \frac{2 \operatorname{Im}(\chi)}{1 + |\chi|^2}. \tag{30}$$

При этом если $\beta = 0$, то поляризация будет линейной и будет зависеть от α_H .

Поляризационная передаточная функция имеет особенность, если компонента E_x близка к нулю. В таком случае мы имеем вертикальную поляризацию с параметрами $\alpha_H = \pi/2$ и $\beta = 0$.

Из формулы для азимутального угла эллипса поляризации видно, что при $|\chi| = 1$ в (29) происходит деление на ноль, но это же значение соответствует углу $\pi/4$ или $(-\pi)/4$ в зависимости от знака $\operatorname{Re}(\chi)$.

4. Эллипсы поляризации лучей пучка, не являющегося плоскопараллельным

Визуальное представление эллипса поляризации в плоскопараллельном пучке не вызывает затруднений. Все эллипсы плоскопараллельного пучка лежат в одной плоскости. В случае же неплоскопараллельного пучка векторы направления лучей имеют различные направления, и эллипсы поляризации лежат в различных плоскостях.

Мы будем визуализировать поляризацию неплоскопараллельного пучка следующим образом. Пусть плоскость, в которой требуется визуализировать поляризацию пучка, перпендикулярна оси Z (рис. 4). Направление луча \vec{e} , тангент \vec{p} и битангент \vec{s} имеют произвольную ориентацию в пространстве, как показано на рис. 2. Пусть OA – проекция направления \vec{e} на плоскость ZY , OB – проекция \vec{e} на плоскость ZX , α – угол между OA и осью Z , β – угол между OB и осью Z .

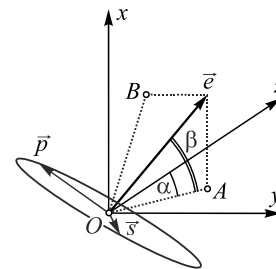


Рис. 4. Взаимное расположение эллипса поляризации и базисных векторов тангента и битангента луча \vec{s} , \vec{p} и лабораторной системы координат

Произведём два последовательных поворота системы ориентации луча \vec{e} , \vec{s} , \vec{p} таким образом, чтобы вектор \vec{e} был направлен вдоль оси z . Тогда тангент \vec{p} и битангент \vec{s} будут лежать в плоскости XY .

Базисные векторы \vec{s}' , \vec{p}' нового эллипса поляризации, повернутого до совпадения с плоскостью xu , будут выражаться формулами:

$$\vec{p}' = R_y R_x \vec{p}, \tag{31}$$

$$\vec{s}' = R_y R_x \vec{s}. \tag{32}$$

Матрицы R_x , R_y являются матрицами поворота на заданный угол относительно осей x и y соответственно. Поворот относительно оси x осуществляется на угол α против часовой стрелки, если смотреть против направления соответствующей оси. Поворот относительно оси y осуществляется на угол β по часовой стрелке, если смотреть против направления соответствующей оси.

$$R_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha \\ 0 & \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}, \tag{33}$$

$$R_y = \begin{bmatrix} \cos \beta & 0 & -\sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \beta & 0 & \cos \beta \end{bmatrix}. \tag{34}$$

Углы α и β находятся по следующим формулам:

$$\alpha = \text{atan2}(e_y, e_z), \tag{35}$$

$$\beta = \text{atan2}(e_x^1, e_z^1), \tag{36}$$

где

$$(e_x^1, e_z^1) = \vec{e}^1 = R_x \vec{e}. \tag{37}$$

Однако вектора Джонса по-прежнему заданы в локальных базисах \vec{s}' , \vec{p}' . Для отображения эллипсов поляризации на одном рисунке необходимо перевести вектора Джонса в базис, задающий направления осей координат рисунка:

$$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}. \tag{38}$$

Для этого используем формулы (8), (9).

5. Пересечение луча с поверхностью второго порядка

Поверхность описывается следующей квадратичной формой:

$$[x \ y \ z \ 1] \times \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{bmatrix} = 0. \tag{39}$$

Или можно переписать в виде:

$$\vec{r}^T A \vec{r} + \vec{B} \vec{r} + a_{44} = 0, \tag{40}$$

где

$$\vec{r} = \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}, \quad A = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{bmatrix},$$

$$\vec{B} = [a_{14} \ a_{24} \ a_{34}] + [a_{41} \ a_{42} \ a_{43}].$$

Уравнение луча имеет вид:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{e}t, \tag{41}$$

где \vec{r}_0 – точка начала луча, \vec{e} – направление луча, t – длина луча. В формуле (32) единственным неизвестным параметром является длина луча t .

Подставив (32) в (31), получим:

$$(\vec{e}^T, A \vec{e})t^2 + ((\vec{e}^T, A \vec{r}_0) + (\vec{r}_0^T, A \vec{e}) + (\vec{B}, \vec{e}))t + (\vec{B}, \vec{r}_0) + (\vec{r}_0^T, A \vec{r}_0) + a_{44} = 0. \tag{42}$$

Данное квадратное уравнение можно решить и найти t . Когда будет найден параметр t , тогда не составит труда найти координаты точки пересечения луча и рассматриваемой поверхности по формуле (32).

6. Нормаль к поверхности второго порядка

В общем виде нормаль к поверхности задаётся в виде градиента от неявной функции, задающей уравнение поверхности:

$$\vec{n}(\vec{r}) = \frac{dF(\vec{r})}{d\vec{r}} = \left\{ \frac{\partial F(x, y, z)}{\partial x}, \frac{\partial F(x, y, z)}{\partial y}, \frac{\partial F(x, y, z)}{\partial z} \right\}, \tag{43}$$

где $F(\vec{r})$ – левая часть уравнения (30).

После несложных преобразований получаем значение вектора нормали в некоторой точке \vec{r}_0 :

$$\vec{n}(\vec{r}_0) = \left\{ \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} a_{11} & a_{21} & a_{31} & a_{41} \\ a_{12} & a_{22} & a_{32} & a_{42} \\ a_{13} & a_{23} & a_{33} & a_{43} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \right\} \{\vec{r}_0, 1\}^T + \{0, 0, 0, 1\}^T. \tag{44}$$

Уравнение, определяющее коническую поверхность, имеет вид:

$$F(\vec{r}) = [x \ y \ z \ 1] \times \begin{bmatrix} \frac{1}{a^2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{b^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{c^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{bmatrix} = 0, \tag{45}$$

где a, b, c – геометрические параметры конической поверхности.

