

## ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАНАРНОЙ БИНАРНОЙ ЛИНЗЫ ДЛЯ ВИДИМОГО ДИАПАЗОНА ИЗЛУЧЕНИЯ

Налимов А.Г., Котляр В.В.

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

### Аннотация

В работе проведено 3D моделирование фокусировки линейно-поляризованного света планарной бинарной цилиндрической линзой, аналогичной градиентной линзе Микаэляна, для видимого света с длиной волны  $\lambda = 0,532$  нм. Показатель преломления материала линзы  $n = 1,56$ . Минимальный диаметр фокусного пятна на выходе линзы равен  $0,37$  от длины волны света по полуспаду интенсивности. Эффективность фокусировки света при этом равна  $41\%$ . Моделирование проводилось FDTD-методом с помощью коммерческой программы FullWave фирмы RSoft.

Ключевые слова: градиентная бинарная линза, фотонный кристалл, планарный волновод, цилиндрическая линза.

### Введение

Актуальной задачей является уменьшение диаметра фокусного пятна фокусирующей системы. Например, в работах [1–4] использовались бинарные и полупроводниковые дифракционные элементы, дополняющие основной объектив. В этих работах использовался радиально-поляризованный свет. В [5] для получения острой фокусировки света с целью достижения нанотурбулентностей в жидкостях использовались микродиски. Диски из нитрида кремния  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (показатель преломления  $n = 2,1$ ) высотой  $400$  нм и диаметром от  $1$  до  $10$  мкм облучались светом с длиной волны  $488, 532$  и  $633$  нм. В работе достигнута фокусировка света внутри диска в фокусное пятно овальной формы по полуспаду интенсивности  $\text{FWHM} = 460$  нм, то есть  $0,72\lambda$  в лучшем случае. При моделировании в [6] достигнута фокусировка света в пятно шириной  $0,4\lambda$ . Для этого использовалась градиентная 3D линза Микаэляна, фокусирующая радиально-поляризованный свет, максимальный показатель преломления в центре линзы  $n = 1,5$ . Моделирование проводилось с помощью FDTD-метода. В [7] было получено изображение точечного источника света с помощью градиентной 2D микролинзы Микаэляна с максимальным показателем преломления в центре линзы  $n = 3,47$  (кремний) для длины волны света  $\lambda = 1,55$  мкм. Ширина максимума интенсивности по полуспаду составила  $\text{FWHM} = 0,12\lambda$ . А в [8] с помощью дифракционного элемента с числовой апертурой  $\text{NA} = 0,95$  удалось сфокусировать радиально-поляризованный свет в пятно шириной  $\text{FWHM} = 0,7\lambda$ . Как видно из приведённых работ, наилучшая фокусировка света  $\text{FWHM} = 0,12\lambda$  достигнута при использовании 2D градиентной линзы с максимальным показателем преломления в центре  $n = 3,47$ , что соответствует кремнию. Для показателя преломления в центре линзы  $n = 1,5$  достигнута фокусировка света диаметром не менее  $0,4\lambda$ . Кремний пропускает свет с длинами волн от  $1,2$  мкм до  $7$  мкм, при этом при прохождении светом  $10$  мм в кремнии наблюдается его затухание вдвое [9], что делает его удобным для изготовления оптики для телекоммуникационной дли-

ны волны света ( $\lambda = 1,55$  мкм) и практически невозможным его использование для линз, работающих в видимой области спектра. Однако для изучения свойств градиентных линз удобно использовать лазерное излучение с длиной волны  $\lambda = 532$  нм. Эта длина волны соответствует зелёному цвету видимой части спектра и может быть сгенерирована полупроводниковым лазером, а также твёрдотельным лазером на неодимовом стекле (с двукратным умножением основной частоты). У этих лазеров высокий КПД и видимое глазом и CCD-камерами излучение, они широко распространены и относительно дешёвы.

