

# ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ НА ЛИНЕЙНОЙ ГРАДИЕНТНОЙ ЛИНЗЕ С РАЗЛИЧНОЙ ДЛИНОЙ\*

Д.А. Савельев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С.П. Королёва  
(национально исследовательский университет),  
<sup>2</sup>Институт систем обработки изображений РАН

В работе проведены численные исследования прохождения гауссовых пучков через линейную градиентную линзу, рассмотрены два варианта линзы – рассеивающая и собирающая. Показано, что увеличение длины линзы позволяет получить более компактный размер фокальной области во всех направлениях. Размер минимального фокального пятна по полуширине по полуспаду интенсивности для продольной компоненты электрического поля составил 0,33 длины волны.

## Введение

Предметом изучения градиентной оптики являются явления, связанные с оптическими эффектами в средах с постепенным изменением показателя преломления [1]. Среда, состоящая из материалов, которые относятся к типу GRIN (GRadient INdex), обладают градиентно распределённым по материалу показателем преломления [2]. Таким образом, лучи света изгибаются по кривой, проходя через них, что позволяет применять их для лучшей фокусировки [3-6]. В [3] использовалась планарная гиперболическая секансная линза, которая позволила сфокусировать свет в фокусное пятно с диаметром по полуширине по полуспаду интенсивности (FWHM) равным  $0,131\lambda$ , в работе [4] рассматривались 2-D градиентные микролинзы Микаэляна, в [5-6] – двумерные фотонные кристаллы. Фотонные кристаллы благодаря своим свойствам находят применение для ряда приложений [7], среди которых можно выделить их применение для оптических волноводов [8-9].

В настоящее время в интегральной и волоконной оптике наблюдается большое разнообразие оптических волноводов с различными свойствами. Планарные волноводы и волокна по профилю пространственного распределения показателя преломления можно разделить на две группы: со ступенчатым профилем показателя преломления и с градиентным профилем [10-11]. В случае градиентного профиля показатель преломления плавно изменяется от центра волновода к его границе по определенному закону [11].

Одно из важнейших преимуществ линз, относящихся к градиентной оптике, заключается в том, что оптические поверхности градиентных линз могут быть плоскими, что является важным при вводе-выводе излучения из оптоволоконна.

Известно, что моды высокого порядка обладают большей расходимостью, однако, использование многомодового режима является одним из вероятных способов увеличить пропускную способность современных систем коммуникации [12]. Причем наиболее перспективным является уплотнение каналов по модам с различными порядками вихревой фазовой сингулярности [13-14].

Распространение и генерация в свободном пространстве лазерных вихрей изучена достаточно хорошо, однако, получение в оптическом волокне отдельных вихревых мод и их суперпозиций представляет большую проблему [14-19]. В отличие от классических LP-мод (мод волоконных световодов), угловые гармоники являются инвариантными к масштабу при вводе в волокно и на выходе из волокна при помощи дифракционной микроструктуры. Это дает большую свободу при выборе параметров оптической схемы. В работе [20] были определены особенности применения острой фокусировки для введения лазерных мод в волокно меньшего диаметра с помощью бинарного микрорельефа, нанесенного на выходном торце оптического волокна. Накладывая определенные условия можно сформировать лазерное излучение, обладающее свойством

самовоспроизводимости [21], в то время как фазовый сдвиг между модами на определенных расстояниях обеспечивает приближение требуемого распределения поперечного сечения интенсивности лазерного луча [22].

В данной работе численно исследуется дифракция гауссовых пучков на линейной градиентной линзе с различной длиной. Для численного моделирования дифракции рассматриваемых лазерных пучков используется метод конечных разностей во временной области (FDTD), реализованный в программном пакете Meep [23]. Численное моделирование производилось с использованием вычислительного кластера мощностью 775 GFlops. Характеристики кластера: количество ядер – 116, вычислительные узлы: 7 двоек серверов HP ProLiant 2xBL220c, объем RAM 112 Гб.

### Исследование дифракции Гауссовых пучков

В работе рассматривались два типа лазерных пучков, сохраняющих свою структуру при распространении в свободном пространстве при круговой поляризации: фундаментальная Гауссова мода, мода Гаусса-Лагерра (0,1).

