

ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА, ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

ОСТРАЯ ФОКУСИРОВКА СВЕТА ПЛАНАРНОЙ ГРАДИЕНТНОЙ МИКРОЛИНЗОЙ

А.Г. Налимов^{1,2}, В.В. Котляр^{1,2}

¹ Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия,

² Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) (СГАУ), Самара, Россия

Аннотация

Численно показано, что с помощью планарной градиентной микролинзы можно сфокусировать когерентное излучение в узкую полосу шириной $\lambda/38$ и длиной $\lambda/5,5$. При этом эффективность фокусировки составляет 22 %. Выполненная в виде фотонного кристалла линза сохраняет свойства острой фокусировки света в щели. В этом случае наблюдалось уменьшение боковых лепестков вокруг фокусного пятна, и эффективность фокусировки возросла до 30,2 %.

Ключевые слова: планарная линза, фотонный кристалл, острая фокусировка.

Цитирование: Налимов, А.Г. Острая фокусировка света планарной градиентной микролинзой / А.Г. Налимов, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2016. – Т. 40, № 2. – С. 135-140. – DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-2-135-140.

Введение

Острая фокусировка света и преодоление дифракционного предела широко обсуждаются. Линзы и оптические элементы, имеющие возможность сфокусировать лазерный пучок в узкое пятно, соразмерное длине волны света или меньше неё, могут использоваться в задачах микроскопии, сопряжения волноводов, телекоммуникации, литографии, обработки материалов и т.д. Например, в [1–3] при моделировании было получено фокусное пятно с диаметром $\lambda/2$ – $\lambda/4$. Одним из вариантов уменьшения фокусного пятна является использование поляризации света с радиальной симметрией [4, 5]. Другим способом уменьшения светового пятна является субволновая локализация света с помощью плазмонов на периодических структурах [6]. Таким образом можно получить острую фокусировку света, периодически повторяющуюся в пространстве. Узкая локализация света также может наблюдаться при распространении пучка в средах с анизотропией, например, состоящих из набора диэлектрических и металлических слоёв [7] или массива металлических проводников в диэлектрике [8]. В работе [8] получена локализация света в волноводной структуре шириной по полуспаду интенсивности $\text{FWHM} = \lambda/9$, а в [7] авторы получили очень острую локализацию света в продольной структуре с шириной по полуспаду интенсивности $\text{FWHM} = \lambda/152$ и $\text{FWHM} = \lambda/268$ по поперечным координатам. Однако для получения такой среды период чередования металлических ($\epsilon = -12,9$) и диэлектрических ($\epsilon = 13,9$) слоёв составил 13,2 нм. Такую среду сложно изготовить, кроме того, узкая локализация света остаётся внутри среды. В [9] показана возможность локализации света на поверхности наносфера из металла или диэлектрика, находящегося на острие аксикона, в пятно с шириной $\text{FWHM} = \lambda/400$. Однако, такую конструкцию тоже сложно изготовить. Эффективность такой фокусировки авторы оценивают в 0,5 %, что может усложнить попытку экспериментально подтвердить

результаты работы. Одним из перспективных способов преодоления дифракционного предела в исследовании нанообъектов является STED-микроскопия. В частности, авторы в [10] достигли ширины по полуспаду флуоресцирующей точки на изображении $\text{FWHM} = \lambda/28$. Широко распространены также фотонные кристаллы для фокусировки света [11, 12]. Например, в [11] авторы достигли ширины фокусного пятна в $0,26\lambda$. А в [12], используя в качестве линзы одномерный фотонный кристалл, было получено фокусное пятно шириной $\text{FWHM} = 0,164\lambda$.

Известно, что щель, ширина которой имеет порядок десятков нанометров, может служить для локализации и распространения в ней света, как в волноводе [13–15]. В двумерном случае было показано, что расположение щели в материале линзы в области фокусного пятна помогает значительно увеличить интенсивность света и уменьшить ширину фокуса. Так, в [15] в случае ТМ-поляризации получено фокусное пятно шириной $\text{FWHM} = \lambda/28$ и эффективностью 43 %. Однако возможность фокусировки света трёхмерной планарной микролинзой и влияние её толщины на возможность острой фокусировки света подобным образом не были исследованы. Перспективность такого способа острой фокусировки обуславливается возможностью локализации света с высокой интенсивностью на границе линзы, где узкое фокусное пятно может быть доступно для различных применений. Об этом и пойдёт речь в данной работе.

