

# РАСЧЕТ ДИФРАКЦИИ ГАУССОВА ПУЧКА НА СЛОИСТОЙ ЛИНЗЕ И ДИФРАКЦИОННОМ АКСИКОНЕ, СОГЛАСОВАННЫХ ПО ЧИСЛОВОЙ АПЕРТУРЕ

Д.А. Савельев

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) (СГАУ), Самара, Россия,  
Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

В данной работе рассмотрена возможность замены дифракционного аксикона градиентной линзой с линейным изменением показателя преломления. Аналитически и численно с помощью метода конечных разностей во временной области выполнено сравнительное исследование дифракции Гауссова пучка на дифракционном микроаксиконе и градиентной микролинзе, состоящей из слоев субволновой толщины. Оценены параметры формируемых фокальных отрезков обоими типами элементов по глубине фокуса и поперечному размеру.

**Ключевые слова:** дифракционная оптика, субволновые структуры, лазерные пучки, дифракционный аксикон, слоистая линза, FDTD.

## Введение

Среды, в которых свет распространяется по криволинейным путям, являются предметом изучения градиентной оптики (GRIN – GRadient INdex) [1]. Плоские поверхности градиентных линз делают их очень полезными для коллимации света из конца одномодового волокна и фокусировки этого коллимированного пучка в другое одномодовое волокно [2]. Таким образом, проходящие через градиентные линзы световые пучки можно использовать для лучшей фокусировки [3].

При передаче информации по оптическим волокнам соединение между волокнами удобнее делать при использовании градиентных элементов [4, 5], как правило, такие элементы являются в какой-то мере аналогом линзы, которая формирует короткий фокус. Как правило, используется два градиентных элемента, с достаточно точным взаимным согласованием: один на выходе, который рассеивает лазерный пучок и один на входе, который собирает лазерный пучок [6, 7].

Одним из преимуществ использования аксиконов является формирование протяженного фокуса [8, 9], в том числе, с субволновым поперечным размером [10, 11]. Преимуществом использования дифракционного аксикона перед коническим аксиконом заключается как в относительной простоте изготовления, так и в возможности достижения для такого элемента высоких значений числовой апертуры, недостижимых для конического аксикона из-за полного внутреннего отражения [12]. Формирование протяженного фокуса можно использовать для ослабления требований по юстировке соединения оптического волокна.

Для стыковки требуется плоский край [13], который есть у дифракционного аксикона. В данной работе мы будем рассматривать особенности фокусировки градиентным оптическим элементом и аналогичным ему по действию дифракционным аксиконом Гауссовых пучков. Для численного моделирования дифракции рассматриваемых лазерных пучков

используется метод конечных разностей во временной области (FDTD) с использованием высокопроизводительных вычислений [14].

### Дифракция Гауссова пучка

При линейном изменении показателя преломления для слоистой линзы формируется разность фаз, аналогичная круглому аксикону:

$$\Delta\varphi_{lin}(r) = -kn_0L\alpha r, \quad (1)$$

где  $n_0$  – показатель преломления,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны,  $L$  – толщина линзы,  $\alpha$  – параметр изменения показателя преломления.

Рассмотрим подробнее дифракционный аксикон. Разность фаз между центральным лучом и лучом, проходящим на расстоянии от центра, равна:

$$\Delta\varphi_{axf} = -k \cdot NA \cdot r, \quad (2)$$

где  $NA$  – числовая апертура аксикона,  $r$  – радиус аксикона. Тогда числовая апертура аксикона равна

$$NA = n_0 L\alpha, \quad (3)$$

где  $n_0 = 3,47$  – значение центрального слоя для рассматриваемой слоистой линзы. Период  $d$  аксикона тогда меняется по следующему закону:

$$d = \frac{\lambda}{NA}, \quad (4)$$

Высота аксикона рассматривалась исходя из набегу фазы на  $\pi$ :

$$h = \frac{\pi}{k(n_{ax} - 1)} = \frac{\lambda}{2(n_{ax} - 1)} \approx 0,21\lambda, \quad (5)$$