На рисунке 1 показан внешний вид рассматриваемых лазерных пучков и схема поперечной структуры оптического микроэлемента. Показатель преломления градиентной линзы менялся линейным образом: всего рассматривалось 10 колец шириной  $\lambda$ , у каждого из которых был свой показатель преломления (от  $n = 3,47$  в центре, до  $n = 1,5$  на краю линзы). В дальнейшем в работе линейная градиентная линза, у которой показатель преломления уменьшается от центральной части к краям линзы, будет называться собирающей.

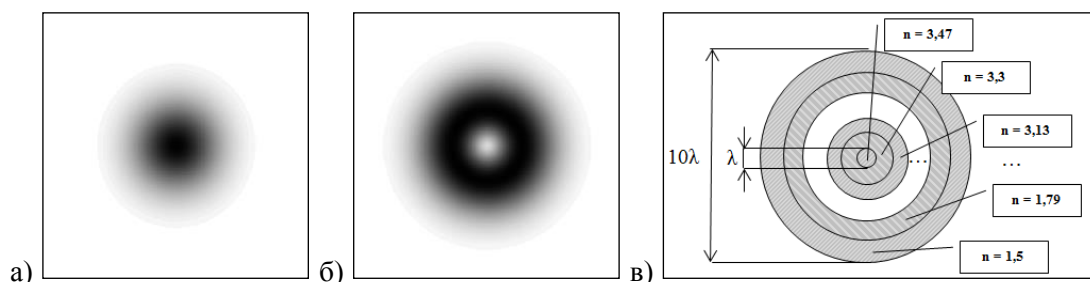


Рисунок 1 – Входные пучки: а) фундаментальная Гауссова мода, б) мода Гаусса – Лагерра (0,1), в) поперечное сечение рассматриваемого оптического микроэлемента

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  $\sim 0,65\lambda$  (1 мкм.), шаг дискретизации по пространству –  $\lambda/31$ , шаг дискретизации по времени –  $\lambda/(62c)$ , где  $c$  – скорость света. Время моделирования – 40 тактов (под одним тактом подразумевается время распространения на одну длину волны), и было подобрано таким образом, чтобы вид лазерного излучения не менялся при увеличении времени моделирования (рисунок 2).

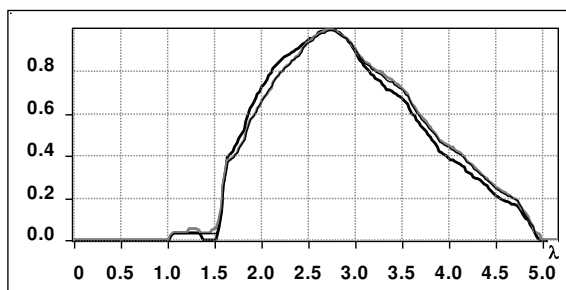
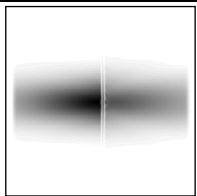
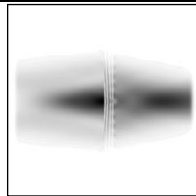
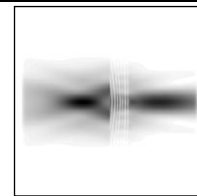
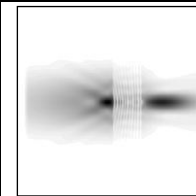
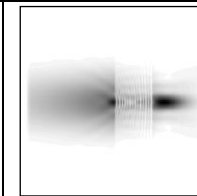
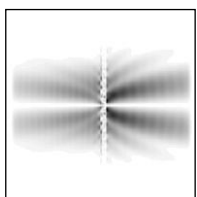
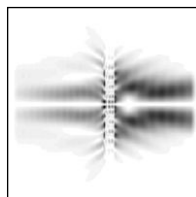
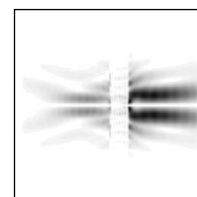
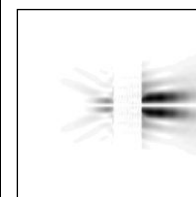
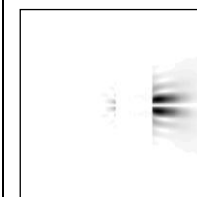


Рисунок 2 – График осевой общей интенсивности моды Гаусса-Лагерра (0,1) на собирающей линзе, черная толстая линия – 40 тактов, черная тонкая линия – 60 тактов, серая линия – 80 тактов

Размер фокального пятна по FWHM рассматривался в глобальном максимуме (максимальная интенсивность). В таблице 1 показана дифракция фундаментальной Гауссовой моды на собирающей линзе при изменении ее длины  $L$ .