Ход лучей в аксиконе представлен на рис. 5.

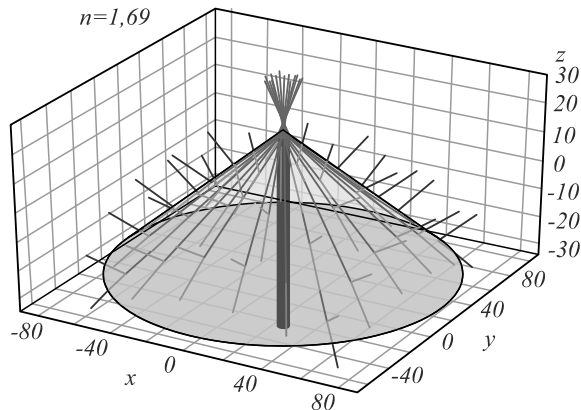


Рис. 5. Ход лучей в аксиконе. Пучок падает на основание аксикона снизу вверх

Очевидно, что принятие в рассмотрение состояния поляризации и френелевских отражений приводит к результату, отличному от классической теории аксикона.

7. Формирование азимутально-поляризованного пучка с помощью аксикона

Пусть плоскопараллельный пучок с круговой поляризацией падает на основание аксикона под прямым углом. Тогда данный пучок не изменит своего направления после прохождения через основание. Если выбрать угол при вершине аксикона равным

$$\alpha_{аксикон} = (\pi/2) - \text{arctg}(n_1/n_2), \tag{46}$$

то лучи рассматриваемого пучка будут падать на боковую поверхность аксикона под углом Брюстера. Тогда отражённые от боковой поверхности лучи будут полностью s -поляризованными. Это означает, что отражённый пучок имеет азимутальную поляризацию.

На рис. 6 показаны состояния лучей после первого отражения от боковой стенки. В данном случае эллипс поляризации вырождается в линию, т.к. отражённый луч полностью s -поляризован. Необходимо обратить внимание на то, что каждая линия поляризации отображается в локальном s - и p -базисе каждого луча (см. формулы (6), (7)), причём на рис. 6 s -вектор ориентирован вертикально, p -вектор ориентирован горизонтально.

Если привести вырожденные эллипсы с рис. 6 к лабораторному базису, то получим картину, показанную на рис. 7.

На рис. 7 мы можем видеть, что пучок, претерпевший первое отражение от конической поверхности аксикона, имеет азимутальную поляризацию.

8. Второе взаимодействие с поверхностью

Однако после первого взаимодействия азимутально-поляризованный пучок является расходящимся и, более того, остается в теле аксикона. Мы хотим

добиться, чтобы из аксикона выходил коллимированный пучок. Покажем, что этого можно достичь путем повторного взаимодействия с поверхностью аксикона, как это показано на рис. 8. Уже на данном этапе можно сказать, что все паразитные пучки имеют угол расходимости, отличный от угла расходимости полезного пучка. Однако вопрос диафрагмирования остается для дальнейшего исследования.

Наибольший интерес представляет пучок после второго взаимодействия, чтобы пучок после отражения преломился на конической поверхности и стал распространяться вперед.

На рис. 8 показана схема распространения луча, падающего перпендикулярно на аксикон.

Угол Брюстера рассчитывается по формуле:

$$\theta = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right), \tag{47}$$

где n_1 – показатель преломления аксикона, n_2 – показатель преломления окружающей среды.

Если луч падает на поверхность аксикона под углом Брюстера, то угол аксикона выражается формулой:

$$\alpha_1 = \pi/2 - \theta. \tag{48}$$

После этого луч отражается и падает во второй раз на поверхность аксикона с диаметрально противоположной стороны. Угол падения при повторном падении будет иметь вид:

$$\alpha_2 = \pi - 3\alpha_1 = 3\theta - \pi/2. \tag{49}$$

Построим на рис. 9 графики зависимости углов (38) и (40) от показателя преломления. На данном графике видно, что последний угол падения α_2 имеет излом. Это происходит из-за полного внутреннего отражения при повторном взаимодействии и падении луча на коническую поверхность в третий раз. Подробнее ход лучей в аксиконе описан в [10].

Из рис. 9 видно, что при значении показателя преломления вещества аксикона, равного 1,17, после повторного взаимодействия с конической поверхностью луч претерпевает полное внутреннее отражение и отражается назад. Критический угол повторного падения выражается формулой:

$$\alpha_3 = \pi - 3\alpha_1 = 3\theta - \frac{\pi}{2} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right), \tag{50}$$

$$\theta = \frac{\arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) + \frac{\pi}{2}}{3} = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right). \tag{51}$$

Из последнего равенства (42) найден критический относительный показатель преломления, при котором происходит полное внутреннее отражение при повторном взаимодействии луча.

