

Создание и фокусировка векторного пучка второго порядка с помощью субволнового оптического элемента

С.А. Дегтярев^{1,2}, Д.А. Савельев^{1,2}

¹ ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151;

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, 443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

В данной статье предложен вид субволновых аксиконов для создания и фокусировки векторных цилиндрических пучков второго порядка. При этом показано, что с помощью предложенных субволновых аксиконов можно создавать фокусные пятна с обратным потоком энергии. С помощью программы Comsol Multiphysics проведено моделирование работы субволновых аксиконов с различным углом закрутки. Показано различие получаемых распределений плотности потока мощности при различных углах закрутки спирали аксикона.

Ключевые слова: субволновые аксиконы, векторные цилиндрические пучки, метод конечных элементов, обратный поток, Comsol Multiphysics.

Цитирование: Дегтярев, С.А. Создание и фокусировка векторного пучка второго порядка с помощью субволнового оптического элемента / С.А. Дегтярев, Д.А. Савельев // Компьютерная оптика. – 2022. – Т. 46, № 1. – С. 39-47. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1053.

Citation: Degtyarev SA, Savelyev DA. Generation and focusing of a second-order vector beam using a subwavelength optical element. Computer Optics 2022; 46(1): 39-47. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1053.

Введение

Исследование и создание новых материалов является актуальной задачей в промышленности, медицине и других сферах жизни [1–3]. Одно из направлений исследований – это искусственные конструкции простой формы размером несколько нанометров [4], на основе которых создаются плоские или трехмерные конструкции с новыми свойствами. Метаматериалы также могут использоваться для управления излучением как один из способов управления параметрами света [5–7]. Интересным фактом является то, что показатель преломления может принимать отрицательные значения, что можно использовать для компенсации хроматических искажений [8, 9]. Также ранее были продемонстрированы метаматериалы для управления прозрачностью и преобразованием частоты [10].

При всех своих интересных свойствах метаматериалы сложны в производстве: они имеют высокое поглощение в видимой области спектра [11]. Поэтому часто используется класс оптических метаматериалов субволновой толщины, известный как метаповерхности [12, 13], которые можно рассматривать как оптические устройства [14–16].

Среди оптических устройств особое внимание следует уделить аксикону. Изначально аксикон был известен в виде стеклянного конуса, формирующего протяжённое вдоль оптической оси изображение [17], однако в дальнейшем были созданы иные модификации, в том числе узкие микроаксиконы (конические волоконные зонды) [18, 19], градиентные аксиконы

[20, 21], логарифмические аксиконы [22], аксиконы с нелинейным профилем [23, 24], а также дифракционные аналоги [25, 26]. На текущий момент известно широкое применение аксиконов для острой фокусировки лазерного излучения [27–33], в том числе с целью усиления продольной компоненты электрического поля [34–37], которая важна в таких приложениях, как микроскопия, высокоразрешающая метрология, ускорение электронов и обработка материалов [38].

Цилиндрические векторные пучки представляют интерес для ряда областей оптики [39–42], среди которых можно отметить мультиплексирование данных в оптической связи [43] и амплитудно-поляризационную модуляцию фокального распределения [44], что важно для оптического захвата, микроскопии, лазерной абляции [45]. Также ранее было показано [46, 47], что обратный поток энергии может быть получен путем острой фокусировки радиально-поляризованных лазерных пучков более высокого порядка. Существует ряд приложений, основанных на явлениях обратного потока энергии [48, 49], среди которых следует отметить острую фокусировку оптических вихрей [51], а также оптический захват и манипулирование [52].

В данной работе нами исследуются субволновые аксиконы, применяемые для создания и фокусировки векторных цилиндрических пучков второго порядка. Численное моделирование для подобных оптических элементов часто осуществляется методом конечных разностей во временной области (FDTD) [53] или методом конечных элементов [54]. В данном случае мы

выбрали метод конечных элементов и Comsol Multiphysics в качестве программы, реализующей данный метод [55]. Показано различие получаемых распределений плотности потока мощности при различных углах закрутки спирали аксикона.

1. Субволновые решетки для формирования векторных пучков

Настоящая статья продолжает исследования, начатые в статьях [56, 57]. Известно [58, 59], что бинарная субволновая решетка может быть представлена как одноосный кристалл. Быстрая ось кристалла перпендикулярна канавкам решетки, а медленная ось ориентирована вдоль канавок решетки. Таким образом, полуволновая и четвертьволновая пластинки могут быть изготовлены в виде субволновых решеток определенной высоты. Матрица Джонса полуволновой пластинки в собственной системе координат (ось x ориентирована как быстрая ось) имеет следующий вид.

$$M_{\lambda/2}^{eigen} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Если систему координат повернуть на угол относительно поляризационной пластинки, то матрица Джонса полуволновой пластинки примет вид:

$$\begin{aligned} M_{\lambda/2} &= M_{rot}^{-1} M_{\lambda/2}^{eigen} M_{rot} = \\ &= \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} \cos 2\varphi & \sin 2\varphi \\ \sin 2\varphi & -\cos 2\varphi \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2)$$

Рассмотрим вектор электрической индукции \mathbf{E} :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Если электрический вектор ориентирован вдоль оси x ($E_y = 0$), матрица Джонса работает как матрица вращения, которая поворачивает электрический вектор на угол 2φ . Используя этот факт, мы можем сконструировать субволновую решетку с изогнутыми канавками, которая создает цилиндрический векторный пучок произвольного порядка [56, 57]. Как было показано ранее [51], обратный поток энергии генерируется вблизи оптической оси при фокусировке радиального векторного пучка второго порядка.

Электрический вектор радиально поляризованного векторного пучка m -го порядка в цилиндрической системе координат имеет [54] следующий вид (рис. 1):

$$\mathbf{E}_{out} = \mathbf{E}_m^{Rad}(r, \varphi) = A(r) \begin{pmatrix} \cos(m-1)\varphi \\ \sin(m-1)\varphi \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где (r, φ) – цилиндрические координаты, $A(r)$ – амплитуда.