Моделирование

Свет распространяется в волноводе высотой H и шириной W , нанесённом на подложку из стекла. Показатель преломления подложки $n = 1,5$, волновод выполнен в кремнии, его показатель преломления $n_0 = 3,47$. Волновод оканчивается градиентной линзой длиной L , высота и ширина линзы равны таковым у волновода. Линза фокусирует свет на своей границе (рис. 1).

Градиентный показатель преломления линзы рассчитывался по формуле Микаэляна [16]:

$$n(x) = n_0 \left(1 / \operatorname{ch} \left(\frac{\pi x}{2L} \right) \right). \quad (1)$$

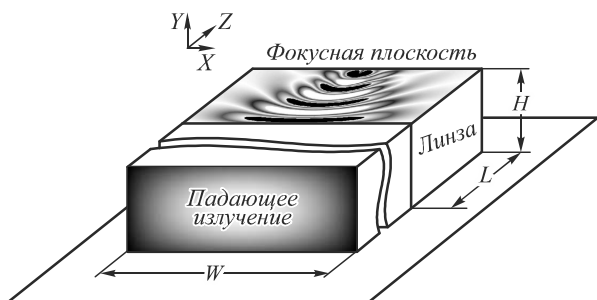


Рис. 1. Схема рассматриваемой задачи

Высота волновода и линзы $H = 0,8 \text{ мкм}$ была выбрана исходя из возможности изготовления методами электронной литографии. Ширина линзы была принята $W = 4,8 \text{ мкм}$ для удобства сравнения с результатами предыдущей работы [15], длина линзы $L = 2 \text{ мкм}$. Длина волны света $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$ соответствует наиболее часто используемой длине волны в задачах телекоммуникации. Для наибольшего приближения результатов моделирования к возможному эксперименту световая мода, распространяющаяся в волноводе до линзы, рассчитывалась в программном пакете FIMMWAVE (Photon Design).

На рис. 2 представлен результат её расчета для линейно-поляризованного света с направлением электрического вектора вдоль оси X.

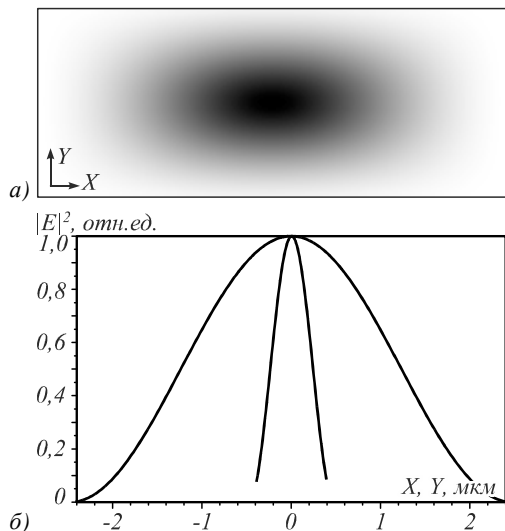


Рис. 2. Распределение интенсивности света $|E|^2$, распространяющегося в волноводе до линзы, в плоскости XY (а, негатив), и его сечения вдоль осей X и Y (б)

Точка с координатами $X=Y=0$ на изображении совпадает с центром волновода. Как видно из рис. 2, при столь значительном различии между показателями преломления волновода и подложки сечение интенсивности света через центр волновода вдоль оси Y получилось практически симметричным относительно центра координат $X=Y=0$. Ширина падающего пучка при толщине волновода $H = 0,8 \text{ мкм}$ равна $\text{FWHM}_x = 2,13\lambda$,

$\text{FWHM}_y = 0,414\lambda$. Прохождение света через линзу моделировалось методом FDTD, реализованным в программном пакете FullWAVE (RSoft Design). Наименьшая ширина фокусного пятна вдоль оси X при этом получается при падающей волне $E_y = 1, E_x = E_z = 0$, его ширина по полуспаду интенсивности равна $\text{FWHM}_x = 0,254\lambda$ вдоль оси X, $\text{FWHM}_y = 0,19\lambda$ вдоль оси Y (рис. 3). При падающей волне $E_x = 1, E_y = E_z = 0$ ширина фокусного пятна по полуспаду интенсивности равна $\text{FWHM} = 0,268\lambda$ вдоль оси X, $\text{FWHM} = 0,15\lambda$ вдоль оси Y.