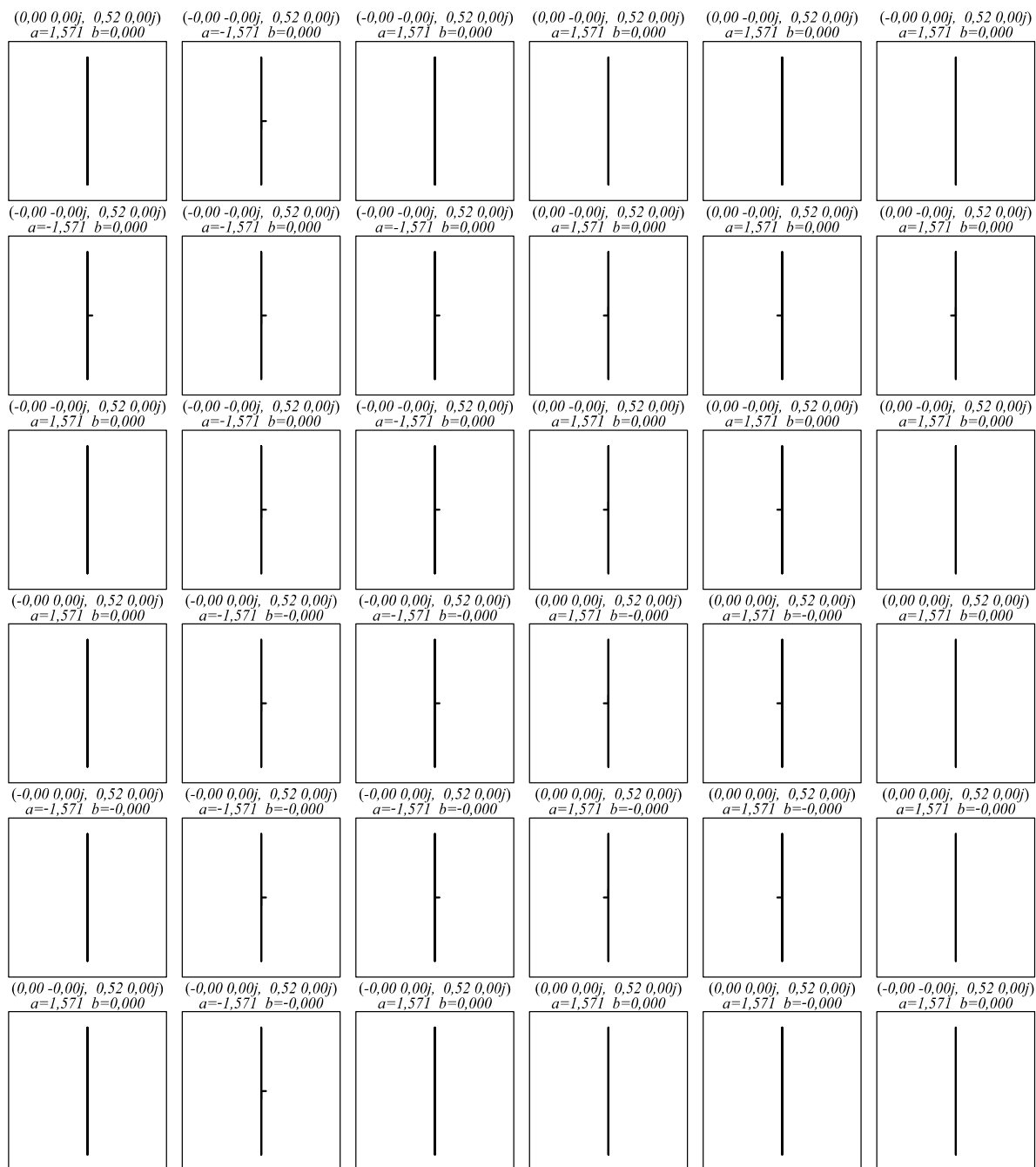


Рис. 6. Вырожденные эллипсы поляризации, ориентированные по локальному базисному *s*-вектору каждого луча

Заключение

В работе предложен ординарный рефракционный конический аксикон для формирования азимутально-поляризованного пучка. Помимо формирования пучка, показана возможность коллимации пучка.

Рассчитан относительный показатель преломления, при котором азимутально-поляризованный пучок выходит из аксикона. Данный показатель преломления равен 1,17.

Приведена теория трассировки лучей с учётом поляризации, описана логика программной реализации, приведены примеры расчёта хода лучей.

Показано значительное отклонение от классической теории работы аксикона, которое заключается во множественных переотражениях лучей и изменении поляризации в силу формул Френеля.

Дальнейшее исследование будет посвящено более детальному исследованию возможности фильтрации полезного азимутально-поляризованного пучка за счет диафрагмирования паразитных пучков смешанных поляризаций.

Благодарности

Исследование выполнено под эгидой программы «ERA.Net RUS plus» при финансовой поддержке

РФФИ в рамках научного проекта № 20-52-76021 в разделах «Введение», «Заключение», «Формулы отражения и преломления», «Поляризация при трассировке лучей», «Нормаль к поверхности второго порядка», «Формирование азимутально-поляризованного пучка с помощью аксикона», «Второе взаи-

модействие с поверхностью», а также Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в частях «Визуализация эллипса поляризации» и «Пересечение луча с поверхностью второго порядка».