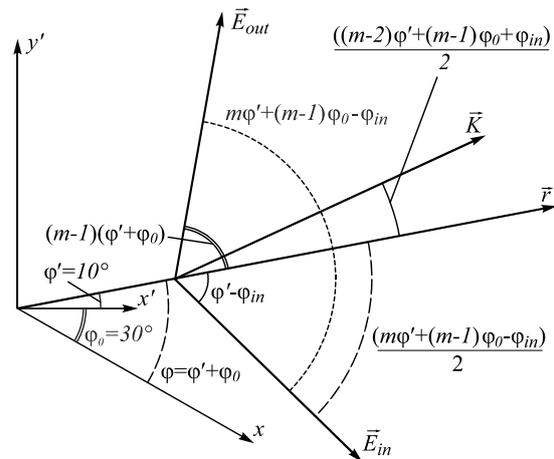


Рис. 1. Взаимное расположение координатных осей, электрических векторов и вектора субволновой решетки

Поворачивая систему координат на угол φ_0 , получаем новую систему координат (r, φ') , где $\varphi' = \varphi - \varphi_0$. В новой системе координат электрический вектор принимает следующий вид:

$$\mathbf{E}_{out} = \mathbf{E}_m^{Rad}(r, \varphi') = A(r) \begin{pmatrix} \cos(m-1)(\varphi' + \varphi_0) \\ \sin(m-1)(\varphi' + \varphi_0) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Заметим, что азимутально поляризованный пучок m -го порядка имеет выражение:

$$\mathbf{E}_{out} = \mathbf{E}_m^{Az}(r, \varphi) = A(r) \begin{pmatrix} \sin(m-1)\varphi \\ -\cos(m-1)\varphi \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Таким образом, поворачивая радиально поляризованный пучок на угол $\pi/[2(m-1)]$, можно получить азимутальную поляризацию. Интересный случай – это первый порядок поляризации. Когда $m = 1$, мы не можем получить радиальную поляризацию из азимутальной и наоборот.

Если угол между осью x' и начальным вектором электрического поля E_{in} равен φ_{in} (как на рис. 1), то вектор субволновой решетки \mathbf{K} в цилиндрической системе координат равен:

$$\mathbf{K}(r, \varphi') = \frac{2\pi}{d} \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{(m-2)\varphi' + (m-1)\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{(m-2)\varphi' + (m-1)\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

а в декартовой системе координат:

$$\mathbf{K}(x', y') = \frac{2\pi}{d} \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{m\varphi' + (m-1)\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{m\varphi' + (m-1)\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Из уравнений (7), (8) мы можем заключить, что, изменяя значение $((m-1)\varphi_0 + \varphi_{in})/2$, мы просто поворачиваем элемент. В данной работе мы рассматриваем второй порядок радиальной поляризации и субволновую решетку для создания радиально поляризованного пучка второго порядка (когда $m=2$). Этот случай важен, потому что для различных значений $(\varphi_0 + \varphi_{in})/2$ элемент имеет свою уникальную форму и не может быть получен один из другого с помощью вращения, как для других значений m . Ось x' определяет ориентацию элемента, а x определяет ориентацию оси поперечного сечения созданного пучка.

Если член $(\varphi_0 + \varphi_{in})/2$ равен $\pi/2$, металинза для создания пучка (4) имеет быструю и медленную оси, как показано на рис. 2.

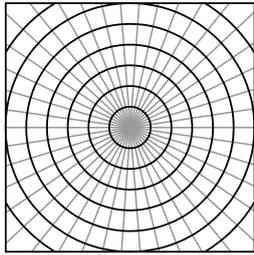


Рис. 2. Быстрые (серые линии) и медленные (чёрные линии) оси субволновой решётки, преобразующей линейно поляризованный пучок в радиально поляризованный пучок второго порядка, если $(\varphi_0 + \varphi_{in})/2$, равен $\pi/2$

2. Уравнения медленных осей субволновой решетки

Рассмотрим более общий случай, когда член $(\varphi_0 + \varphi_{in})/2$ принимает произвольное значение. В этом случае вектор субволновой решетки принимает следующий вид:

$$\mathbf{K}(r, \varphi) = \frac{2\pi}{d} \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \end{pmatrix}. \tag{9}$$

Таким образом, вектор субволновой решетки зависит только от начальных углов и не зависит от азимутального угла. Фазовая функция субволновой решетки $f(x, y)$ может быть получена из предположения:

$$\nabla f(r, \varphi) = \vec{K} = \begin{pmatrix} K_r \\ K_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \varphi} \end{pmatrix}. \tag{10}$$

Приравнивая (9) и (10), можно вывести уравнение для фазовой функции $f(x, y)$:

$$\begin{cases} \frac{\partial f}{\partial r} = \frac{2\pi}{d} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right), \\ \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \varphi} = \frac{2\pi}{d} \sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right). \end{cases} \tag{11}$$

Исключим d из обоих уравнений (11), получаем:

$$\cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \varphi} - \sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \frac{\partial f}{\partial r} = 0. \tag{12}$$

Данное уравнение можно переписать в следующем виде:

$$\vec{a}(r, \varphi) \cdot \nabla f = 0, \tag{13}$$

Т.е. скалярное произведение некоторого векторного поля на градиент функции равно 0 в каждой точке поля. Следовательно, два этих вектора перпендикулярны в каждой точке. Исходя из того, что градиент перпендикулярен только гиперлиниям уровня функции, то векторное поле $\vec{a}(r, \varphi)$ состоит из векторов, касательных к гиперлиниям уровня функции. Очевидно, касательная к гиперлиниям в одной точке одна только в двумерном случае, но их бесконечно много в случае трехмерного и более многомерного пространства. В силу непрерывности вектора $\vec{a}(r, \varphi)$ (за исключением точки 0) можно положить, что данный вектор задает линии тока, которые скользят вдоль гиперлиний уровня. Запишем уравнения линий тока вдоль вектора $\vec{a}(r, \varphi)$ в параметрической форме:

$$\begin{cases} r'(t) = Ca_1 \\ \varphi'(t) = Ca_2 \end{cases}, \quad \begin{cases} \frac{\partial r}{\partial t} = Ca_1 \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} = Ca_2 \end{cases}, \tag{14}$$

$$\begin{cases} \frac{dr}{dt} = C \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \frac{1}{r} \\ \frac{d\varphi}{dt} = -C \sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \end{cases},$$