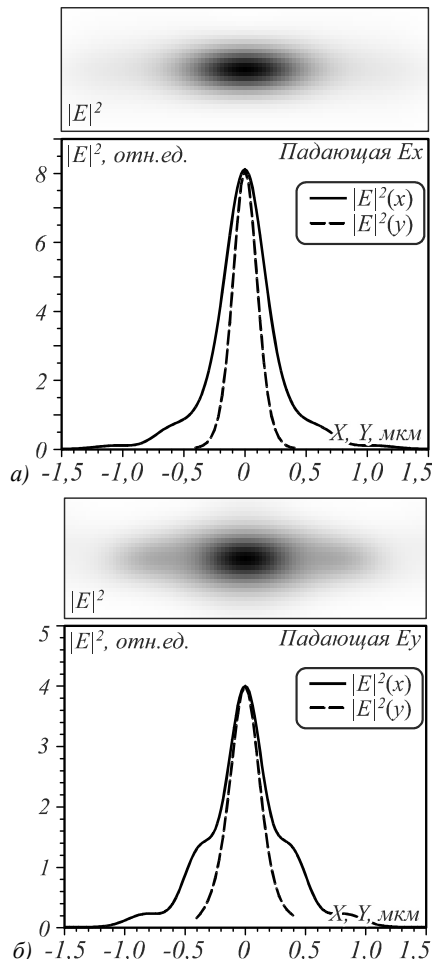


Рис. 3. Интенсивность света в фокусе градиентной линзы (негатив) для падающей волны E_x (а) и E_y (б) и сечения интенсивности вдоль осей X и Y через центр на оптической оси

Рассмотрим особенности фокусировки света при наличии щели на оптической оси линзы. Расположение щели и её размеры представлены на рис. 4.

Параметры щели выберем $W_3 = H, W_2 = L$. На рис. 5 показана зависимость ширины фокусного пятна по полуспаду интенсивности от ширины щели. Падающее поле – $E_x = 1, E_y = E_z = 0$.

Из рис. 5 следует, что зависимость ширины фокусного пятна от ширины щели линейная и согласуется с аналогичной зависимостью в двумерном случае [15]. В рассматриваемом трёхмерном случае ширина фокусного пятна по полуспаду интенсивности получилась меньше примерно на 5 % по сравнению с двумерным случаем в работе [15]. На рис. 6 приведены основные энергетические характеристики фокусировки

ки света рассматриваемой линзой со щелью шириной в диапазоне $W_1 \in (0, 200 \text{ нм})$.

За эффективность фокусировки примем отношение энергии внутри фокусного пятна (до первых минимумов) ко всей энергии, пришедшей в выходную плоскость линзы. Как видно из рис. 6, интенсивность сфокусированного излучения превышает интенсивность от обычной линзы в 4,8 раза при ширине щели 20 нм. Также видно, что эффективность фокусировки с уменьшением ширины щели увеличивается, что согласуется с ростом интенсивности в фокусе.

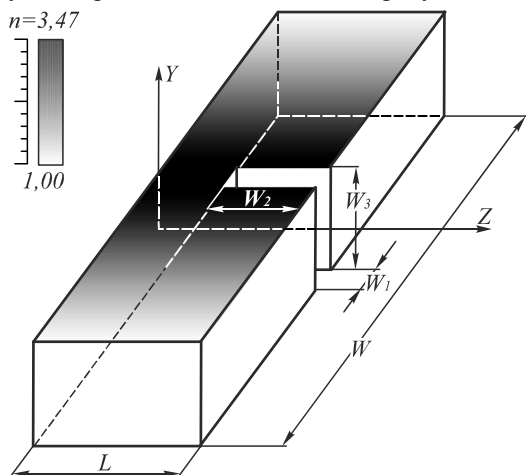


Рис. 4. Схема линзы со щелью на оптической оси

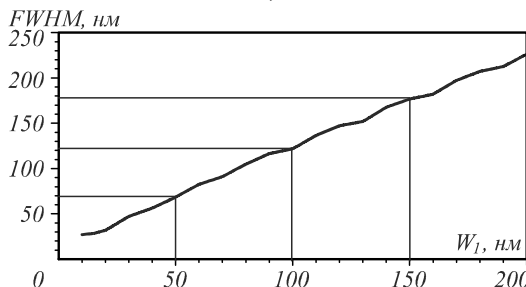


Рис. 5. Зависимость ширины фокусного пятна по полуспаду интенсивности от ширины щели W_1

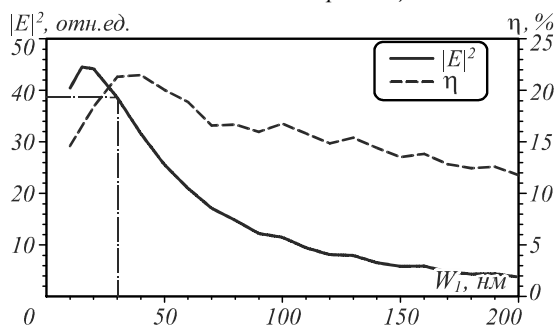


Рис. 6. Зависимость интенсивности $|E|^2$ на оптической оси и эффективности фокусировки света η от ширины щели W_1