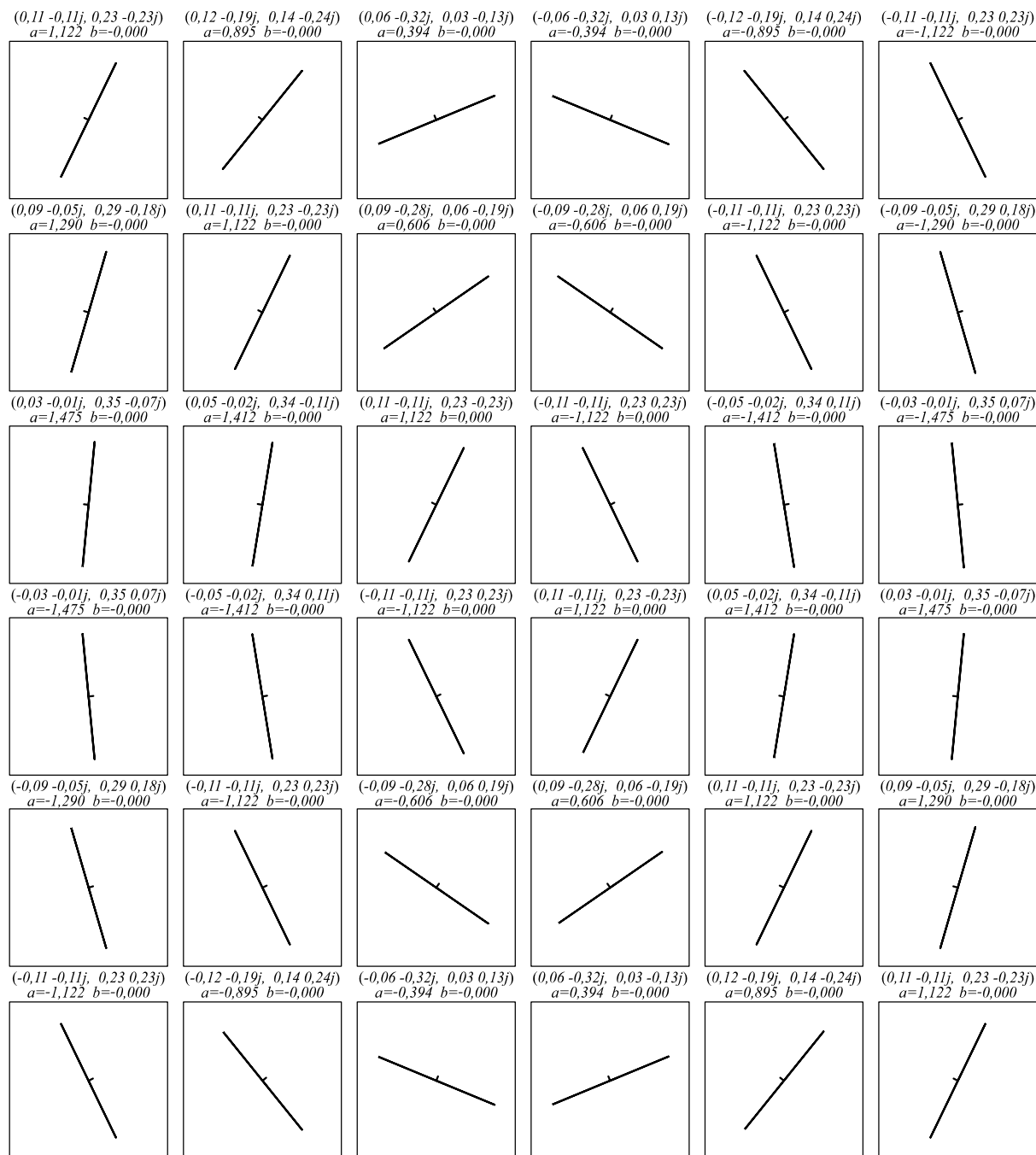


Рис. 7. Вырожденные эллипсы поляризации, изображенные в лабораторном базисе. Плоскость изображения перпендикулярна оси аксикона OZ

Литература

1. **McLeod, J.** The axicon: A new type of optical element / J. McLeod // Journal of the Optical Society of America. – 1954. – Vol. 44, Issue 8. – P. 592-597. – DOI: 10.1364/JOSA.44.000592.
2. **Durnin, J.** Diffraction-free beams / J. Durnin, J.J. Miceli, Jr., J.H. Eberly // Physical Review Letters. – 1987. – Vol. 58, Issue 15. – P. 1499-1501. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.1499.
3. **Turunen, J.** Holographic generation of diffraction-free beams / J. Turunen, A. Vasara, A.T. Friberg // Applied Optics. – 1988. – Vol. 27, Issue 19. – P. 3959-3962. – DOI: 10.1364/AO.27.003959.

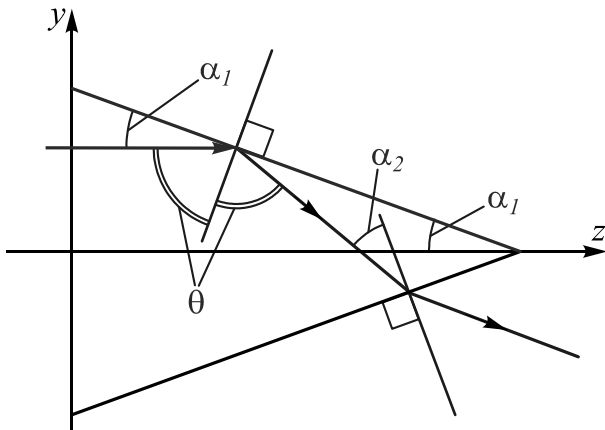


Рис. 8. Ход лучей в поляризующем аксиконе

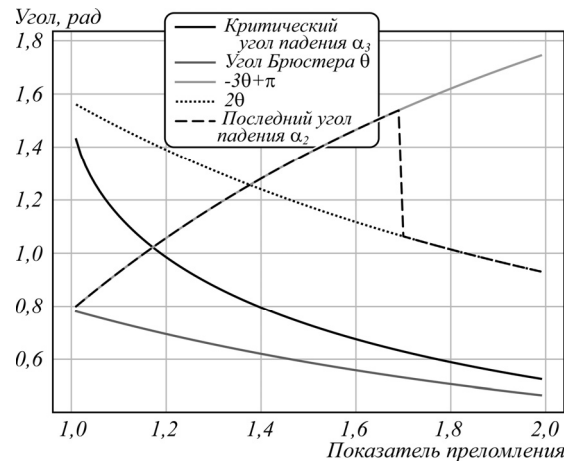


Рис. 9. Зависимость углов от показателя преломления вещества аксикона

4. **Kaloshia, V.P.** Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V.P. Kaloshia, I. Golub // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32, Issue 24. – P. 3540-3542. – DOI: 10.1364/OL.32.003540.
5. **Khonina, S.N.** Bessel beam: Significance and applications – A progressive review / S.N. Khonina, N.L. Kazanskiy, S.V. Karpeev, M.A. Butt // *Micromachines*. – 2020. – Vol. 11, Issue 11. – 997 (28p). – DOI: 10.3390/mi11110997.
6. **Yu, Y.-J.** Focusing characteristics of optical fiber axicon microlens for near-field spectroscopy: dependence of tip apex angle / Y.-J. Yu, H. Noh, M.-H. Hong, H.-R. Noh, Y. Arakawa, W. Jhe // *Optics Communications*. – 2006. – Vol. 267, Issue 1. – P. 264-270. – DOI: 10.1016/j.optcom.2006.06.044.
7. **Grosjean, T.** Fiber microaxicons fabricated by a polishing technique for the generation of Bessel-like beams / T. Grosjean, S.S. Saleh, M.A. Suarez, I.A. Ibrahim, V. Piquerey, D. Charraut, P. Sandoz // *Applied Optics*. – 2007. – Vol. 46, Issue 33. – P. 8061-8067. – DOI: 10.1364/AO.46.008061.
8. **Alferov, S.V.** Study of polarization properties of fiber-optics probes with use of a binary phase plate / S.V. Alferov, S.N. Khonina, S.V. Karpeev // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2014. – Vol. 31, Issue 4. – P. 802-807. – DOI: 10.1364/JOSAA.31.000802.
9. **Jaroszewicz, Z.** Axicon – the most important optical element / Z. Jaroszewicz, A. Burvall, A.T. Friberg // *Optics and Photonics News*. – 2005. – Vol. 16, Issue 4. – P. 34-39. – DOI: 10.1364/OPN.16.4.000034.
10. **Khonina, S.N.** Focused, evanescent, hollow, and collimated beams formed by microaxicons with different conical angles / S.N. Khonina, S.A. Degtyarev, D.A. Savelyev, A.V. Ustinov // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25, Issue 16. – P. 19052-19064. – DOI: 10.1364/OE.25.019052.
11. **Filipkowski, A.** Nanostructured gradient index microaxicons made by a modified stack and draw method / A. Filipkowski, B. Piechal, D. Pysz, R. Stepien, A. Waddie, M.R. Taghizadeh, R. Buczynski // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40, Issue 22. – P. 5200-5203. – DOI: 10.1364/OL.40.005200.
12. **Žukauskas, A.** Monolithic generators of pseudo-nondiffracting optical vortex beams at the microscale / A. Žukauskas, M. Malinauskas, E. Brasselet // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 103, Issue 18. – 181122. – DOI: 10.1063/1.4828662.
13. **Musigmann, M.** Refractive-diffractive dispersion compensation for optical vortex beams with ultrashort pulse du-