В данной работе проведено 3D моделирование фокусировки линейно-поляризованного света планарной бинарной микролинзой или фотонно-кристаллической (ФК) линзой, аналогичной градиентной линзе Микаэляна для длины волны света  $\lambda = 0,532$  нм. Фотонные кристаллы использовались для фокусировки света и ранее, например в [11] моделировалась фокусировка световых импульсов многослойным фотонным кристаллом, однако полученное фокусное пятно было порядка длины волны света  $1,55$  мкм. Кроме того, фотонный кристалл в [11] не рассчитывался как аппроксимация градиентной секансной линзы.

Предполагается, что линза, рассчитанная в данной работе, выполнена в плёнке электронного резиста, имеющего показатель преломления  $n = 1,56$ , нанесённого на подложку из плавленного кварца ( $n_0 = 1,46$ ). Такой вариант моделирования линзы выбран потому, что возможно изготовление такой линзы средствами электронной литографии. Моделирование проводилось FDTD-методом, реализованным в программе FullWave фирмы RSoft.

### Моделирование в двумерном случае

Для начала рассмотрим двумерный вариант. На рис. 1 приведена схема рассматриваемой задачи в 2D случае. Свет с длиной волны  $\lambda = 532$  нм распространяется в планарном волноводе шириной  $W$  и фокусируется градиентной секансной линзой. На линзу падала плоская волна с ТЕ-поляризацией. Вектор электриче-

ского поля направлен вдоль оси  $Y$ . Волноводом является плёнка электронного резиста, нанесённая на плавлённый кварц. Показатель преломления резиста  $n_1=1,56$ . Для удобства изготовления линза выполнена в виде фотонного кристалла (ФК). Градиентный показатель преломления в линзе [6] формируется за счёт травления отверстий в электронном резисте до подложки. Линза рассчитывалась в предположении возможности изготовления средствами электронной литографии с разрешением 100 нм.

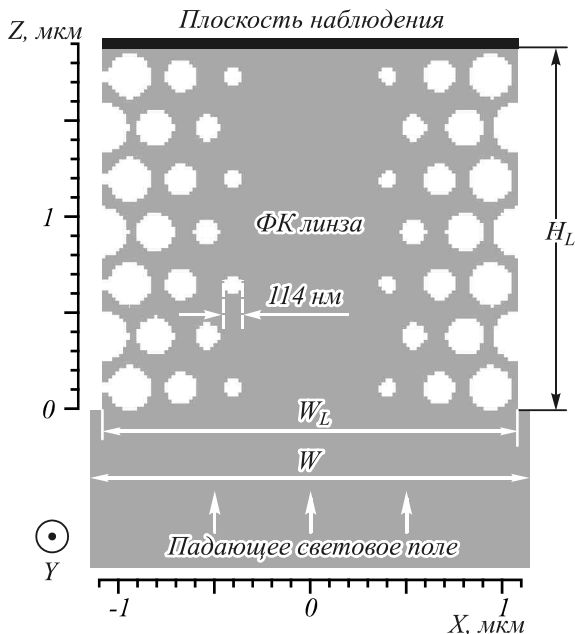


Рис. 1. Схема рассматриваемой задачи в двумерном случае (серый цвет –  $n = 1,56$ , белый –  $n = 1$ )

Минимальный диаметр отверстия в градиентном фотонном кристалле, образующем линзу, равен 114 нм. Показатель преломления подложки  $n_0 = 1,46$ . Для получения острой фокусировки света на границе ФК линзы её ширина была выбрана  $W_L = 2,55$  мкм, длина  $H_L = 1,83$  мкм. При таких параметрах в двумерном случае ширина фокусного пятна по полуспаду интенсивности составила  $FWHM = 0,361\lambda$ , эффективность фокусировки по полуспаду интенсивности составила 65%. Расположение и диаметр отверстий в ФК были рассчитаны для данных параметров ширины и высоты линзы, после чего была проведена оптимизация величин  $W_L$  и  $H_L$  с целью уменьшения фокусного пятна. Для ускорения расчётов оптимизация размеров ФК линзы была проведена в двумерном случае для ТЕ-поляризации.