где C – некоторая константа. Решаем систему (14), избавляясь от dt .

$$\begin{aligned} \frac{rd\varphi}{\cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right)} &= -\frac{dr}{\sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right)}, \\ d\varphi \tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) &= -\frac{dr}{r}, \\ \varphi \tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) &= -\ln r + C. \end{aligned} \tag{15}$$

Получаем первый интеграл, который задает семейство линий тока вдоль векторного поля $\vec{a}(r, \varphi)$, если приравнять этот интеграл константе:

$$\Psi = \varphi \tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) + \ln r. \tag{16}$$

Тогда решение уравнения (12) будет произвольной функцией Φ , зависящей от конструкции Ψ :

$$f(r, \varphi) = \Phi\left(\varphi \tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) + \ln r\right). \tag{17}$$

Эквипотенциальные поверхности функции $f(r, \varphi)$ служат одновременно медленными осями, а также гребнями решетки. Для поиска эквипотенциальных поверхностей нужно приравнять (16) константе. Имеем:

$$\varphi \tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) + \ln r = T. \quad (18)$$

$$r = \exp\left(T - \varphi \tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right)\right). \quad (19)$$

Уравнение (19) является уравнением спирали. Также (19) является уравнением медленных осей субволновой решетки, а также гребней решетки. Осталось определить значения константы T , которые определяют период субволновой решетки. Для этого нужно определить норму вектора субволновой решетки, используя формулу (10):

$$\begin{aligned} \nabla f(r, \varphi) = \vec{K} &= \begin{pmatrix} K_r \\ K_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \varphi} \end{pmatrix} = \frac{\partial \Phi}{\partial \Psi} \begin{pmatrix} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} \end{pmatrix} = \\ &= \frac{\partial \Phi}{\partial \Psi} \begin{pmatrix} \frac{1}{r} \\ \frac{1}{r} \tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \end{pmatrix} = \frac{\partial \Phi}{\partial \Psi} \frac{1}{r \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right)} \times \\ &\times \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \end{pmatrix} = \Omega \frac{1}{r} \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$\Omega = \frac{1}{\cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right)} \frac{\partial \Phi}{\partial \Psi}. \quad (21)$$

При этом, исходя из (9) и (11), можно заключить, что период будет равен:

$$\begin{aligned} d &= \frac{2\pi}{\frac{\partial f}{\partial r}} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) = \frac{2\pi}{\frac{\partial \Phi}{\partial \Psi} \frac{1}{r}} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) = \\ &= \frac{2\pi r}{\frac{\partial \Phi}{\partial \Psi}} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right). \end{aligned} \quad (22)$$

Если требуется выставить наперед заданный период d_0 , то можно выразить:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \Psi} = \frac{2\pi r}{d_0} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right), \quad (23)$$

Таким образом, чтобы период d_0 был константным для заданного выбранного значения радиуса, $\partial \Phi / \partial \Psi$ тоже должно быть равно константе: $\partial \Phi / \partial \Psi = T$. Тогда формула (17) примет вид:

$$f(r, \varphi) = T \left(\varphi \tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) + \ln r \right). \quad (24)$$

Чтобы выполнялось условие (17) зависимости от определенной структуры, положим, что:

$$T = \frac{\partial \Phi}{\partial \Psi} = \frac{2\pi r_{const}}{d_0} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right). \quad (25)$$

Ясно, что радиус r_{const} берется константным, иначе не выполняется (17), но это нам и надо, т.к. в кольце фокусирующего аксикона период не сильно (линейно) зависит от радиуса. Речь о фокусирующей фазе аксикона пойдет в следующем параграфе.

Отметим, что также необходимо, чтобы при обходе азимутального угла φ , от 0 до 2π , чтобы быть непрерывной, функция $f(r, \varphi)$ должна изменяться на величину, кратную 2π . Это можно сделать, если положить, что $T = N / \tan(\varphi_0 + \varphi_{in}/2)$. Тогда не каждое соотношение r_{const} и d_0 будет удовлетворять условию:

$$T = \frac{2\pi r_{const}}{d_0} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) = \frac{N}{\tan((\varphi_0 + \varphi_{in})/2)}. \quad (26)$$

Решаем это уравнение, найдем N и округлим:

$$N = \text{round}\left(\frac{2\pi r_{const}}{d_0} \sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right)\right). \quad (27)$$

Далее определяем приблизительно выбранный пользователем период для реализации в программе:

$$d_{0program} = \frac{2\pi r_{const}}{N} \sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right). \quad (28)$$

Найдем уравнения кромок субволновой решетки. Поскольку [58] высота рельефа субволновой решетки будет определяться по формуле:

$$h(r) = \frac{h_0}{2} (1 + \text{sign}(\sin(f(r))))). \quad (29)$$

Уравнения кромок решетки будут удовлетворять уравнению:

$$f(r) = \pi q, \quad (30)$$

где q – номер кривой кромки решетки.