- rations / M. Musigmann, J. Jahns, M. Bock, R. Grunwald // *Applied Optics*. – 2014. – Vol. 53, Issue 31. – P. 7304-7311. – DOI: 10.1364/AO.53.007304.
14. **Chi, W.** Electronic imaging using a logarithmic sphere / W. Chi, N. George // *Optics Letters*. – 2001. – Vol. 26, Issue 12. – P. 875-877. – DOI: 10.1364/OL.26.000875.
15. **Golub, I.** Characterization of a refractive logarithmic axicon / I. Golub, B. Chebbi, D. Shaw, D. Nowacki // *Optics Letters*. – 2010. – Vol. 35, Issue 16. – P. 2828-2830. – DOI: 10.1364/OL.35.002828.
16. **Khonina, S.N.** Very compact focal spot in the near-field of the fractional axicon / S.N. Khonina, A.V. Ustinov // *Optics Communications*. – 2017. – Vol. 391. – P. 24-29. – DOI: 10.1016/j.optcom.2016.12.034.
17. **Gorelick, S.** Axilenses: refractive micro-optical elements with arbitrary exponential profiles / S. Gorelick, D.M. Paganin, A. de Marco // *APL Photonics*. – 2020. – Vol. 5, Issue 10. – 106110. – DOI: 10.1063/5.0022720.
18. **Sanchez-Padilla, B.** Wrinkled axicons: shaping light from cusps / B. Sanchez-Padilla, A. Žukauskas, A. Aleksanyan, A. Balčytis, M. Malinauskas, S. Juodkazis, E. Brasselet // *Optics Express*. – 2016. – Vol. 24, Issue 21. – P. 24075-24082. – DOI: 10.1364/OE.24.024075.
19. **Khonina, S.N.** Refractive twisted microaxicons / S.N. Khonina, S.V. Krasnov, A.V. Ustinov, S.A. Degtyarev, A.P. Porfirev, A. Kuchmizhak, S.I. Kudryashov // *Optics Letters*. – 2020. – Vol. 45, Issue 6. – P. 1334-1337. – DOI: 10.1364/OL.386223.
20. **Zhang, Y.** Vector propagation of radially polarized Gaussian beams diffracted by an axicon / Y. Zhang, L. Wang, C. Zheng // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2005. – Vol. 22, Issue 11. – P. 2542-2546. – DOI: 10.1364/JOSAA.22.002542.
21. **Kuchmizhak, A.** High-quality fiber microaxicons fabricated by a modified chemical etching method for laser focusing and generation of Bessel-like beams / A. Kuchmizhak, S. Gurbatov, A. Nepomniaschii, O. Vitrik, Y. Kulchin // *Applied Optics*. – 2014. – Vol. 53, Issue 5. – P. 937-943. – DOI: 10.1364/AO.53.000937.
22. **Kotlyar, V.V.** Sharp focus area of radially-polarized Gaussian beam propagation through an axicon / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, S.S. Stafeev // *Progress in Electromagnetics Research C*. – 2008. – Vol. 5. – P. 35-43.
23. **Zhan, Q.** Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Q. Zhan // *Advances in Optics and Photonics*. – 2009. – Vol. 1, Issue 1. – P. 1-57. – DOI: 10.1364/AOP.1.000001.