При изменении ширины  $W_L$  и высоты  $H_L$  линзы координаты центров отверстий сдвигались пропорционально, но их диаметры оставались неизменными. На рис. 2 представлены графики распределения интенсивности излучения в плоскости наблюдения в 10 нм за линзой до и после оптимизации.

При начальных расчётных параметрах в плоскости наблюдения имеется только фокусное пятно практически с полным отсутствием боковых лепест-

ков (рис. 2а). Однако при некотором появлении боковых лепестков (их высота составляет около 30% от основного максимума интенсивности) можно уменьшить ширину фокусного пятна. Минимальная ширина фокусного пятна (рис. 2б)  $FWHM = 0,28\lambda$  и достигается при ширине и высоте линзы  $W_L = 2,652$  мкм,  $H_L = 1,39$  мкм (рис. 3). Эффективность фокусировки при этом упала до 39,8%.

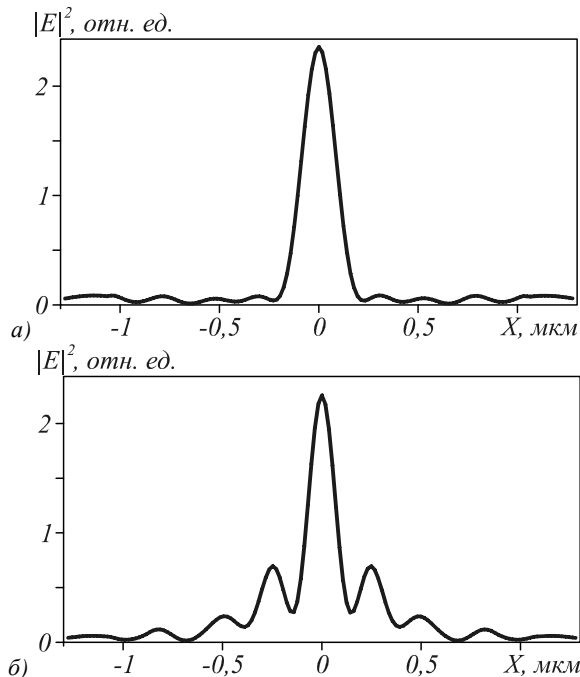


Рис. 2. Распределение интенсивности в 10 нм за линзой в двумерном случае до оптимизации (а) и после оптимизации (б) размеров линзы. Падающая на волновод плоская волна, интервал разбиения сетки отсчётов по всем трём координатам равен  $\lambda/30$

Оптимизированный профиль показателя преломления линзы показан на рис. 3.

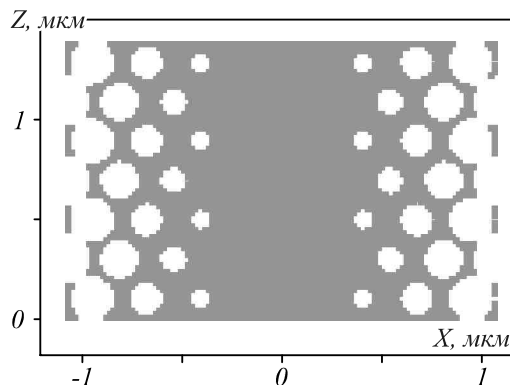


Рис. 3. Распределение показателя преломления в линзе в плоскости  $XZ$  после оптимизации ширины и высоты (серый цвет –  $n = 1,56$ , белый цвет –  $n = 1$ )

Наибольшее значение для получения острой фокусировки имеет часть света, падающего на края линзы. Если линза освещается светом с гауссовым распределением интенсивности с радиусом  $\sigma$  вдоль оси  $X$ , равным половине ширины линзы, острота фокусировки падает значительно. На рис. 4 пред-