Уменьшая длину щели, можно добиться ещё некоторой прибавки в интенсивности излучения в фокусе линзы. На рис. 7 показаны зависимости эффективности фокусировки и интенсивности на оптической оси от длины щели W_2 . Видно, что увеличить интенсивность в центре фокусного пятна на 37% можно путём уменьшения длины щели до 200 нм, при этом эффективность фокусировки света также немного увеличивается и до-

стигает $\eta=22,7\%$. То есть увеличение в интенсивности в фокусе по сравнению с вариантом линзы без щели составляет приблизительно 6,5 раз. Ширина фокусного пятна при изменении длины щели остаётся неизменной, и в данном случае вдоль осей X и Y равна соответственно $FWHM_x=40 \text{ нм}$, $FWHM_y=280 \text{ нм}$.

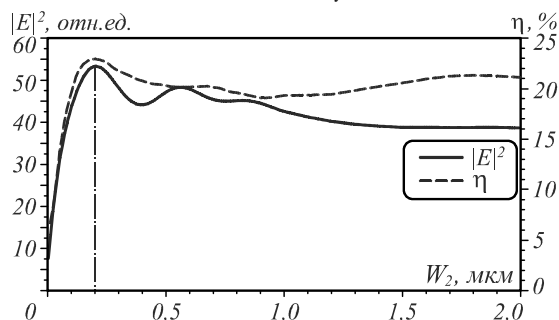


Рис. 7. Зависимость энергетических характеристик фокусировки от длины щели W_2 при ширине щели $W_1=30 \text{ нм}$

На рис. 8 представлена зависимость интенсивности от глубины щели W_3 , при этом ширина и длина щели были зафиксированы на значениях $W_1=30 \text{ нм}$, $W_2=200 \text{ нм}$. Щель глубиной $W_3 < H$ размещалась в центре линзы, не достигая своими краями плоскостей линзы, граничащих с воздухом и подложкой.

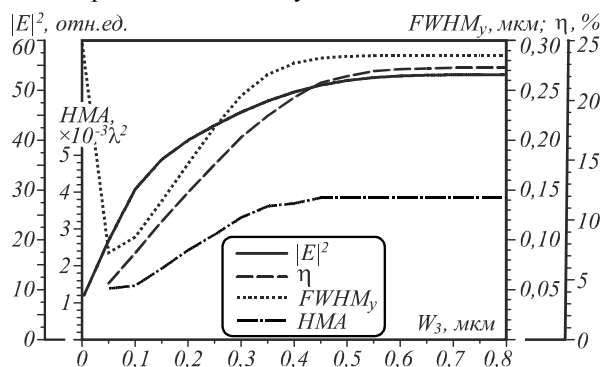


Рис. 8. Зависимость энергетических характеристик фокусировки от глубины щели W_3 при ширине щели $W_1=30 \text{ нм}$ и длине щели $W_2=200 \text{ нм}$. На графике представлены интенсивность $|E|^2$ в центре фокусного пятна на оптической оси, эффективность фокусировки света η , ширина фокусного пятна вдоль оси Y $FWHM_y$, площадь фокусного пятна HMA, приведённая в λ^2 , где λ – длина волны света

Уменьшение глубины щели W_3 происходило таким образом, что центр щели оставался в центре линзы (на оптической оси, $X=Y=0$). Как показало моделирование, уменьшение этого параметра не приводит к дальнейшему росту интенсивности или эффективности фокусировки. При этом с уменьшением W_3 наблюдается уменьшение фокусного пятна вдоль оси Y начиная с $W_3=0,4 \text{ мкм}$ и менее. Уменьшение глубины щели W_3 также влечёт уменьшение площади фокусного пятна, измеренное по половинному уровню (half maximum area – HMA). Для волновода толщиной 0,8 мкм оно составляет $HMA=3,8 \cdot 10^{-3} \lambda^2$. При уменьшении глубины щели до $W_3=0,05 \text{ мкм}$ значение площади фокусного пятна падает до значения $HMA=1,3 \cdot 10^{-3} \lambda^2$. В отсутствие щели $HMA=0,062 \lambda^2$, что близко к значениям для острой фокусировки света аксионом в свободном пространстве [17].

На рис. 9 представлен график зависимости эффективности фокусировки и интенсивности в центре фокусного пятна линзы от толщины линзы и волновода H .