24. **Wei, M.-D.** Adjustable generation of bottle and hollow beams using an axicon / M.-D. Wei, W.-L. Shiao, Y.-T. Lin // *Optics Communications*. – 2005. – Vol. 248, Issues 1-3. – P. 7-14. – DOI: 10.1016/j.optcom.2004.11.092.
25. **Yang, Y.** Focal shift in spatial-variant polarized vector Bessel–Gauss. beams / Y. Yang, M. Leng, Y. He, H. Liu, Q. Chang, C. Li // *Journal of Optics*. – 2013. – Vol. 15, Issue 1. – 014003. – DOI: 10.1088/2040-8978/15/1/014003.
26. **Rodrigo, J.A.** Freestyle 3D laser traps: Tools for studying light-driven particle dynamics and beyond / J.A. Rodrigo, T. Alieva // *Optica*. – 2015. – Vol. 2. – P. 812-815. – DOI: 10.1364/OPTICA.2.000812.
27. **Khonina, S.N.** 3D transformations of light fields in the focal region implemented by diffractive axicons / S.N. Khonina, A.P. Porfirev // *Applied Physics B*. – 2018. – Vol. 124. – 191 (13 p.). – DOI: 10.1007/s00340-018-7060-4.
28. **Хило, Н.А.** Преобразование порядка бesselевых пучков в одноосных кристаллах / Н.А. Хило, Е.С. Петрова, А.А. Рыжович // *Квантовая электроника*. – 2001. – Т. 31, № 1. – С. 85-89.
29. **Khilo, N.A.** Diffraction and order conversion of Bessel beams in uniaxial crystals / N.A. Khilo // *Optics Communications*. – 2012. – Vol. 285, Issue 5. – P. 503-509. – DOI: 10.1016/j.optcom.2011.11.014.
30. **Khonina, S.N.** Effective transformation of a zero-order Bessel beam into a second-order vortex beam using a uniaxial crystal / S.N. Khonina, A.A. Morozov, S.V. Karpeev // *Laser Physics*. – 2014. – Vol. 24, Issue 5. – 056101 (5 p.). – DOI: 10.1088/1054-660X/24/5/056101.
31. **Скиданов, Р.В.** Дифракционные аксиконы для формирования радиально-поляризованного света на основе использования стопы Столетова / Р.В. Скиданов, А.А. Морозов // *Компьютерная оптика*. – 2014. – Т. 38, № 4. – С. 614-618. – DOI: 10.18287/0134-2452-2014-38-4-614-619.
32. **Karpeev, S.V.** Generation of a controlled double-ring-shaped radially polarized spiral laser beam using a combination of a binary axicon with an interference polarizer / S.V. Karpeev, V.D. Paranin, S.N. Khonina // *Journal of Optics*. – 2017. – Vol. 19, Issue 5. – 055701 (7 p.). – DOI: 10.1088/2040-8986/aa640c.
33. **Masuda, K.** Azo-polymer film twisted to form a helical surface relief by illumination with a circularly polarized Gaussian beam / K. Masuda, S. Nakano, D. Barada, M. Kumakura, K. Miyamoto, T. Omatsu // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25, Issue 11. – P. 12499-12507. – DOI: 10.1364/OE.25.012499.
34. **Khonina, S.N.** Influence of optical forces induced by paraxial vortex Gaussian beams on the formation of a microrelief on carbazole-containing azopolymer films / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.G. Volotovskiy, N.A. Ivliev, V.V. Podlipnov // *Applied Optics*. – 2020. – Vol. 59, Issue 29. – P. 9185-9194. – DOI: 10.1364/AO.398620.
35. **Kharintsev, S.S.** Polarization of near-field light induced with a plasmonic nanoantenna / S.S. Kharintsev, A.I. Fishman, S.G. Kazarian, M.K. Salakhov // *Physical Review B*. – 2015. – Vol. 92, Issue 11. – 115113. – DOI: 10.1103/PhysRevB.92.115113.
36. **Masuda, K.** Picosecond optical vortex-induced chiral surface relief in an azo-polymer film / K. Masuda, R. Shinozaki, A. Shiraishi, M. Ichijo, K. Yamane, K. Miyamoto, T. Omatsu // *Journal of Nanophotonics*. – 2020. – Vol. 14, Issue 1. – 016012. – DOI: 10.1117/1.JNP.14.016012.
37. **Ferrer-Garcia, M.F.** Theoretical analysis on spatially structured beam induced mass transport in azo-polymer films / M.F. Ferrer-Garcia, Y. Alvandi, Y. Zhang, E. Karimi // *Optics Express*. – 2020. – Vol. 28, Issue 14. – P. 19954-19965. – DOI: 10.1364/OE.395054.
38. **Tovar, A.A.** Production and propagation of cylindrically polarized Laguerre–Gaussian laser beams / A.A. Tovar // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1998. – Vol. 15, Issue 10. – P. 2705-2711. – DOI: 10.1364/JOSAA.15.002705.
39. **Kozawa, Y.** Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism / Y. Kozawa, S. Sato // *Optics Letters*. – 2005. – Vol. 30, Issue 22. – P. 3063-3065. – DOI: 10.1364/OL.30.003063.
40. **Radwell, N.** Achromatic vector vortex beams from a glass cone / N. Radwell, R.D. Hawley, J.B. Gotte, S. Franke-Arnold // *Nature Communications*. – 2016. – Vol. 7. – 10654. – DOI: 10.1038/ncomms10564.

Сведения об авторах

Губаев Муслим Серкалиевич, 1998 года рождения. Бакалавр прикладной математики и информатики, окончил Самарский университет в 2021 году. Область научных интересов: геометрическая оптика, вычислительные алгоритмы, моделирование оптических процессов. Опубликовал 3 тезиса докладов на всероссийских и международных конференциях.

Дегтярев Сергей Александрович, доцент Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королёва, научный сотрудник ИСОИ РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Область научных интересов: волновая и сингулярная оптика. E-mail: sealek@gmail.com.

Стрелков Юрий Станиславович 1992 года рождения, в 2016 окончил магистратуру Самарского университета по специальности «Прикладная математика и физика», работает младшим научным сотрудником лаборатории дифракционной оптики. Область научных интересов: дифракционная оптика, радиоэлектроника, компьютерная графика. E-mail: ghost_strelkov@mail.ru.

Волотовский Сергей Геннадьевич, научный сотрудник, ведущий программист ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Область научных интересов: разработка программного обеспечения расчёта и моделирование работы элементов дифракционной оптики. E-mail: sv@ipsiras.ru.

Ивлиев Николай Александрович, 1987 года рождения, в 2010 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева (СГАУ, ныне – Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева) по специальности «Проектирование и технология радиоэлектронных средств». Кандидат технических наук (2015 год), работает научным сотрудником в ИСОИ РАН – филиале ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, доцентом кафедры технической кибернетики Самарского университета. Область научных интересов: физика поверхности твердого тела. E-mail: ivlievn@gmail.com.

Хонина Светлана Николаевна, доктор физико-математических наук, профессор Самарского университета; главный научный сотрудник ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, сингулярная оптика, модовые и поляризационные преобразования, оптическое манипулирование, оптическая и цифровая обработка изображений. E-mail: khonina@ipsiras.ru.

ГРНТИ: 29.31.29

Поступила в редакцию 1 сентября 2021 г. Окончательный вариант – 6 сентября 2021 г.

Vectorial beam generation with a conical refractive surface

M.S. Gubaev^{1,2}, S.A. Degtyarev^{1,2}, Y.S. Strelkov^{1,2}, S.G. Volotovskiy¹, N.A. Ivliev^{1,2}, S.N. Khonina^{1,2}

¹ IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS,
Molodogvardeyskaya 151, 443001, Samara, Russia,

² Samara National Research University, Moskovskoye Shosse 34, 443086, Samara, Russia

Abstract

We propose to use a refractive conical axicon for generating azimuthally polarized beams. We investigate polarization states of optical rays passing through an interface between optical media, and also polarization transformation with a refractive axicon. We develop a software for raytracing which correctly processes polarization states of the rays and visualizes ellipses of polarization. The polarization state is described in the Jones notation and based on the energy conservation law. We derive and implement formulas for calculating the Jones vector in different bases, as well as transferring the Jones vector from one basis to another. Algorithms for displaying polarization ellipses on one plane for beams that are not plane-parallel have been developed. Ray paths in a three-dimensional axicon are calculated and shown with due regard for polarization.