ставлено распределение интенсивности поля на расстоянии 10 нм за линзой для гауссова источника света с радиусом вдоль оси  $X$   $\sigma = 1,275$  мкм в двумерном случае. Для рис. 4 ширина фокусного пятна  $\text{FWHM} = 0,35 \lambda$ , что примерно на 30% больше, чем в случае плоской падающей волны. Однако в волноводе с постоянным показателем преломления устанавливается основная мода с почти гауссовым распределением интенсивности. Для увеличения интенсивности падающего света на края линзы ширина волновода  $W$  была выбрана больше ширины линзы, а радиус гауссова пучка вдоль оси  $X$  был принят  $\sigma = 2,75$ . Таким образом, на линзу попадает центральная часть гауссова пучка, амплитуда которого на краях линзы падает приблизительно до 0,8 от максимума по центру линзы. Это улучшает остроту фокусировки, хотя и уменьшает её эффективность.

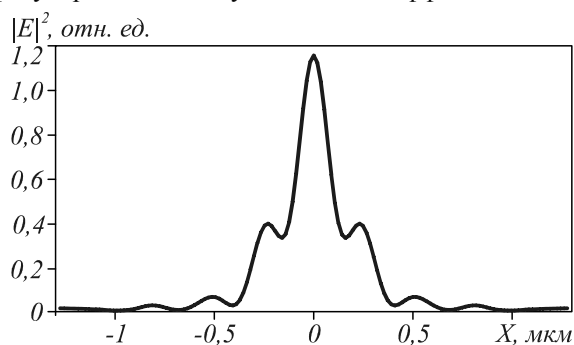


Рис. 4. Распределение интенсивности за линзой, освещённой гауссовым пучком с радиусом вдоль оси  $X$   $\sigma = 1,275$  мкм в двумерном случае,  $W = W_L$

**Моделирование в трёхмерном случае**

Трёхмерная оптическая схема и внешний вид линзы с волноводом изображены на рис. 5. Ось  $Z$  проходит через оптическую ось системы – по центру планарного волновода (хотя на рис. 5 она нарисована сбоку).

Основной волновод шириной  $W$  продолжается по бокам линзы, при этом между ним и ФК-линзой имеются щели шириной  $x_1$ . Таким образом часть света, не попавшая на линзу, распространяется дальше за неё и может быть отведена по двум волноводам за пределы области фокуса. Моделирование показало, что в трёхмерном случае на ширину фокусного пятна ФК-линзы влияет как толщина плёнки волновода, так и величина зазора  $x_1$  по бокам линзы.

Моделирование трёхмерной оптической схемы проводилось при следующих параметрах: радиус распространяющегося в волноводе гауссова пучка  $\sigma = 2,75$  мкм, длина волновода между источником и линзой  $L = 6$  мкм, ширина волновода  $W = 5,5$  мкм, интервал разбиения сетки отсчётов по всем трём координатам равен  $\lambda/20$ . Размеры линзы  $W_L$  и  $H_L$  те же, что и на рис. 4. На рис. 6 показаны мгновенные распределения амплитуды поля  $E_y$  в момент времени  $ct = 12$  мкм, где  $c$  – скорость света в вакууме. Волновод освещён волной с напряжённостью электри-

ческого поля  $E_y$ , а в фокусе линзы рассчитывалась интенсивность  $I = |E^2| = |E_y|^2 + |E_z|^2$ , где  $E_z$  – продольная составляющая электрического вектора.