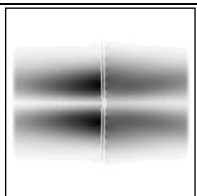
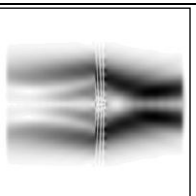
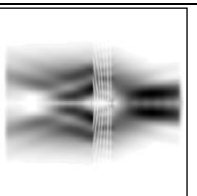
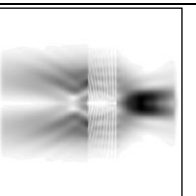
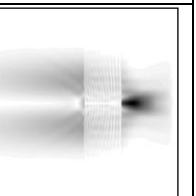
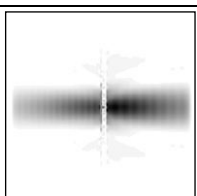
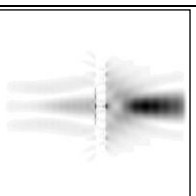
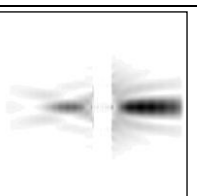
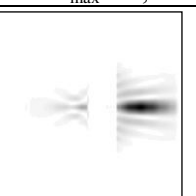
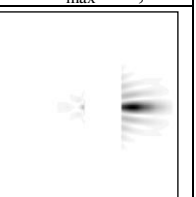
Таблица 1. Дифракция фундаментальной Гауссовой моды на собирающей линейной градиентной линзе

	$L = 0,25\lambda$	$L = 0,5\lambda$	$L = \lambda$	$L = 1,55\lambda$	$L = 2\lambda$
Общая интенсивность					
	$FWHM_{max} = 1,95\lambda$	$FWHM_{max} = 1,45\lambda$	$FWHM_{max} = \lambda$	$FWHM_{max} = 0,79\lambda$	$FWHM_{max} = 0,73\lambda$
Компонента z					

Из таблицы видно как по картинам дифракции, так и по размеру фокального пятна, что с увеличением длины линзы наблюдается усиление фокусировки. Если для  $L = 0,25\lambda$  наличие линзы практически не оказывает влияния, то для  $L = 2\lambda$  картина дифракции существенно поменялась: размер фокального пятна по полуширине по полуспаду интенсивности уменьшился в 2,67 раза (с  $FWHM_{max} = 1,95\lambda$  для  $L = 0,25\lambda$ , до  $FWHM_{max} = 0,73\lambda$  при  $L = 2\lambda$ ). Сравнивая 4 и 5 столбцы таблицы 1, можно заметить, что глубина фокуса существенно сократилась при незначительном уменьшении поперечного размера фокального пятна. Продольная компонента электрического поля (компонента z) также становится компактнее с увеличением длины линзы.

Аналогичные исследования изменения длины  $L$  собирающей линейной градиентной линзы были проведены для моды Гаусса-Лагерра (0,1), результат которых показан в таблице 2. Кроме глобального максимума (max) также рассматривался первый максимум вне оптического элемента (fmx) или на краю оптического элемента (out).