Keywords: ray optics, axicon, polarization, Fresnel coefficients, azimuthally polarized beam.

Citation: Gubaev MS, Degtyarev SA, Strelkov YS, Volotovskiy SG, Ivliev NA, Khonina SN. Vectorial beam generation with a conical refractive surface. *Computer Optics* 2021; 45(6): 828-838. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1036.

Acknowledgements: The reported study was performed under the "ERA.Net RUS plus" program funded by the Russian Foundation for Basic Research within project No. 20-52-76021 (computer simulation) and financially supported by the Russian Federation Ministry of Science and Higher Education under the state contract with the “Crystallography and Photonics” Research Center of the RAS (theoretical derivations).

References

- [1] McLeod J. The axicon: A new type of optical element. *J Opt Soc Am* 1954; 44(8): 592-597. DOI: 10.1364/JOSA.44.000592.
 - [2] Durnin J, Miceli JJ Jr, Eberly JH. Diffraction-free beams. *Phys Rev Lett* 1987; 58(15): 1499-1501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.1499.
 - [3] Turunen J, Vasara A, Friberg AT. Holographic generation of diffraction-free beams. *Appl Opt* 1988; 27(19): 3959-3962. DOI: 10.1364/AO.27.003959.
 - [4] Kalosha VP, Golub I. Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution. *Opt Lett* 2007; 32(24): 3540-3542. DOI: 10.1364/OL.32.003540.
 - [5] Khonina SN, Kazanskiy NL, Karpeev SV, Butt MA. Bessel beam: Significance and applications – A progressive review. *Micromachines* 2020; 11(11): 997. DOI: 10.3390/mi11110997.
 - [6] Yu Y-J, Noh H, Hong M-H, Noh H-R, Arakawa Y, Jhe W. Focusing characteristics of optical fiber axicon microlens for near-field spectroscopy: dependence of tip apex angle. *Opt Commun* 2006; 267(1): 264-270. DOI: 10.1016/j.optcom.2006.06.044.
 - [7] Grosjean T, Saleh SS, Suarez MA, Ibrahim IA, Piquerey V, Charrat D, Sandoz P. Fiber microaxicons fabricated by a polishing technique for the generation of Bessel-like beams. *Appl Opt* 2007; 46(33): 8061-8067. DOI: 10.1364/AO.46.008061.
 - [8] Alferov SV, Khonina SN, Karpeev SV. Study of polarization properties of fiber-optics probes with use of a binary phase plate. *J Opt Soc Am A* 2014; 31(4): 802-807. DOI: 10.1364/JOSAA.31.000802.
 - [9] Jaroszewicz Z, Burvall A, Friberg AT. Axicon – the most important optical element. *Opt Photonics News* 2005; 16(4): 34-39. DOI: 10.1364/OPN.16.4.000034.
 - [10] Khonina SN, Degtyarev SA, Savelyev DA, Ustinov AV. Focused, evanescent, hollow, and collimated beams formed by microaxicons with different conical angles. *Opt Express* 2017; 25(16): 19052-19064. DOI: 10.1364/OE.25.019052.
 - [11] Filipkowski A, Piechal B, Pysz D, Stepień R, Waddie A, Taghizadeh MR, Buczynski R. Nanostructured gradient index microaxicons made by a modified stack and draw method. *Opt Lett* 2015; 40(22): 5200-5203. DOI: 10.1364/OL.40.005200.
 - [12] Žukauskas A, Malinauskas M, Brasselet E. Monolithic generators of pseudo-nondiffracting optical vortex beams at the microscale. *Appl Phys Lett* 2013; 103(18): 181122. DOI: 10.1063/1.4828662.
 - [13] Musigmann M, Jahns J, Bock M, Grunwald R. Refractive-diffractive dispersion compensation for optical vortex beams with ultrashort pulse durations. *Appl Opt* 2014; 53(31): 7304-7311. DOI: 10.1364/AO.53.007304.
 - [14] Chi W, George N. Electronic imaging using a logarithmic sphere. *Opt Lett* 2001; 26(12): 875-877. DOI: 10.1364/OL.26.000875.
 - [15] Golub I, Chebbi B, Shaw D, Nowacki D. Characterization of a refractive logarithmic axicon. *Opt Lett* 2010; 35(16): 2828-2830. DOI: 10.1364/OL.35.002828.
 - [16] Khonina SN, Ustinov AV. Very compact focal spot in the near-field of the fractional axicon. *Opt Commun* 2017; 391: 24-29. DOI: 10.1016/j.optcom.2016.12.034.
 - [17] Gorelick S, Paganin DM, de Marco A. Axilenses: refractive micro-optical elements with arbitrary exponential profiles. *APL Photonics* 2020; 5(10): 106110. DOI: 10.1063/5.0022720.
-