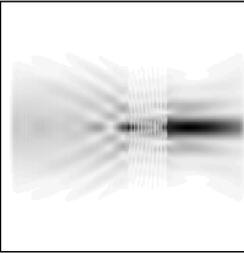
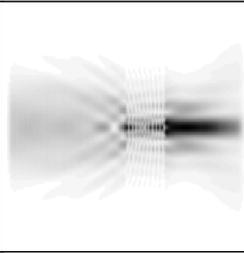
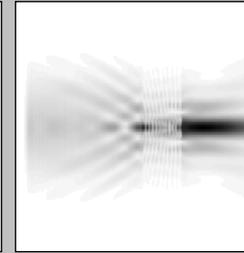
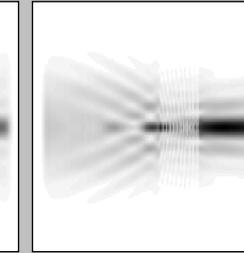
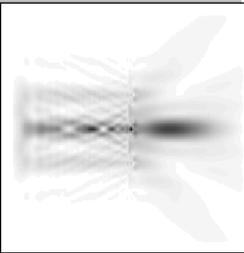
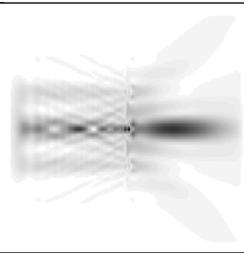
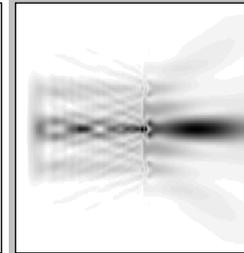
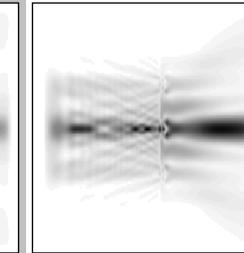
при показателе преломления  $n_{ax} = 3,47$ .

Параметры моделирования: длина волны излучения  $\lambda = 1,55$  мкм, размер расчётной области  $x, y, z \in [-4,5\lambda; 4,5\lambda]$ . Толщина поглощающего слоя PML  $\sim 0,65\lambda$ , шаг дискретизации по пространству –  $\lambda/31$ , шаг дискретизации по времени –  $\lambda/(62c)$ , где  $c$  – скорость света. В качестве входного лазерного излучения (при круговой поляризации) рассматривалась фундаментальная Гауссова мода. Показатель преломления для линзы менялся от  $n = 3,47$  в центре, до  $n = 1,34$  на краю линзы. Радиус пучка  $\sigma = 2,45$  мкм.

Численное моделирование производилось с использованием вычислительного кластера мощностью 775 GFlops. Характеристики кластера: количество ядер – 116, вычислительные узлы: 7 вдвоенных серверов HP ProLiant 2xBL220c, объем RAM 112 Гб.

Для оценивания дифракции лазерных пучков, рассматривается полуширина по полуспаду интенсивности (FWHM) и глубина фокуса (DOF). Зафиксируем ширину линзы  $L = 1,55\lambda$  при показателе преломления  $n = 3,47$ . Результаты численного моделирования для аксикона и слоистой линзы показаны в таблице 1.

Табл. 1. Дифракция Гауссова пучка на слоистой линзе и дифракционном аксиконе

Тип элемента	$\alpha = 0,13$	$\alpha = 0,12$	$\alpha = 0,11$	$\alpha = 0,1$
Слоистая линза				
	DOF = $3,2\lambda$ FWHM = $0,67\lambda$	DOF = $2,85\lambda$ FWHM = $0,68\lambda$	DOF = $3,2\lambda$ FWHM = $0,67\lambda$	DOF = $3,4\lambda$ FWHM = $0,68\lambda$
Дифракционный аксикон				
	DOF = $2,55\lambda$ FWHM = $0,71\lambda$	DOF = $3,23\lambda$ FWHM = $0,75\lambda$	DOF = $3,77\lambda$ FWHM = $0,77\lambda$	DOF = $4,36\lambda$ FWHM = $0,84\lambda$