Подставим (24), (25), (28) в (30), получим:

$$\begin{aligned} f(r, \varphi) &= \frac{2\pi r_{const}}{d_0} \cos((\varphi_0 + \varphi_{in})/2) \times \\ &\times \left(\varphi \tan((\varphi_0 + \varphi_{in})/2) + \ln r \right) = \pi q. \end{aligned} \quad (31)$$

Решаем:

$$\begin{aligned} \frac{2r_{const}}{d_0} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \left(\varphi \tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) + \ln r \right) &= q. \\ \varphi \tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) + \ln r &= \frac{qd_0}{2r_{const} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right)} = T_{const}. \end{aligned} \quad (32)$$

Получаем уравнение, где известны все параметры:

$$\varphi \tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) + \ln r = \frac{qd_0}{2r_{const} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right)} = T_{const}. \quad (33)$$

Чтобы для некоторого заданного радиуса обойти всю цилиндрическую плоскость, необходимо, чтобы параметр T_{const} пробежал с точностью до константы от 0 до $2\pi \tan(\varphi_0 + \varphi_{in}/2)$. Из равенства $T_{const} = 2\pi \tan(\varphi_0 + \varphi_{in}/2)$ найдем количество кромок Q , которые нужно нарисовать:

$$\frac{Qd_0}{2r_{const} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right)} = 2\pi \tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right), \quad (34)$$

$$Q = \left(4\pi r_{const} \sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right)\right) / d_0.$$

Здесь возможна проверка. Если период при обходе окружности по углу φ равен:

$$d_\varphi = \frac{4\pi r_{const}}{Q}. \quad (35)$$

Очевидно, что d_φ – это проекция d_0 на окружность:

$$d_\varphi = \frac{d_0}{\sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right)}. \quad (36)$$

Подставлением (28) в (36) убеждаемся, что получается (35) (учтем, что количество кромок в два раза больше количества штрихов решетки $Q = 2N$).

Шаг константы T_{const} можно определить по формуле:

$$Step_{r_{const}} = \frac{2\pi \tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right)}{Q}. \quad (37)$$

3. Быстрые оси решетки

Известно, что соседние зоны фокусирующей дифракционной линзы Френеля должны придавать падающему плоскому пучку разность фаз, равную π . Чтобы обеспечить такую разность фаз, мы будем располагать рассматриваемые субволновые решетки (суть полуволновые пластинки) в соседних кольцах фокусирующего аксикона таким образом, чтобы медленные оси субволновых решеток располагались под углом $\pi/2$. Если в одном кольце аксикона расположена решетка с гребнями (19), то в соседнем кольце гребни решетки должны быть им ортогональны. Найдем уравнения гребней решетки, ортогональных гребням (19). Эти же уравнения будут описывать быстрые оси субволновой решетки.

Итак, вектор решетки, перпендикулярный вектору (9), будет иметь вид:

$$\mathbf{K}(r, \varphi') = \frac{2\pi}{d} \begin{pmatrix} \sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \\ -\cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \end{pmatrix}. \quad (38)$$

Тогда система уравнений для фазовой функции по аналогии с (11) переписывается в виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial f}{\partial r} = \frac{2\pi}{d} \sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \\ \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \varphi} = -\frac{2\pi}{d} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \end{cases}. \quad (39)$$

А уравнение (12) примет вид:

$$\sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \varphi} + \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) \frac{\partial f}{\partial r} = 0. \quad (40)$$

По аналогии с (16) получаем первый интеграл:

$$\Psi = \varphi \cot\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) - \ln r. \quad (41)$$

Тогда решение уравнения (42) будет произвольной функцией Φ , зависящей от конструкции Ψ :

$$f(r, \varphi) = \Phi(\Psi) = \Phi\left(\varphi \cot\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) - \ln r\right). \quad (42)$$

Эквипотенциальные поверхности функции $f(r, \varphi)$ служат быстрыми осями. Для поиска эквипотенциальных поверхностей нужно приравнять (43) константе. Имеем:

$$\varphi \cot\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) - \ln r = T. \quad (43)$$

Выражаем r :

$$r = \exp\left(\varphi \cot\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) - T\right). \quad (44)$$

Период решетки будет выражаться из (39) и (41) следующим образом:

$$d = -\frac{2\pi r}{\frac{\partial \Phi}{\partial \Psi}} \sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right). \quad (45)$$

Если требуется выставить наперед заданный период d_0 , то:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \Psi} = -\frac{2\pi r}{d_0} \sin\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right). \quad (46)$$

По аналогии с предыдущим случаем будем полагать функцию $\Phi(\Psi)$ линейной, и (42) переписывается как $f(r, \varphi) = T(\varphi \cot((\varphi_0 + \varphi_{in})/2) - \ln r)$, где $T_{const} = \partial \Phi / \partial \Psi = -2\pi r_{const} / d_0 \sin((\varphi_0 + \varphi_{in})/2)$. Ясно, что радиус r_{const} берется константным, иначе не выполняется (42).

Также необходимо, чтобы при обходе угла φ от 0 до 2π функция $f(r, \varphi)$ изменялась на величину, кратную 2π , иначе функция будет иметь разрыв. Непрерывность $f(r, \varphi)$ можно обеспечить, если положить, что $T_{const} = -N / \cot((\varphi_0 + \varphi_{in}) / 2)$. Тогда решая это уравнение, найдем N и округлим: $N = \text{round}((2\pi r_{const} / 2) \cos((\varphi_0 + \varphi_{in}) / 2))$. Далее определяем приблизительно выбранный пользователем период для реализации в программе:

$$d_{0\text{program}} = \frac{2\pi r_{const}}{N} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right). \quad (47)$$

Аналогично предыдущему случаю можно заключить, что для заданного периода d_0 количество интервалов дробления будет:

$$Q = \frac{4\pi r_{const} \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right)}{d_{0\text{program}}}. \quad (48)$$

Шаг константы T_{const} будет определяться по формуле:

$$\text{Step}_{T_{const}} = \frac{2\pi}{\tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) Q}. \quad (49)$$

4. Особенности структуры субволнового аксикона

В формулах (19) и (44) есть особенность, которая возникает, если $(\varphi_0 + \varphi_{in}) / 2$ равно 0 или $\pi / 2$. Этот случай соответствует субволновому аксикону и элементу типа «радиальная мира». Данные элементы теоретически и модельно рассмотрены в [57].

Также мы полагали, что период решетки не зависит от φ . Удобство данного упрощения состоит в том, что фокусирующий аксикон имеет кольцевую структуру, и в одном кольце желательно иметь приблизительно один и тот же радиус, что и обеспечивается независимостью от φ . В общем случае согласно формулам (22) и (45) период может зависеть от структуры Ψ , взятой целиком. Ничто не мешает читателю рассмотреть этот случай.