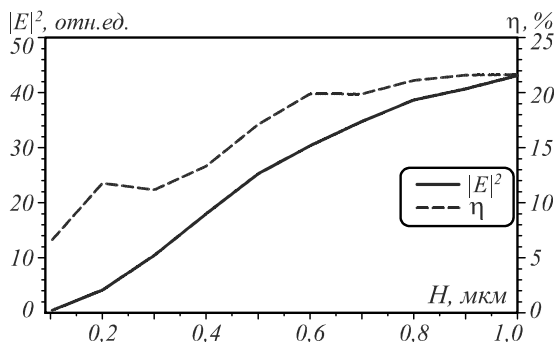


Рис. 9. Зависимость интенсивности в фокусе и эффективности фокусировки от толщины линзы и волновода H

Чтобы не учитывать возможные резонансные эффекты, длина щели в данном моделировании была равна длине линзы $W_2 = L = 2$ мкм. Для получения данных на рис. 9 для каждой толщины H рассчитывались поля, распространяющиеся в волноводе и поступающие на вход линзы с помощью программного пакета FIMMWAVE. При этом производилась нормировка интенсивности в максимуме, то есть интенсивность электрического поля для различной толщины H одинакова на оптической оси, что даёт возможность сравнить возможности линзы по усилению интенсивности излучения в области фокуса. При увеличении толщины после значения $H = 0,8$ мкм эффективность фокусировки выходит на уровень насыщения, равный $\eta = 21..22\%$, и останавливается в росте. Однако с уменьшением толщины волновода и линзы до $H = 0,6$ мкм эффективность всё ещё остаётся в пределах 20% . Полученные результаты дают представление о наилучших параметрах для наиболее эффективной фокусировки света линзой Микаэляна со щелью для получения минимального фокусного пятна, наибольшей эффективности и плотности энергии в фокусе линзы: $H = 0,8$ мкм, $W_2 = 200$ нм, $W_1 = 30$ нм, $W_3 = H$. Интенсивность света в фокусе линзы с данными характеристиками представлена на рис. 10.

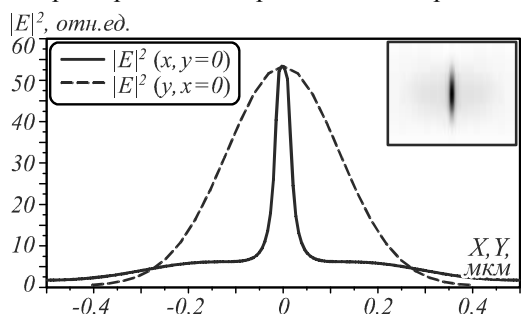


Рис. 10. Распределение интенсивности в фокусе линзы со щелью (негатив) и его сечения вдоль осей X и Y через центр

Поскольку градиентные линзы сложно изготовить, целесообразно градиентный профиль показателя преломления аппроксимировать ступенчатым бинарным профилем, например, в виде фотонно-кристаллической линзы.

На рис. 11 представлен профиль показателя преломления линзы в плоскости XZ , аналогичной той, результат которой рассматривался на рис. 10.