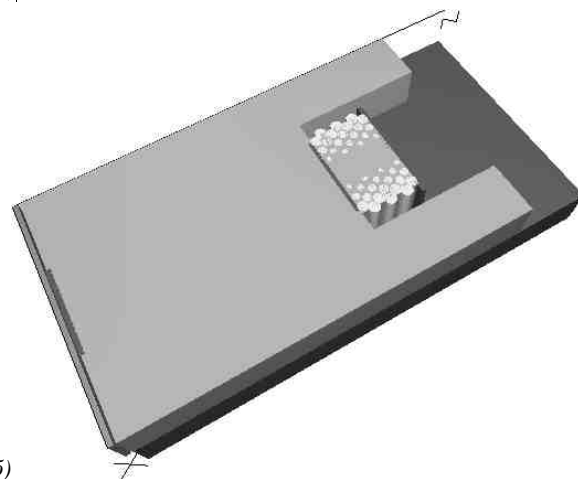
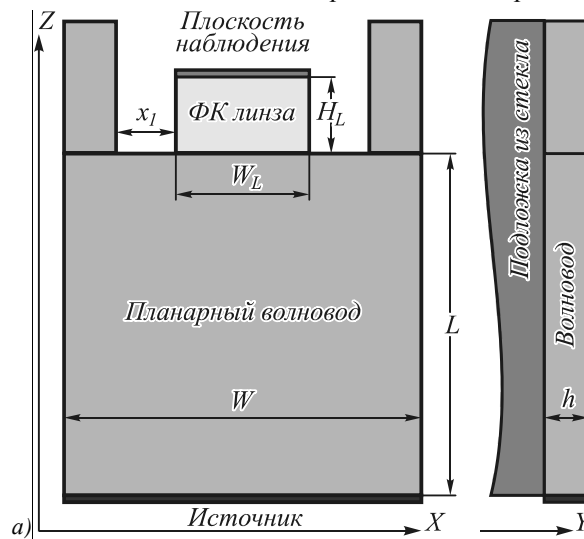


Рис. 5. Трёхмерная оптическая схема планарной ФК-линзы на подложке из плавящего кварца (а) и 3D вид (б)

Из мгновенных распределений поля  $E_y$  видно, что после достижения конца линзы часть света переходит в подложку и начинает распространяться вглубь, другая часть выходит в окружающее пространство над подложкой. Также видно, что за счёт избыточной ширины  $W$  волновода по отношению к ширине линзы  $W_L$  на линзу попадает центральная часть из гауссова пучка в волноводе. За счёт этого достигается более равномерная интенсивность падающего поля как по центру, так и на краях ФК-линзы, что улучшает остроту фокусировки.

На рис. 7а представлена зависимость ширины фокусного пятна по полуспаду интенсивности от толщины волновода, измеренная по центру волновода. Зазор по краям линзы при этом был принят  $x_1 = 0,11$  мкм.

Из рис. 7а видно, что чем меньше толщина волновода  $h$ , тем шире фокусное пятно вдоль оси  $X$ . С другой стороны, чем меньше толщина волновода  $h$ , тем меньше доля света, распространяющаяся в плёнке волновода в виде моды.