На рис. 3 показана одна полоска субволновой решетки (22), когда $\tan((\varphi_0 + \varphi_{in}) / 2) = 0,05$, т.е. когда угол между быстрой осью очень мал и равен $(\varphi_0 + \varphi_{in}) / 2 = 2,86$.

На рис. 4 показаны быстрые (черные линии) и медленные (серые линии) оси субволновой решетки при $\tan((\varphi_0 + \varphi_{in}) / 2) = \sqrt{3}$, рассчитанные по формулам (25) и (45).

5. Численное моделирование процесса

Общий вид фокусирующего аксикона показан на рис. 5.

В данной работе проведено моделирование работы описанного аксикона в пакете Comsol. Показатель преломления вещества субволновой решетки был выбран $4,206 + 0,42174i$, что соответствует

аморфному кремнию при длине волны 633 нм. Окружающая среда – вакуум. Числовая апертура фокусирующего аксикона $NA = 0,99$. Числовая апертура рассчитывалась по стандартной формуле $NA = \lambda / t$, где λ – длина волны, t – период фокусирующего аксикона. Период фокусирующего аксикона t следует отличать от периода субволновой решетки d . Период фокусирующего аксикона $t = \lambda / 0,99$. Высота рельефа субволновой решетки выбрана равной 120 нм согласно исследованиям [50].



Рис. 3. Субволновая решётка при $\tan((\varphi_0 + \varphi_{in}) / 2) = 0,05$

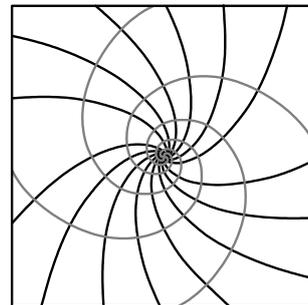


Рис. 4. Быстрые (чёрные линии) и медленные (серые линии) оси субволновой решётки при $\tan((\varphi_0 + \varphi_{in}) / 2) = \sqrt{3}$

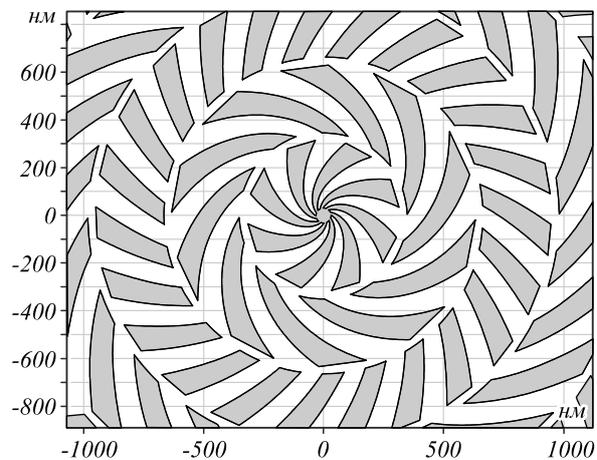


Рис. 5. Общий вид аксикона при $\tan((\varphi_0 + \varphi_{in}) / 2) = \sqrt{3}$

Поляризующий аксикон освещается Гауссовым пучком, поляризация которого ориентирована вдоль оси x , то есть горизонтально по отношению к рис. 5.

Результаты моделирования работы предложенных аксиконов приведены на рис. 6, где показаны распределения продольной компоненты плотности потока мощности в продольном сечении xz (а), а также в по-

перечном сечении xu на расстоянии $1,5\lambda$ от поверхности аксикона (в, д). Также на рис. 6б, г показаны распределения амплитуды электрического вектора в поперечном сечении xu . Углы закрутки аксикона $(\varphi_0 + \varphi_{in})/2$ выбраны равными $0,3\pi$ (б, в) и $0,4\pi$ (г, д). Элемент освещался Гауссовым пучком с плоским волновым фронтом.

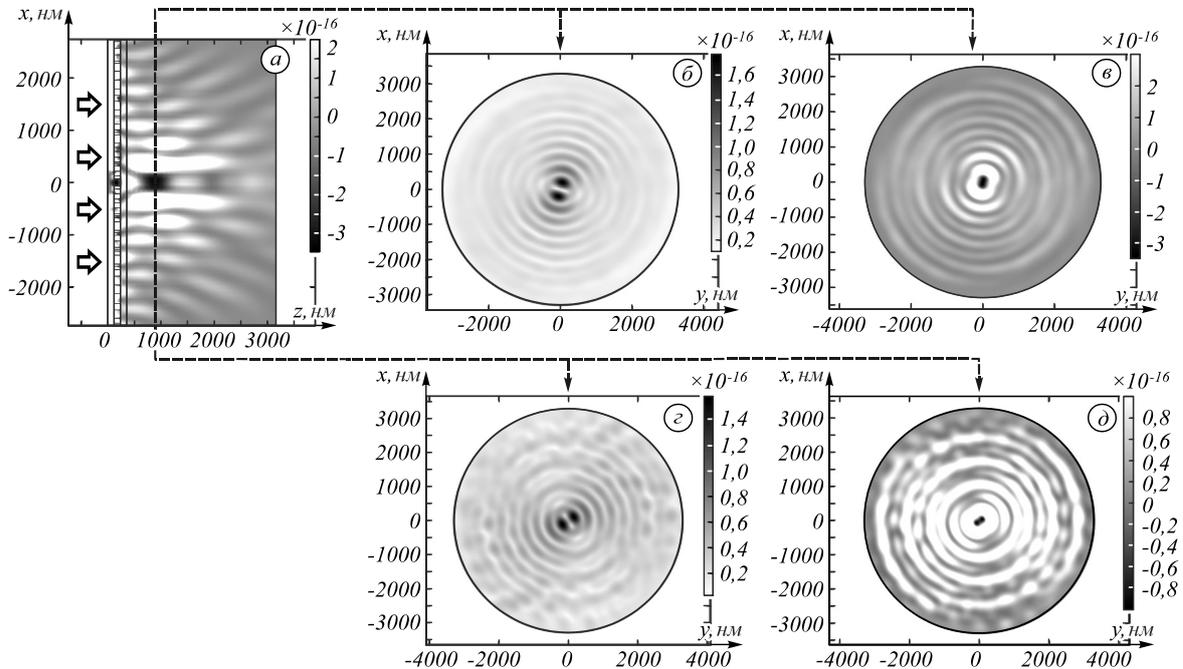


Рис. 6. Распределение продольной компоненты плотности потока мощности в продольном сечении xz (а), в поперечном сечении xu на расстоянии $1,5\lambda$ от поверхности аксикона (в, д), распределения амплитуды электрического вектора в поперечном сечении xu (б, г). Углы закрутки аксикона $(\varphi_0 + \varphi_{in})/2$ выбраны равными $0,3\pi$ (б, в) и $0,4\pi$ (г, д)