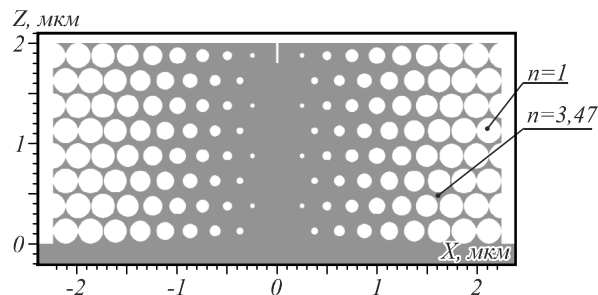


Рис. 11. Профиль показателя преломления фотонно-кристаллической линзы

Линза состоит из волновода с тем же материалом, показатель преломления которого $n = 3,47$, и отверстий в нём с показателем преломления $n = 1$. Моделирование показало, что при наличии щели зависимость ширины фокусного пятна вдоль оси X сохраняется такой же, как и для градиентной линзы, то есть ширина FWHM фокусного пятна шире W_1 на $15-20\%$. Сохранился также и характер зависимости интенсивности фокусного пятна относительно длины щели: при аналогичных параметрах моделирования наибольшая интенсивность получается при длине щели в диапазоне $W_2 = 180..200$ нм. Однако с ростом количества рядов отверстий вдоль оси Z увеличивается интенсивность в фокусе линзы при отсутствии щели. Это способствует росту интенсивности при наличии щели оптимальной длины $W_2 = 200$ нм, однако не пропорционально. Например, моделирование показало, что максимальная интенсивность по центру линзы при 6 рядах отверстий вдоль оси Z (максимальный диаметр отверстия – 333 нм) при отсутствии щели составляет $I_{max} = 1,78$ отн. ед., в то время как при 8 рядах отверстий (максимальный диаметр отверстия – 250 нм, см. рис. 11) максимальная интенсивность возросла до $I_{max} = 2,9$ отн. ед. Минимальный диаметр отверстия в обеих линзах был ограничен в 30 нм. Максимальная интенсивность, полученная в результатах моделирования фокусировки света этими линзами при наличии щели на оптической оси с параметрами $W_1 = 30$ нм, $W_2 = 200$ нм, $W_3 = H$ составила $15,3$ и $18,8$ отн. ед. соответственно. Оптимальная длина щели в 200 нм для фотонно-кристаллического аналога градиентной линзы Микаэляна является наилучшей и для эффективности фокусировки света. Так, для линзы, изображённой на рис. 11, эффективность, измеренная до первых минимумов вокруг фокусного пятна, составила $\eta = 30,2\%$, что выше максимального полученного значения $22,7\%$ для градиентной линзы.

Заключение

В работе численно показана возможность фокусировки света планарной градиентной микролинзой со щелью в узкое пятно площадью $NMA = 3,8 \cdot 10^{-3} \lambda^2$ и минимальной шириной $FWHM = 0,026\lambda$ ($\lambda/38$). Эффективность фокусировки света до первых минимумов соста-

вила 22,7%. Ширина фокусного пятна определяется шириной щели на оптической оси линзы. Уменьшая ширину щели до 10 нм, можно добиться уменьшения ширины фокусного пятна вплоть до $\text{FWHM}=0,027 \text{ мкм}$ ($\lambda/59$), эффективность при этом упадет до $\eta=15\%$. Чтобы упростить изготовление линзы, её можно представить в виде фотонного кристалла – массива отверстий в кремнии диаметром от 30 до 250 нм. В этом случае при ширине щели 30 нм и соответственно ширине фокусного пятна в поперечной плоскости $0,026\lambda$ эффективность фокусировки света составит $\eta=30,2\%$.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты РФФИ 14-29-07133, 15-07-01174, 16-29-11698, гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ НШ-9498.2016.9.

Литература

1. **Yoon, J.** Subwavelength focusing of light from a metallic slit surrounded by grooves with chirped period / J. Yoon, K. Choi, S.H. Song, G. Lee // Journal of the Optical Society of Korea. – 2005. – Vol. 9(4). – P. 162-168.
2. **Mote, R.G.** Near-field focusing properties of zone plates in visible regime – New insights / R.G. Mote, S.F. Yu, B.K. Ng, W. Zhou, S.P. Lau // Optics Express. – 2008. – Vol. 16(13). – P. 9554-9564. – DOI: 10.1364/OE.16.009554.
3. **Huang, K.** Realization of a subwavelength focused spot without a longitudinal field component in a solid immersion lens-based system / K. Huang, Y. Li // Optics Letters. – 2011. – Vol. 36(18). – P. 3536-3538. – DOI: 10.1364/OL.36.003536.
4. **Stafeev, S.S.** Tight focus of light using micropolarizer and microlens / S.S. Stafeev, L. O'Faolain, V.V. Kotlyar, A.G. Nalimov // Applied Optics. – 2015. – Vol. 54(14). – P. 4388-4394. – DOI: 10.1364/AO.54.004388.
5. **Doerr, C.R.** Circular grating coupler for creating focused azimuthally and radially polarized beams / C.R. Doerr, L.L. Buhl // Optics Letters. – 2011. – Vol. 36(7). – P. 1209-1211. – DOI: 10.1364/OL.36.001209.
6. **Ye, F.** Subwavelength vortical plasmonic lattice solitons / Optics Letters – 2011. – Vol. 36(7). – P. 1179-1181. – DOI: 10.1364/OL.36.001179.
7. **Miret, J.J.** Diffraction-free propagation of subwavelength light beams in layered media / J.J. Miret, C.J. Zapata-Rodriguez // Journal of the Optical Society of America B. – 2010. – Vol. 27(7). – P. 1435-1445. – DOI: 10.1364/JOSAB.27.001435.
8. **Zapata-Rodriguez, C.J.** Subwavelength Bessel beams in wire media / J.J. Miret and C.J. Zapata-Rodriguez // Journal of the Optical Society of America B. – 2014. – Vol. 31(1). – P. 135-143. – DOI: 10.1364/JOSAB.31.000135.
9. **Дегтярев, С.А.** Нанофокусировка с помощью заостренных структур / С.А. Дегтярев, А.В. Устинов, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, №. 4. – С. 629-637.
10. **Xue, Y.** Sharper fluorescent super-resolution spot generated by azimuthally polarized beam in STED microscopy / Y. Xue, C. Kuang, S. Li, Z. Gu, X. Liu // Optics Express. – 2012. – Vol. 20(16). – P. 17653-17666. – DOI: 10.1364/OE.20.017653.
11. **Asatsuma, T.** Aberration reduction and unique light focusing in a photonic crystal negative refractive lens / T. Asatsuma, T. Baba // Optics Express. – 2008. – Vol. 16(12). – P. 8711-8719. – DOI: 10.1364/OE.16.008711.
12. **Wang, B.** Superlens formed by a one-dimensional dielectric photonic crystal / B. Wang, L. Shen, S. He // Journal of the Optical Society of America B. – 2008. – Vol. 25(3). – P. 391-395. – DOI: 10.1364/JOSAB.25.000391.
13. **Almeida, V.R.** Guiding and confining light in void nanostructure / V.R. Almeida, Q. Xu; C.A. Barrios, M. Lipson // Optics Letters. – 2004. – Vol. 29(11). – P. 1209-1211. – DOI: 10.1364/OL.29.001209.
14. **Котляр, В.В.** Субволновая локализация света в волноводных структурах / В.В. Котляр, А.А. Ковалев, Я.О. Шулюпова, А.Г. Налимов, В.А. Сойфер // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34, № 2. – С. 169-186.
15. **Kotlyar, V.V.** Hyperbolic secant slit lens for subwavelength focusing of light / V.V. Kotlyar, A.G. Nalimov // Optics Letters. – 2013. – Vol. 38(15). – P. 2702-2704. – DOI: 10.1364/OL.38.002702.
16. **Kotlyar, V.V.** High resolution through graded-index microoptics / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.G. Nalimov, S.S. Stafeev // Advances in Optical Technologies. – 2012. – Vol. 2012. – P. 1-9. – DOI: 10.1155/2012/647165.
17. **Khonina, S.N.** Controlling the contribution of the electric field components to the focus of a high-aperture lens using binary phase structures / S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy // Journal of the Optical Society of America A. – 2010. – Vol. 27(10). – P. 2188-2197. – DOI: 10.1364/JOSAA.27.002188.