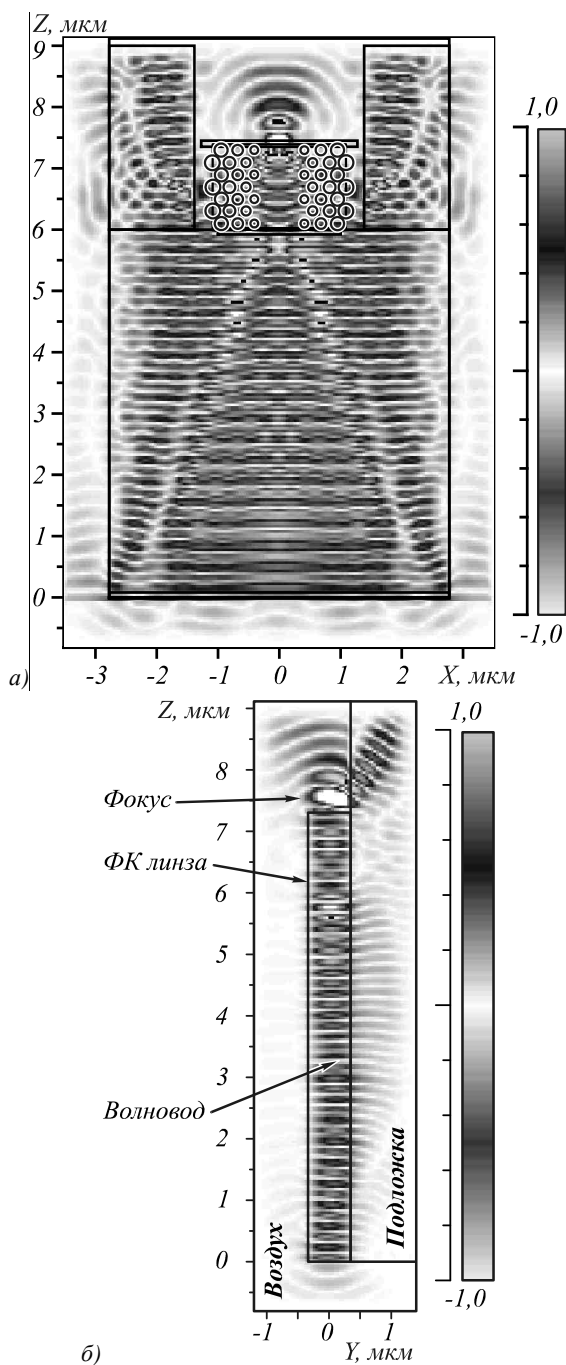


Рис. 6. Мгновенное распределение поля  $E_x$  в момент времени  $sT=12$  мкм в плоскости  $XZ$ ,  $Y=0$  (а) и в плоскости  $YZ$ ,  $X=0$  (б), ТЕ-поляризация

Зависимость максимума усреднённой по времени интенсивности в фокусе линзы от толщины волновода показана на рис. 7б. Видно, что с уменьшением толщины волновода  $h$  менее 0,75 мкм интенсивность света в фокусе линзы падает, что свидетельствует о потере света, уходящего в подложку. Однако с увеличением толщины волновода увеличивается соотношение глубины травления к диаметру отверстий, составляющих фотонный кристалл (аспектное отношение), что усложняет изготовление ФК-линзы средствами электронной литографии. Оптимальным было выбрано значение высоты  $h=0,6$  мкм.

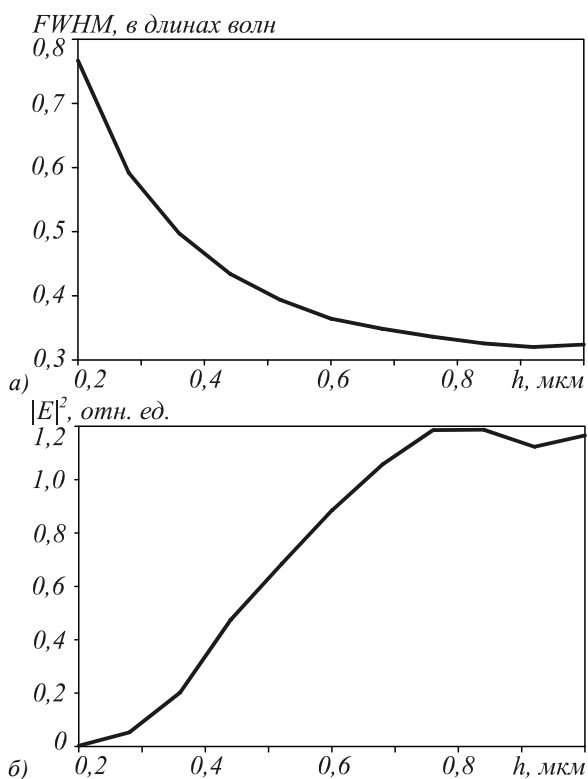


Рис. 7. Зависимость ширины фокусного пятна линзы от толщины плёнки волновода (а); зависимость величины максимума интенсивности  $|E|^2$  в фокусе от толщины волновода (б);  $x_1=0,11$  мкм для обоих графиков

На рис. 8 показана зависимость ширины фокусного пятна вдоль оси  $X$  через центр волновода по полуспаду интенсивности от расстояния  $x_1$ . Видно, что наиболее оптимальное расстояние  $x_1=0,11$  мкм. При этом достигается минимальное фокусное пятно  $FWHM=0,365\lambda$  и максимальная интенсивность в фокусе. Эффективность фокусировки по полуспаду интенсивности при этом равна 41%. При другой толщине волновода  $h$  меняется только интенсивность в фокусном пятне, оптимальное расстояние  $x_1$  остаётся постоянным.