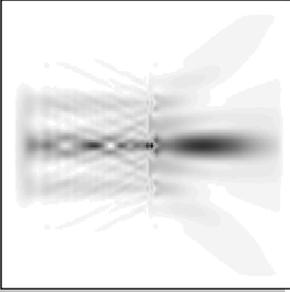
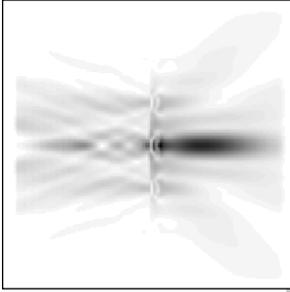
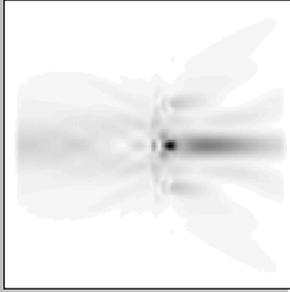
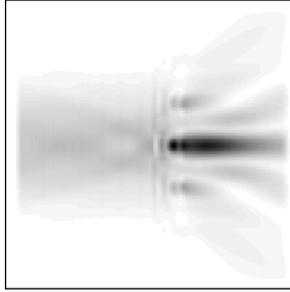
Уменьшение параметра  $\alpha$  для слоистой линзы ведет к увеличению длины светового отрезка при практически неизменном радиусе светового пятна. Отдельным выглядит случай  $\alpha = 0,12$ , тогда наблюдается изменение общей картины дифракции и уменьшение глубины фокуса.

Для дифракционного аксикона наблюдается следующая картина: уменьшение  $\alpha$  (что означает уменьшение числовой апертуры) также ведет к увеличению длины светового отрезка, без случаев, подобных случаю  $\alpha = 0,12$  для слоистой линзы. Также ожидаемо увеличивается размер фокального пятна.

При сравнении строк таблицы 1 следует отметить, что использование слоистой линзы позволяет получить более узкий размер фокального пятна, а при значении  $\alpha$  больше 0,12 и более протяженный световой отрезок.

Рассмотрим отдельно случай  $\alpha = 0,12$  для аксикона, то есть при числовой апертуре элемента  $NA = 0,64$ . Будем варьировать показатель преломления  $n$ . Высота соответствующего аксикона рассматривалась исходя из набегу фазы на  $\pi$  по формуле (5). Результат численного моделирования показан в таблице 2.

Табл. 2. Дифракция Гауссова пучка на дифракционном аксиконе при изменении показателя преломления  $n$ 

	$n = 3,47$	$n = 2,25$	$n = 1,68$	$n = 1,46$
Интенсивность				
	DOF = $3,23\lambda$ FWHM = $0,75\lambda$	DOF = $3,05\lambda$ FWHM = $0,71\lambda$	DOF = $2,21\lambda$ FWHM = $0,68\lambda$	DOF = $2,25\lambda$ FWHM = $0,68\lambda$

Уменьшение показателя преломления и, одновременно, увеличение рельефа аксикона ведет к сокращению длины светового отрезка. Тем не менее, после некоторого предельного значения ( $n = 1,68$ ) DOF снова начинает возрастать. Также стоит отметить уменьшение размера фокального пятна при уменьшении показателя преломления аксикона. Однако следует отметить, что после достижения некоторого предельного значения показателя преломления (в нашем случае при  $n = 1,68$ ) размер фокального пятна стабилизируется и становится сравним с рассмотренным ранее случаем слоистой линзы.

### Заключение

В данной работе аналитически и численно с помощью метода конечных разностей во временной области выполнено сравнительное исследование дифракции Гауссова пучка на дифракционном микроаксиконе и градиентной микролинзе, состоящей из слоев субволновой толщины. Оценены параметры формируемых фокальных отрезков обоими типами элементов по глубине фокуса и поперечному размеру.