Сведения об авторах

Налимов Антон Геннадьевич, 1980 года рождения, окончил Самарский государственный аэрокосмический университет в феврале 2003 года по специальности «Физика». Поступил в очную аспирантуру СГАУ по специальности 05.13.18 «Математическое моделирование, численные методы и комплексы программ» в 2003 году, окончил её по специальности 01.04.05 «Оптика» в 2006 году. Работает на кафедре технической кибернетики СГАУ в должности доцента, в Институте систем обработки изображений РАН в должности научного сотрудника. Кандидат физико-математических наук, соавтор 90 работ и 3 патентов. E-mail: anton@smr.ru.

Котляр Виктор Викторович, 1957 года рождения, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией лазерных измерений ИСОИ РАН и по совместительству профессор кафедры технической кибернетики Самарского государственного аэрокосмического университета (СГАУ). В 1979 году окончил физический факультет Куйбышевского государственного университета, в 1988 году защитил кандидатскую диссертацию в Саратовском государственном университете, а в 1992 году – докторскую диссертацию в Центральном конструкторском бюро Уникального приборостроения РАН (г. Москва). Область научных интересов: нанофотоника, дифракционная компьютерная оптика. Публикации: 300 научных трудов, 5 монографий, 7 авторских свидетельств. E-mail: kotlyar@smr.ru.

Поступила в редакцию 22 января 2016 г. Окончательный вариант – 15 февраля 2016 г.

SHARP FOCUSING OF LIGHT USING A PLANAR GRADIENT MICROLENSA.G. Nalimov ^{1,2}, V.V. Kotlyar ^{1,2}¹ Image Processing Systems Institute, Russian Academy of Sciences, Samara, Russia,² Samara State Aerospace University, Samara, Russia**Abstract**

It is shown numerically that using planar gradient microlenses, the coherent radiation can be focused in a narrow line of width $\lambda/38$ and length $\lambda/5.5$. The efficiency of focusing is 22%. A slitted photonic-crystal lens retains the properties of sharp focusing of light characteristic of a gradient lens. Substitution of the gradient lens by a photonic-crystal analogue synthesized in a silicon was found not to degrade the characteristics of the lens substantially. In this case, we observed a reduction of side lobes near the focal spot and a 30.2% increase of the focusing efficiency.

Keywords: planar lens, photonic crystal, sharp focusing.