- [18] Sanchez-Padilla B, Žukauskas A, Aleksanyan A, Balčytis A, Malinauskas M, Juodkasis S, Brasselet E. Wrinkled axicons: shaping light from cusps. *Opt Express* 2016; 24(21): 24075-24082. DOI: 10.1364/OE.24.024075.
- [19] Khonina SN, Krasnov SV, Ustinov AV, Degtyarev SA, Porfirev AP, Kuchmizhak A, Kudryashov SI. Refractive twisted microaxicons. *Opt Lett* 2020; 45(6): 1334-1337. DOI: 10.1364/OL.386223.
- [20] Zhang Y, Wang L, Zheng C. Vector propagation of radially polarized Gaussian beams diffracted by an axicon. *J Opt Soc Am A* 2005; 22(11): 2542-2546. DOI: 10.1364/JOSAA.22.002542.
- [21] Kuchmizhak A, Gurbatov S, Nepomniaschii A, Vitrik O, Kulchin Y. High-quality fiber microaxicons fabricated by a modified chemical etching method for laser focusing and generation of Bessel-like beams. *Appl Opt* 2014; 53(5): 937-943. DOI: 10.1364/AO.53.000937.
- [22] Kotlyar VV, Kovalev AA, Stafeev SS. Sharp focus area of radially-polarized Gaussian beam propagation through an axicon. *Prog Electromagn Res C* 2008; 5: 35-43.
- [23] Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications. *Adv Opt Photonics* 2009; 1(1): 1-57. DOI: 10.1364/AOP.1.000001.
- [24] Wei M-D, Shiao W-L, Lin Y-T. Adjustable generation of bottle and hollow beams using an axicon. *Opt Commun* 2005; 248(1-3): 7-14. DOI: 10.1016/j.optcom.2004.11.092.
- [25] Yang Y, Leng M, He Y, Liu H, Chang Q, Li C. Focal shift in spatial-variant polarized vector Bessel-Gauss beams. *J Opt* 2013; 15(1): 014003. DOI: 10.1088/2040-8978/15/1/014003.
- [26] Rodrigo JA, Alieva T. Freestyle 3D laser traps: Tools for studying light-driven particle dynamics and beyond. *Optica* 2015; 2: 812-815. DOI: 10.1364/OPTICA.2.000812.
- [27] Khonina SN, Porfirev AP. 3D transformations of light fields in the focal region implemented by diffractive axicons. *Appl Phys B* 2018; 124: 191. DOI: 10.1007/s00340-018-7060-4.
- [28] Khilo NA, Petrova ES, Ryzhevich AA. Transformation of the order of Bessel beams in uniaxial crystals. *Quantum Electronics* 2001; 31(1): 85-89. DOI: 10.1070/QE2001v03n01ABEH001897.
- [29] Khilo NA. Diffraction and order conversion of Bessel beams in uniaxial crystals. *Opt Commun* 2012; 285(5): 503-509. DOI: 10.1016/j.optcom.2011.11.014.
- [30] Khonina SN, Morozov AA, Karpeev SV. Effective transformation of a zero-order Bessel beam into a second-order vortex beam using a uniaxial crystal. *Laser Phys* 2014; 24(5): 056101. DOI: 10.1088/1054-660X/24/5/056101.
- [31] Skidanov RV, Morozov AA. Diffractive optical elements for forming radially polarized light, based on the use stack of Stoletov. *Computer Optics* 2014; 38(4): 614-618. DOI: 10.18287/0134-2452-2014-38-4-614-619.
- [32] Karpeev SV, Paranin VD, Khonina SN. Generation of a controlled double-ring-shaped radially polarized spiral laser beam using a combination of a binary axicon with an interference polarizer. *J Opt* 2017; 19(5): 055701. DOI: 10.1088/2040-8986/aa640c.
- [33] Masuda K, Nakano S, Barada D, Kumakura M, Miyamoto K, Omatsu T. Azo-polymer film twisted to form a helical surface relief by illumination with a circularly polarized Gaussian beam. *Opt Express* 2017; 25(11): 12499-12507. DOI: 10.1364/OE.25.012499.
- [34] Khonina SN, Ustinov AV, Volotovskiy SG, Ivliev NA, Podlipnov VV. Influence of optical forces induced by paraxial vortex Gaussian beams on the formation of a micro-relief on carbazole-containing azopolymer films. *Appl Opt* 2020; 59(29): 9185-9194. DOI: 10.1364/AO.398620.
- [35] Kharintsev SS, Fishman AI, Kazarian SG, Salakhov MK. Polarization of near-field light induced with a plasmonic nanoantenna. *Phys Rev B* 2015; 92(11): 115113. DOI: 10.1103/PhysRevB.92.115113.
- [36] Masuda K, Shinozaki R, Shiraishi A, Ichijo M, Yamane K, Miyamoto K, Omatsu T. Picosecond optical vortex-induced chiral surface relief in an azo-polymer film. *J Nanophoton* 2020; 14(1): 016012. DOI: 10.1117/1.JNP.14.016012.
- [37] Ferrer-Garcia MF, Alvandi Y, Zhang Y, Karimi E. Theoretical analysis on spatially structured beam induced mass transport in azo-polymer films. *Opt Express* 2020; 28(14): 19954-19965. DOI: 10.1364/OE.395054.
- [38] Tovar AA. Production and propagation of cylindrically polarized Laguerre-Gaussian laser beams. *J Opt Soc Am A* 1998; 15(10): 2705-2711. DOI: 10.1364/JOSAA.15.002705.
- [39] Kozawa Y, Sato S. Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism. *Opt Lett* 2005; 30(22): 3063-3065. DOI: 10.1364/OL.30.003063.
- [40] Radwell N, Hawley RD, Gotte JB, Franke-Arnold S. Achromatic vector vortex beams from a glass cone. *Nat Commun* 2016; 7: 10654. DOI: 10.1038/ncomms10564.

Authors' information

Muslim Serkalievich Gubaev, born in 1998, Bachelor of Applied Mathematics and Computer Science, graduated from Samara University in 2021. Research interests: geometric optics, computational algorithms, modeling of optical processes. Published 3 theses of reports at all-Russian and international conferences.

Sergey Alexandrovich Degtyarev, docent of Samara National Research University, research fellow of the Image Processing Systems Institute of the RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. Research interests: wave optics. E-mail: sealek@gmail.com.

Yury Stanislavovich Strelkov (b. 1992) is a postgraduate student of Samara University. He graduated (2016) with a master's degree in Applied Mathematics and Physics. At present, he is a junior researcher of Diffraction Optics Laboratory. The area of interests includes diffraction optics, radio electronics and computer graphics. E-mail: ghost_strelkov@mail.ru.

Sergey Gennadjevich Volotovskiy, researcher in the IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. Research interests: software design, modeling of systems with diffractive optical elements.

E-mail: sv@ipsiras.ru.

Nikolay Alexandrovich Ivliev (b. 1987), graduated from Samara State Aerospace University in 2010 (presently, Samara National Research University, short – Samara University), majoring in Design and Technology of Radioelectronic Equipment. Candidate of Engineering Sciences (2015). Currently he works as the researcher at the Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, assistant at Technical Cybernetics sub-department of Samara University. Research interests: surface physics, micro- and nanotechnology.

E-mail: ivlievn@gmail.com.

Svetlana Nikolaevna Khonina, Doctor of Physical and Mathematical Sciences; Professor of Samara National Research University. Main researcher of the IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. Research interests: diffractive optics, singular optics, mode and polarization transformations, optical manipulating, optical and digital image processing. E-mail: khonina@ipsiras.ru.

Received September 1, 2021. The final version – September 6, 2021.