На рис. 9 показана форма фокусного пятна за линзой при оптимальных параметрах:  $x_1=0,11$  мкм,  $h=0,6$  мкм. Видно, что в трёхмерном случае боковые лепестки проявляются слабее (15%), чем в двумерном случае (30%), как в случае плоской падающей волны на линзу (рис. 2б), так и в случае гауссова распределения (рис. 4). Ширина фокусного пятна вдоль оси  $X$   $FWHM=0,365\lambda$ .

Поскольку линза планарная, вдоль оси  $Y$  фокус не наблюдается, ширина по полуспаду интенсивности вдоль оси  $Y$   $FWHM=0,74\lambda$ .

Если же убрать фотонный кристалл (заполнить отверстия тем же материалом), то фокус в плоскости наблюдения превращается в интерференционную картину, состоящую из трёх пиков интенсивности равной величины, причём центральный пик интенсивности становится шире, в этом случае его ширина  $FWHM=0,46\lambda$ . Это показано на рис. 10. Все остальные параметры моделирования те же, что и на рис. 9.

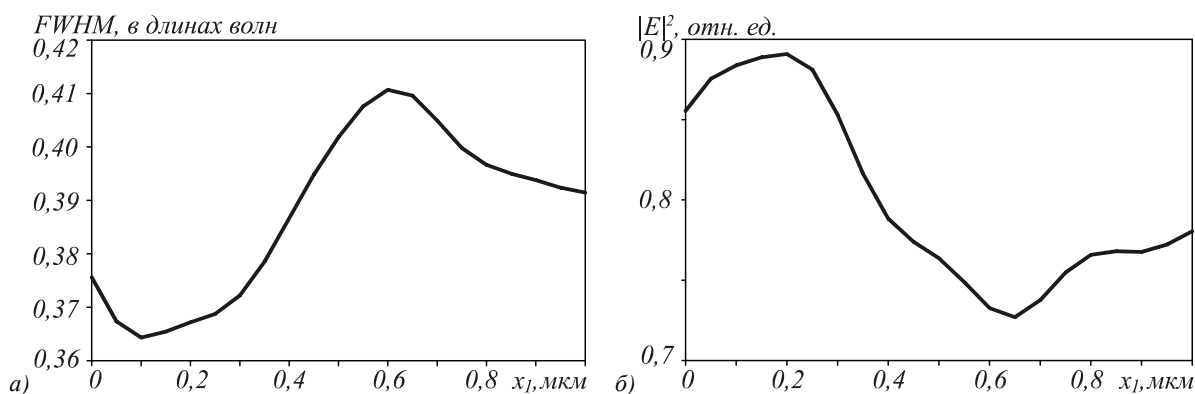


Рис. 8. Зависимость ширины фокуса FWHM вдоль оси X (а) и зависимость интенсивности  $|E|^2$  в центральной части фокусного пятна (б) от расстояния  $x_1$  между линзой и частями волновода вдоль линзы, толщина волновода  $h=0,6$  мкм