Из рис. 6в, д видно, что в центре распределения формируется область, в которой направление потока энергии направлено противоположно оптической оси элемента, то есть в сторону источника излучения, что согласуется с работой [51].

Так как числовая апертура высока (0,99), большая доля энергии сформированного пучка распространяется в направлении, перпендикулярном оптической оси. Так как падающий пучок имеет плоский волновой фронт, то вектор потока мощности падающего пучка сонаправлен с оптической осью z .

Оценим долю мощности падающего пучка, которая переходит в продольную компоненту. Интегрирование показывает, что падает на аксикон мощность $P_{full} = 3,62 \times 10^{-26}$ Вт.

Трансформированную мощность оценим интегрированием продольной компоненты вектора Пойнтинга по фокальной плоскости. Для $(\varphi_0 + \varphi_{in})/2 = 0,3$ $P_z = 2,5 \times 10^{-27}$ Вт, т.е. 8% от падающей мощности, для $(\varphi_0 + \varphi_{in})/2 = 0,4$, $P_z = 2,3 \times 10^{-27}$ Вт, т.е. 7,5% от падающей мощности.

Заключение

В этой статье выведены уравнения для вектора и кромки субволновой решетки поляризационного элемента, который создает радиально поляризованный пучок второго порядка. Показано, что элемент может

быть выполнен с различной формой для разной ориентации входной и выходной поляризации. Может быть в форме оптического мира, кругового и скрученного аксикона.

Проведено численное моделирование формирования и фокусировки радиально поляризованного пучка второго порядка. Показано, что обратный поток энергии может возникать вблизи оптической оси элемента.

Приведены оценки дифракционной эффективности рассмотренных аксиконов, которые показали, что аксикон с углом закрутки $0,3\pi$ имеет дифракционную эффективность 0,04%, а аксикон с углом закрутки $0,4\pi$ имеет дифракционную эффективность 0,02%.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке средств финансирования Программы развития Самарского университета на 2021- 2030 годы в рамках программы «Приоритет-2030» в части «Введение» и Российского научного фонда (проект № 20-72-00051) в остальных частях.

References

- [1] Xiao S, Wang T, Liu T, Zhou C, Jiang X, Zhang J. Active metamaterials and metadevices: a review. J Phys D–Appl Phys 2020; 53(50): 503002. DOI: 10.1088/1361-6463/abaced.