Таблица 2. Дифракция моды Гаусса-Лагерра (0,1) на собирающей линейной градиентной линзе

	$L = 0,25\lambda$	$L = 0,5\lambda$	$L = \lambda$	$L = 1,55\lambda$	$L = 2\lambda$
Общая интенсивность					
				$FWHM_{out} = 3,92\lambda$ $FWHM_{max} = 1,41\lambda$	$FWHM_{out} = 0,48\lambda$ $FWHM_{max} = 0,76\lambda$
Компонента z					
	$FWHM_{fmx} = 1,22\lambda$ $FWHM_{max} = 1,16\lambda$	$FWHM_{fmx} = 0,33\lambda$ $FWHM_{max} = 0,9\lambda$	$FWHM_{fmx} = 0,36\lambda$ $FWHM_{max} = 0,77\lambda$	$FWHM_{out} = 0,44\lambda$ $FWHM_{max} = 0,58\lambda$	$FWHM_{out} = 0,4\lambda$ $FWHM_{max} = 0,46\lambda$

Увеличение длины линзы приводит к лучшей фокусировке, что хорошо заметно при сравнении первого и последнего столбцов таблицы 2. Следует отметить, что  $FWHM_{max}$  также уменьшается при увеличении длины линзы. При увеличении длины линзы, происходит значительное усиление компоненты z, и размер фокального пятна начинается формироваться в основном за счет продольной компоненты электрического поля. Особенно это заметно при анализе последнего столбца таблицы 2: размер фокального пятна рядом с элементом, центральная часть которого содержит продольную компоненту электрического поля, равен  $FWHM_{кр} = 0,4\lambda$ , тогда как общая интенсивность светового пятна содержит поперечно-поляризованные боковые лепестки, что уширяет

размер пятна до  $FWHM = 0,48\lambda$ . В плоскости максимальной интенсивности, влияние поперечно-поляризованных компонент электрического поля более существенное (уширение до  $0,76\lambda$ ). Отдельно следует отметить случай  $L = 0,5\lambda$ , когда для продольной компоненты электрического поля рядом с элементом в плоскости первого максимума был получен минимальный размер фокального пятна:  $FWHM_{fm} = 0,33\lambda$ .

В таблице 3 демонстрируются результаты дифракции Гауссовых пучков на рассеивающей линейной градиентной линзе при изменении длины  $L$ , то есть на линзе, у которой показатель преломления растет от центра к краям. Такая линза может применяться для ввода лазерного излучения в полый (кольцевой) оптический волновод. Показатель преломления в этом случае менялся аналогично рассмотренному ранее случаю: также рассматривалось 10 колец шириной  $\lambda$ , у каждого из которых был свой показатель преломления. Но изменялись они в обратном порядке: от  $n = 1,5$  в центре, до  $n = 3,47$  на краю линзы.

Таблица 3. Дифракция Гауссовых пучков на рассеивающей линейной градиентной линзе

	$h = \lambda$		$h = 1,55\lambda$	
	Гаусс	Мода Г-Л (0,1)	Гаусс	Мода Г-Л (0,1)
Общая интенсивность			 $FWHM_{max} = 0,8\lambda$	
Компонента z		 $FWHM_{max} = 0,63\lambda$		 $FWHM_{max} = 0,46\lambda$

Из таблицы 3 видно, что для продольной компоненты электрического поля при использовании моды Гаусса-Лагерра (0,1) в плоскости максимальной интенсивности удалось получить фокальное пятно меньшего размера, чем для собирающей линзы, а для случая  $L = 1,55\lambda$  размер фокального пятна равен фокальному пятну для случая  $L = 2\lambda$  из таблицы 2. Однако интенсивность такого пятна существенно  $\sim$  в 5 раз меньше.

### Закключение

В работе методом FDTD проведены численные исследования прохождения гауссовых пучков с круговой поляризацией через линейную градиентную линзу, рассмотрены два варианта линзы – рассеивающая и собирающая.

Показано, что увеличение длины линзы позволяет получить более компактный размер фокальной области во всех направлениях, как для общей интенсивности, так и для продольной компоненты электрического поля.

Минимальный размер фокального пятна был получен не в плоскости максимальной интенсивности, а в первом максимуме вне оптического элемента. Для моды Гаусса-Лагерра (0,1) размер минимального фокального пятна по FWHM для продольной компоненты электрического поля составил  $0,33$  длины волны для  $L = 0,5\lambda$ ; в плоскости максимальной интенсивности при использовании рассеивающей линзы для компоненты  $z$  удалось получить фокальное пятно меньшего размера, чем при использовании собирающей линзы (при падении интенсивности  $\sim$  в 5 раз).