Citation: Nalimov AG, Kotlyar VV. Sharp focusing of light using a planar gradient microlens. *Computer Optics* 2016; 40 (2): 135-40. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-2-135-140.

Acknowledgements: The work was funded by the Russian Science Foundation, grant No. 14-29-07133, 15-07-01174.

References

- [1] Yoon J, Choi K, Song SH, Lee G. Subwavelength focusing of light from a metallic slit surrounded by grooves with chirped period. *J Opt Soc of Korea* 2005; 9(4): 162-8.
- [2] Mote RG, Yu SF, Ng BK, Zhou W, Lau SP. Near-field focusing properties of zone plates in visible regime – New insights. *Opt Express* 2008; 16(13): 9554-64.
- [3] Huang K, Li Y. Realization of a subwavelength focused spot without a longitudinal field component in a solid immersion lens-based system. *Opt Lett* 2011; 36(18): 3536-8.
- [4] Stafeev SS, Faolain LO, Kotlyar VV, Nalimov AG. Tight focus of light using micropolarizer and microlens. *Applied Optics* 2015; 54(14): 4388-94.
- [5] Doerr CR, Buhl LL. Circular grating coupler for creating focused azimuthally and radially polarized beams. *Opt Lett* 2011; 36(7): 1209-11.
- [6] Ye F. Subwavelength vortical plasmonic lattice solitons. *Opt Lett* 2011; 36(7): 1179-81.
- [7] Miret JJ, Zapata-Rodriguez CJ. Diffraction-free propagation of subwavelength light beams in layered media. *J Opt Soc Am B* 2010; 27(7): 1435-45.
- [8] Zapata-Rodriguez CJ, Miret JJ. Subwavelength Bessel beams in wire media. *J Opt Soc Am B* 2014; 31(1): 135-43.
- [9] Degtyarev SA, Ustinov AV, Khonina SN. Nanofocusing by sharp edges. *Computer Optics* 2014; 38(4): 629-37.
- [10] Xue Y, Kuang C, Li S, Gu Z, Liu X. Sharper fluorescent super-resolution spot generated by azimuthally polarized beam in STED microscopy. *Opt Express* 2012; 20(16): 17653-66.
- [11] Asatsuma T, Baba T. Aberration reduction and unique light focusing in a photonic crystal negative refractive. *Opt Express* 2008; 16(12): 8711-9.
- [12] Wang B, Shen L, He S. Superlens formed by a one-dimensional dielectric photonic. *J Opt Soc Am B* 2008; 25(3): 391-5.
- [13] Almeida VR, Xu Q, Barrios CA, Lipson M. Guiding and confining light in void nanostructure. *Opt Lett* 2004; 29(11): 1209-11.
- [14] Kotlyar VV, Kovalev AA, Shuyupova AO, Nalimov AG, Soifer VA. Subwavelength localization of light in waveguide structures. *Computer Optics* 2010; 34(2): 169-86.
- [15] Kotlyar VV, Nalimov AG. Hyperbolic secant slit lens for subwavelength focusing of light. *Opt Lett* 2013; 38(15): 2702-4.
- [16] Kotlyar VV, Kovalev AA, Nalimov AG, Stafeev SS. High resolution through graded-index microoptics. *Advances in Optical Technologies* 2012; 2012: 1-9.
- [17] Khonina SN, Volotovskiy SG. Controlling the contribution of the electric field components to the focus of a high-aperture lens using binary phase structures. *J Opt Soc Am A* 2010; 27(10): 2188-97.

Authors' information

Victor Victorovich Kotlyar is a head of Laboratory at the Image Processing Systems Institute (Samara) of the Russian Academy of Sciences and professor of Computer Science department at Samara State Aerospace University. He received his MS, PhD and DrSc degrees in physics and mathematics from Samara State University (1979), Saratov State University (1988) and Moscow Central Design Institute of Unique Instrumentation, the Russian Academy of Sciences (1992). He is SPIE and OSA member. He is co-author of 300 scientific papers, 5 books and 7 inventions. His current interests are diffractive optics, gradient optics, nanophotonics, and optical vortices. E-mail: kotlyar@smr.ru.

Anton Gennadyevich Nalimov (b. 1980), graduated from Samara State Aerospace University in February 2003. Entered in postgraduate study in 2003 on specialty 05.13.18 "Mathematical modeling and program complexes", finished it in 2006 with specialty 01.04.05 "Optics". Nalimov A.G. works on Technical Cybernetics department in SSAU as an associate professor, works as a scientist in Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences. Candidate in physics and mathematics, coauthor of 90 papers and 3 inventions. E-mail: anton@smr.ru.

Received January 22, 2016. The final version – February 15, 2016.