- [2] Krzysztofik WJ, Cao TN. Metamaterials in application to improve antenna parameters. *Metamaterials and Metasurfaces* 2018; 12(2): 63-85. DOI: 10.5772/intechopen.80636.
- [3] Gnawali R, Banerjee PP, Haus JW, Reshetnyak V, Evans DR. Optical propagation through anisotropic metamaterials: Application to metallo-dielectric stacks. *Opt Commun* 2018; 425: 71-79. DOI: 10.1016/j.optcom.2018.04.069.
- [4] Chon JWM, Iniewski K. *Nanoplasmonics: advanced device applications*. CRC Press; 2018. ISBN: 978-1-4665-1426-3.
- [5] Soukoulis CM, Wegener M. Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials. *Nat Photon* 2011; 5(9): 523. DOI: 10.1038/nphoton.2011.154.
- [6] Petronijevic E, Sibilia C. Thin films of phase change materials for light control of metamaterials in the optical and infrared spectral domain. *Opt Quantum Electron* 2020; 52(2): 1-10. DOI: 10.1007/s11082-020-2237-6.
- [7] Cui TJ. Microwave metamaterials—from passive to digital and programmable controls of electromagnetic waves. *J Opt* 2017; 19(8): 084004. DOI: 10.1088/2040-8986/aa7009.
- [8] Shalaev VM, Cai W, Chettiar UK, Yuan HK, Sarychev AK, Drachev VP, Kildishev AV. Negative index of refraction in optical metamaterials. *Optics Letters* 2005; 30(24): 3356-3358. DOI: 10.1364/OL.30.003356
- [9] Gómez-Castaño M, Garcia-Pomar JL, Pérez LA, Shanmugathasan S, Ravaine S, Mihi A. Electrodeposited negative index metamaterials with visible and near infrared response. *Adv Opt Mater* 2020; 8(19): 2000865. DOI: 10.1002/adom.202000865.
- [10] Lapine M, Shadrivov IV, Kivshar YS. Colloquium: non-linear metamaterials. *Rev Mod Phys* 2014; 86(3): 1093. DOI: 10.1103/RevModPhys.86.1093.
- [11] Boltasseva A, Atwater HA. Low-loss plasmonic metamaterials. *Science* 2011; 331(6015): 290-291. DOI: 10.1126/science.1198258.
- [12] Bukhari SS, Vardaxoglou JY, Whittow W. A metasurfaces review: Definitions and applications. *Appl Sci* 2019; 9(13): 2727. DOI: 10.3390/app9132727.
- [13] Kildishev AV, Boltasseva A, Shalaev VM. Planar photonics with metasurfaces. *Science* 2013; 339(6125): 1232009. DOI: 10.1126/science.1232009.
- [14] Zhang X, Li Q, Liu F, Qiu M, Sun S, He Q, Zhou L. Controlling angular dispersions in optical metasurfaces. *Light Sci Appl* 2020; 9(1): 1-12. DOI: 10.1038/s41377-020-0313-0.
- [15] Han Y, Chen S, Ji C, Liu X, Wang Y, Liu J, Li J. Reprogrammable optical metasurfaces by electromechanical reconfiguration. *Opt Express* 2021; 29(19): 30751-30760. DOI: 10.1364/OE.434321.
- [16] Dorrah AH, Rubin NA, Zaidi A, Tamagnone M, Capasso F. Metasurface optics for on-demand polarization transformations along the optical path. *Nat Photon* 2021; 15(4): 287-296. DOI: 10.1038/s41566-020-00750-2.
- [17] McLeod JH. The axicon: a new type of optical element. *J Opt Soc Am* 1954; 44(8): 592-597. DOI: 10.1364/JOSA.44.000592.
- [18] 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/JOSA.31.000802.
- [19] Khonina S, Degtyarev S, Savelyev D, Ustinov A. 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.
- [20] Filipkowski A, Piechal B, Pysz D, Stepien 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.
- [21] Savelyev DA, Ustinov AV, Khonina SN, Kazanskiy NL. Layered lens with a linear dependence of the refractive index change. *Proc SPIE* 2016; 9807: 98070P. DOI: 10.1117/12.2234404.
- [22] 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.
- [23] 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.
- [24] 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.
- [25] Khonina SN, Savel'ev DA, Pustovoi IA, Serafimovich PG. Diffraction at binary microaxicons in the near field. *J Opt Technol* 2012; 79(10): 626-631. DOI: 10.1364/JOT.79.000626.
- [26] Savelyev DA, Khonina SN. Characteristics of sharp focusing of vortex Laguerre-Gaussian beams. *Computer Optics* 2015; 39(5): 654-662. DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-5-654-662.
- [27] Westheimer G. Focused and defocused retinal images with Bessel and axicon pupil functions. *J Opt Soc Am A* 2020; 37(1): 108-114. DOI: 10.1364/JOSAA.37.000108.
- [28] Savelyev DA. The investigation of the features of focusing vortex super-Gaussian beams with a variable-height diffractive axicon. *Computer Optics* 2021; 45(2): 214-221. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-862.
- [29] Khonina SN, Savelyev DA, Kazanskiy NL. Analysis of polarisation states at sharp focusing. *Optik* 2016; 127(6): 3372-3378. DOI: 10.1016/j.ijleo.2015.12.108.
- [30] Rajesh KB, Suresh NV, Anbarasan PM, Gokulakrishnan K, Mahadevan G. Tight focusing of double ring shaped radially polarized beam with high NA lens axicon. *Opt Laser Technol* 2011; 43(7): 1037-1040. DOI: 10.1016/j.optlastec.2010.11.009.
- [31] Savelyev D, Kazanskiy N. Near-field vortex beams diffraction on surface micro-defects and diffractive axicons for polarization state recognition. *Sensors* 2021; 21(6): 1973. DOI: 10.3390/s21061973.
- [32] Khonina SN, Volotovskiy SG. Application axicons in a large-aperture focusing system. *Optical Memory and Neural Networks* 2014; 23(4): 201-217. DOI: 10.3103/S1060992X14040043.
- [33] Savelyev DA. The sub-wavelength complex micro-axicons for focal spot size reducing using high-performance computer systems. *Proc SPIE* 2021; 11769: 1176918. DOI: 10.1117/12.2589220.
- [34] Savelyev DA, Khonina SN. Maximising the longitudinal electric component at diffraction on a binary axicon linearly polarized radiation. *Computer Optics* 2012; 36(4): 511-517.
- [35] Khonina SN, Karpeev SV, Alferov SV, Savelyev DA, Laukkanen J, Turunen J. Experimental demonstration of the generation of the longitudinal E-field component on the optical axis with high-numerical-aperture binary axicons illuminated by linearly and circularly polarized beams. *J Opt* 2013; 15(8): 085704. DOI: 10.1088/2040-8978/15/8/085704.