Исследования показали, что слоистая линза с линейным изменением показателя преломления имеет преимущество перед дифракционным аксиконом с той же числовой апертурой, так как позволяет формировать более узкие фокальные отрезки. Увеличение числовой апертуры аксикона приводит к уменьшению формируемого им фокального пятна, но это сопровождается уменьшением длины светового отрезка. При значении  $\alpha$  больше 0,12 (числовая апертура больше 0,64) для слоистой линзы был получен более протяженный световой отрезок.

Исследования по уменьшению показателя преломления аксикона показывают, что после достижения некоторого предельного значения показателя преломления (в нашем случае при  $n = 1,68$ ) размер фокального пятна стабилизируется и больше не уменьшается.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, а также гранта РФФИ (№16-07-00825а).

## Литература

1. Tomlinson, W.J., Applications of GRIN-rod lenses in optical fiber communication systems / W.J. Tomlinson // *Applied Optics*. – 1980. – Vol. 19(7). – P. 1127-1138.
2. Tearney, G.J. Scanning single-mode fiber optic catheter–endoscope for optical coherence tomography / G.J. Tearney, S.A. Boppart, B.E. Bouma, M.E. Brezinski, N.J. Weissman, J.F. Southern and J. G. Fujimoto // *Opt. Lett.* – 1996. – Vol. 21, P. 543-545.
3. Kurt, H. The focusing effect of graded index photonic crystals / H. Kurt, E. Colak, O. Cakmak, H. Caglayan, E. Ozbay, // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Vol. 93(17). P. 171108.
4. Emkey, W.L. Analysis and Evaluation of Graded-Index Fiber-Lenses / W.L. Emkey, C.A. Jack // *J. Lightwave Technol.* – 1987. – Vol. LT-5. – P. 1156-1164.
5. Chien, H.T. The comparison between the graded photonic crystal coupler and various coupler / H.T. Chien, C. Lee, H.K. Chiu, K.C. Hsu, C.C. Chen, J.A. Ho, C. Cho // *IEEE J. Lightwave Technol.* – 2009. – Vol. 27(14). – P. 2570- 2574.
6. Gilsdorf, R.W. Single-mode fiber coupling efficiency with graded-index rod lenses / R.W. Gilsdorf, J.C. Palais // *Applied optics*. – 1994. – Vol. 33(16). – P. 3440-3445.
7. Kotlyar, M.I. Photonic crystal lens for coupling two waveguides / M.I. Kotlyar, Y.R. Triandafilov, A.A. Kovalev, V.A. Soifer, M.V. Kotlyar, L.O’Faolain // *Applied Optics*. 2009. – Vol. 48(19). – P. 3722-3730.
8. McLeod, J.H. The axicon: a new type of optical element / J.H. McLeod // *JOSA*. – 1954. – T. 44, №8. – С. 592-597.
9. Durnin, J.E. Diffraction-free beams / J.E. Durnin, J.J. Miceli, J.H. Eberly // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – Vol. 58. – P. 1499-1501.
10. Kalosha, V. Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V. Kalosha, I. Golub // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32. – P. 3540.
11. Khonina, S.N. Narrowing of a light spot at diffraction of linearly-polarized beam on binary asymmetric axicons / S.N. Khonina, D.V. Nesterenko, A.A. Morozov, R.V. Skidanov, V.A. Soifer // *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*. – 2012. – Vol. 21(1). – P. 17-26.
12. Хонина, С.Н. Высокоапертурные бинарные аксиконы для формирования продольной компоненты электрического поля на оптической оси при линейной и круговой поляризации освещающего пучка / С.Н. Хонина, Д.А. Савельев // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*. – 2013. – Т. 144, № 4. – С. 718-726.
13. Turduev, M. Design of flat lens-like graded index medium by photonic crystals: Exploring both low and high frequency regimes / M. Turduev, I.H. Giden, H. Kurt // *Optics Communications*. – 2015. – Vol. 339. – P. 22-33.
14. Savelyev, D.A. The calculation of the diffraction of the laser beams with a phase singularity on the micro-axicons with using high-performance computing / D.A. Savelyev, S.N. Khonina // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2014. – Vol. 490 (1). – P. 012213.