### Литература

1. Tomlinson W. J. Applications of GRIN-rod lenses in optical fiber communication systems // Applied Optics. – 1980. – V. 19. – №. 7. – P. 1127-1138.
2. Emkey W., Jack C. Analysis and evaluation of graded-index fiber lenses // Lightwave Technology, Journal of. – 1987. – V. 5. – №. 9. – P. 1156-1164.

3. Котляр В.В., Ковалев А.А., Триандафилов Я.Р., Налимов А.Г., Моды планарного градиентного гиперболического секансного волновода // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34. – №. 2. – С. 146-154.
4. Котляр В. В., Ковалев А. А., Налимов А. Г. Градиентные элементы микрооптики для достижения сверхразрешения // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33. – №. 4. С. 369-378.
5. Matsumoto T. Focusing of light by negative refraction in a photonic crystal slab superlens on silicon-on-insulator substrate // Opt. Lett. – 2006. – V.31. – №. 18. – P. 2786-2788.
6. Kurt H. et al. The focusing effect of graded index photonic crystals // Applied Physics Letters. – 2008. – V. 93. – №. 17. – P. 171108.
7. Zhu Q., Jin L., Fu Y. Graded index photonic crystals: A review // Annalen der Physik. – 2015. – V. 527. – №. 3-4. – P. 205-218.
8. Xiong C. et al. Slow-light enhanced correlated photon pair generation in a silicon photonic crystal waveguide // Optics letters. – 2011. – V. 36. – №. 17. – P. 3413-3415.
9. Liang J. et al. Wideband ultraflat slow light with large group index in a W1 photonic crystal waveguide // Journal of Applied Physics. – 2011. – V. 110. – №. 6. – P. 063103.
10. Гончаренко А., Карпенко В., Гончаренко И. Основы теории оптических волнопроводов. – Минск: Белорус. наука, 2009. – 296 с.
11. Снайдер А., Лав Д. Теория оптических волнопроводов. – Москва: Радио и связь, 1987. – 656 с.
12. Bozinovic N. et. al. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers // Science. – 2013. – V. 340. – №. 6140. – P. 1545-1548.
13. Essiambre, R. et. al. Capacity limits of optical fiber networks // J. Lightw. Technol. – 2010. – V. 28. – №. 4. – P. 662-701.
14. Berdague S., Facq P. Mode division multiplexing in optical fibers // Appl. Optics. – 1982. – V. 21. – P. 1950-1955.
15. Хонина С.Н., Карпеев С.В., Возбуждение и обнаружение угловых гармоник в волоконном световоде при помощи ДОО // Компьютерная оптика. - 2004. - Т. 26. - С. 16-26.
16. Mikaelian A. L. Optical Methods in Informatics // Moscow, Nauka (Science) Publishers, 1990.
17. Soifer V.A., Golub M.A. Laser beam mode selection by computer-generated holograms // CRC Press, Boca Raton, 1994.
18. Стрилец А.С., Хонина С.Н., Согласование и исследование методов, основанных на дифференциальном и интегральном операторах распространения лазерного излучения в среде с малыми неоднородностями // Компьютерная оптика. - 2008. - Т. 32, № 1. - С. 33-38
19. Любопытов В.С., Тлявлин А.З., Султанов А.Х., Багманов В.Х., Хонина С.Н., Карпеев С.В., Казанский Н.Л., Математическая модель полностью оптической системы детектирования параметров распространения мод в оптическом волокне при маломодовом режиме для адаптивной компенсации смещения мод // Компьютерная оптика. - 2013. - Т. 37, № 3. - С. 352-359
20. Savel'yev D. A., Khonina S. N. Sharp focusing by means of binary relief at the end of the optical fiber // Optical Technologies for Telecommunications 2013. – International Society for Optics and Photonics, 2014. – P. 915609-915609-6.
21. Хонина С.Н., Волотовский С.Г., Самовоспроизведение многомодовых лазерных полей в ступенчатых слабонаправляющих оптических волокнах // Известия Самарского научного центра РАН. - 2004. - Т.6, №1. - С. 53-64.
22. Almazov A.A., Khonina S.N. Periodic self-reproduction of multi-mode laser beams in graded-index optical fibers // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – 2004. – V. 13. №. 1. - P. 63-70.
23. Oskooi A.F. et. al. Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method // Computer Physics Communications. – 2010. – V. 181. – P. 687-702.