- [36] Khonina SN, Degtyarev SA. Analysis of the formation of a longitudinally polarized optical needle by a lens and axicon under tightly focused conditions. *J Opt Technol* 2016; 83(4): 197-205. DOI: 10.1364/JOT.83.000197.
- [37] Ravi V, Suresh P, Rajesh KB, Jaroszewicz Z, Anbarasan PM, Pillai TV. Generation of sub-wavelength longitudinal magnetic probe using high numerical aperture lens axicon and binary phase plate. *J Opt* 2012; 14(5): 055704. DOI: 10.1088/2040-8978/14/5/055704.
- [38] Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications. *Adv Opt Photonics* 2009; 1(1): 1-57. DOI: 10.1364/AOP.1.000001.
- [39] Savelyev DA. The investigation of focusing of cylindrically polarized beams with the variable height of optical elements using high-performance computer systems. *Proc SPIE* 2021; 11793: 117930X. DOI: 10.1117/12.2591993.
- [40] Livakas N, Skoulas E, Stratakis E. Omnidirectional iridescence via cylindrically-polarized femtosecond laser processing. *Opto-Electron Adv* 2020; 3(5): 190035. DOI: 10.29026/oea.2020.190035.
- [41] Degtyarev SA, Volotovskiy SG, Khonina SN. Sublinearly chirped metalenses for forming abruptly autofocusing cylindrically polarized beams. *J Opt Soc Am B* 2018; 35(8): 1963-1969. DOI: 10.1364/JOSAB.35.001963.
- [42] Savelyev DA, Khonina SN, Golub I. Tight focusing of higher orders Laguerre-Gaussian modes. *AIP Conf Proc* 2016; 1724: 020021. DOI: 10.1063/1.4945141.
- [43] Qiao W, Lei T, Wu Z, Gao S, Li Z, Yuan X. Approach to multiplexing fiber communication with cylindrical vector beams. *Opt Lett* 2017; 42(13): 2579-2582. DOI: 10.1364/OL.42.002579.
- [44] Millione G, Nguyen ThA, Leach J, Nolan DA, Alfano RR. Using the nonseparability of vector beams to encode information for optical communication. *Opt Lett* 2015; 40(21): 4887-4890. DOI: 10.1364/OL.40.004887.
- [45] Zhou Z, Zhu L. Tight focusing of axially symmetric polarized beams with fractional orders. *Opt Quant Electron* 2015; 48: 1-9. DOI: 10.1007/s11082-015-0260-9.
- [46] Khonina SN, Ustinov AV, Degtyarev SA. Inverse energy flux of focused radially polarized optical beams. *Phys Rev A* 2018; 98(4): 043823. DOI: 10.1103/PhysRevA.98.043823.
- [47] Stafeev SS, Nalimov AG, Kotlyar VV. Energy backflow in a focal spot of the cylindrical vector beam. *Computer Optics* 2018; 42(5): 744-750. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-5-744-750.
- [48] Novitsky AV, Novitsky DV. Negative propagation of vector Bessel beams. *J Opt Soc Am A* 2007; 24(9): 2844-2849. DOI: 10.1364/JOSAA.24.002844.
- [49] Guarnieri G, Uchiyama C, Vacchini B. Energy backflow and non-Markovian dynamics. *Phys Rev A* 2016; 93(1): 012118. DOI: 10.1103/PhysRevA.93.012118.
- [50] Kotlyar VV, Nalimov AG. A vector optical vortex generated and focused using a metalens. *Computer Optics* 2017; 41(5): 645-654. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-5-645-654.
- [51] Kotlyar VV, Stafeev SS, Nalimov AG. Energy backflow in the focus of a light beam with phase or polarization singularity. *Phys Rev A* 2019; 99(3): 033840. DOI: 10.1103/PhysRevA.99.033840.
- [52] Kos Ž, Ravnik M. Field generated nematic microflows via backflow mechanism. *Sci Rep* 2020; 10(1): 1-10. DOI: 10.1038/s41598-020-57944-5.
- [53] Khonina SN, Savelyev DA. Optimization of the optical microelements using high-performance computer systems. *Radiophys Quant El* 2015; 57(8-9): 650-658. DOI: 10.1007/s11141-015-9550-0.
- [54] Degtyarev SA, Savelyev DA, Khonina SN. Subwavelength diffraction grating with continuous ridges for inverse energy flux generation. *PIERS-Spring* 2019: 2005-2010. DOI: 10.1109/PIERS-Spring46901.2019.9017337.
- [55] Vajdi M, Moghanlou FS, Sharifianjazi F, Asl MS, Shokouhimehr M. A review on the Comsol Multiphysics studies of heat transfer in advanced ceramics. *J Compos Compd* 2020; 2(2): 35-43. DOI: 10.29252/jcc.2.1.5.
- [56] Degtyarev SA, Savelyev DA, Karpeev SV. Diffractive optical elements for generating cylindrical beams of different orders. *Computer Optics* 2019; 43(3): 347-355. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-3-347-355.
- [57] Degtyarev S, Savelyev D, Khonina S, Kazanskiy N. Metasurfaces with continuous ridges for inverse energy flux generation. *Opt Express* 2019; 27(11): 15129-15135. DOI: 10.1364/OE.27.015129.
- [58] Bomzon ZE, Biener G, Kleiner V, Hasman E. Space-variant Pancharatnam-Berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings. *Opt Lett* 2002; 40(21): 1141-1143. DOI: 10.1364/OL.27.001141.
- [59] Khonina SN, Tukmakov KN, Degtyarev SA, Reshetnikov AS, Pavelyev VS, Knyazev BA, Choporova YuYu. Design, fabrication and investigation of a subwavelength axicon for terahertz beam polarization transforming. *Computer Optics* 2019; 43(5): 756-764. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-5-756-764.

Сведения об авторах

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.

Савельев Дмитрий Андреевич, доцент кафедры технической кибернетики, старший научный сотрудник НИЛ-35 Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королёва. Кандидат физико-математических наук, магистр прикладной математики и информатики, младший научный сотрудник лаборатории лазерных измерений Института систем обработки изображений РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, оптическая и цифровая обработка изображений, нанопотоника, сингулярная оптика, поляризационные преобразования, высокопроизводительные вычисления, наука о данных (Data Science), нейронные сети. E-mail: dmitry.savelyev@yandex.ru.

ГРНТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 21 сентября 2021 г. Окончательный вариант – 8 ноября 2021 г.

Generation and focusing of a second-order vector beam using a subwavelength optical element

S.A. Degtyarev^{1,2}, D.A. Savelyev^{1,2}

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

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

Abstract

This article proposes a new type of subwavelength axicons for creating and focusing second-order vector cylindrical beams. It is also shown that using the proposed subwavelength axicons, it is possible to create focal spots with an energy backflow. The Comsol Multiphysics software is used to simulate the operation of subwavelength axicons with different twist angles. The dependence of the obtained intensity distributions on the angle of twist of the axicon spiral is investigated.

Keywords: subwavelength axicons, vector cylindrical beams, finite element method, backflow, Comsol Multiphysics.

Citation: Degtyarev SA, Savelyev DA. Generation and focusing of a second-order vector beam using a subwavelength optical element. *Computer Optics* 2022; 46(1): 39-47. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1053.

Acknowledgements: This work was supported by funding from the Samara University Development Program for 2021-2030 within the framework of the Priority-2030 program in the Introduction part and the Russian Science Foundation (project No. 20-72-00051) in the remaining parts.

Authors' information

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.

Dmitry Andreevich Savelyev, Associate professor and senior scientist of Samara National Research University (Department of Engineering Cybernetics, Science and Research Laboratory of Automated Systems of Science Researches). Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Master of Applied Mathematics and Computer Science, Junior researcher at the Laboratory of Laser Measurements of the IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. Research interests: diffractive optics, optical and digital image processing, nanophotonics, singular optics, polarization transformations, high-performance computing, data science, neural networks. E-mail: dmitrey.savelyev@yandex.ru.

Received September 21, 2021. The final version – November 8, 2021.