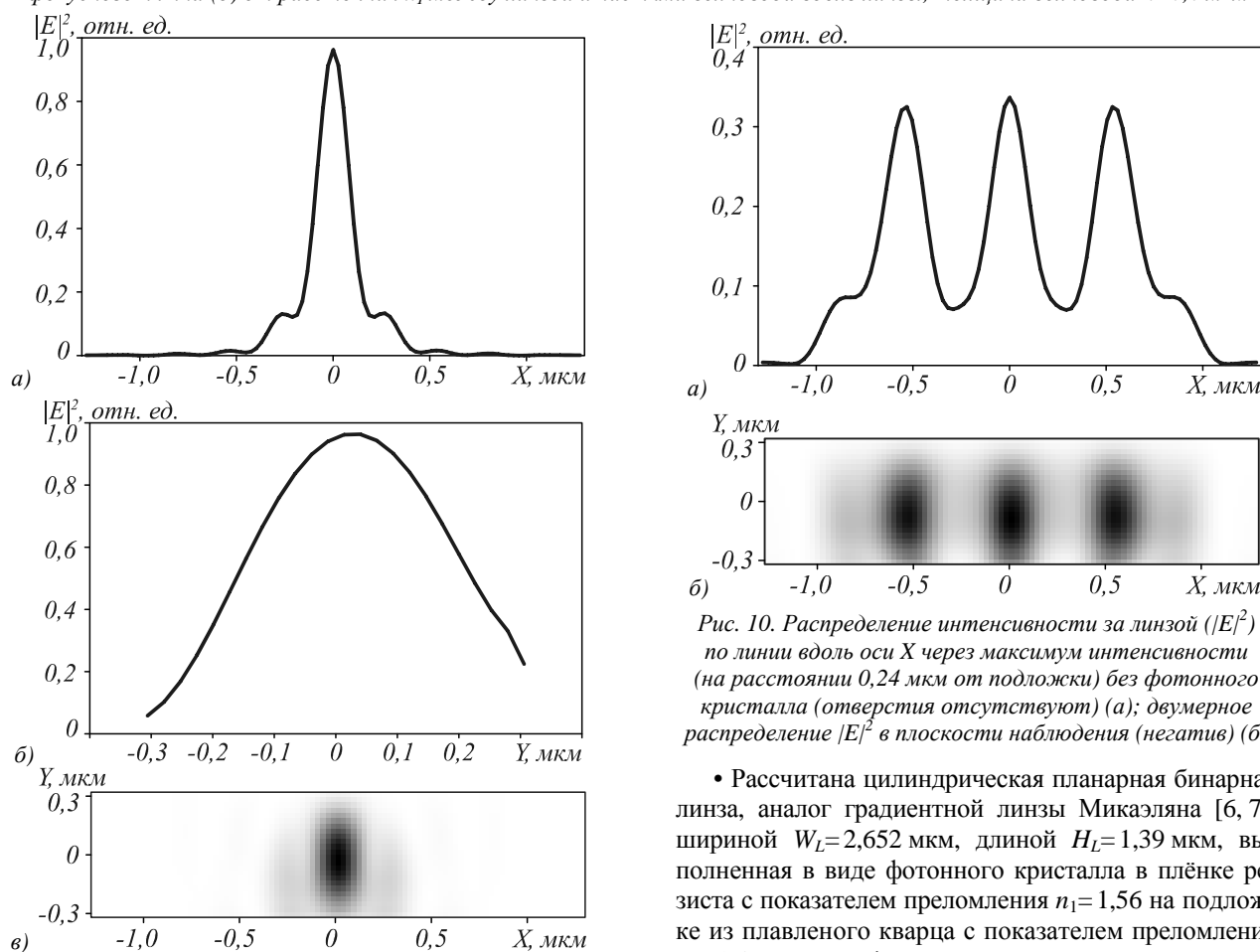


Рис. 9. Распределение интенсивности  $|E|^2$  за линзой по линии вдоль оси X через максимум интенсивности (по центру волновода) с ФК-линзой (а); вдоль оси Y через центр волновода (б); двумерное распределение интенсивности  $|E|^2$  в плоскости наблюдения (негатив) (в)

Из рис. 10 также видно, что в случае отсутствия ФК-линзы несимметричность оптической схемы вдоль оси Y (наличие подложки с близким показателем преломления) сказывается на положении максимумов интенсивности, они смещены в сторону подложки примерно на 60 нм. При наличии фотонного кристалла, образующего линзу, этого эффекта не наблюдается.

### Заключение

В работе получены следующие результаты:

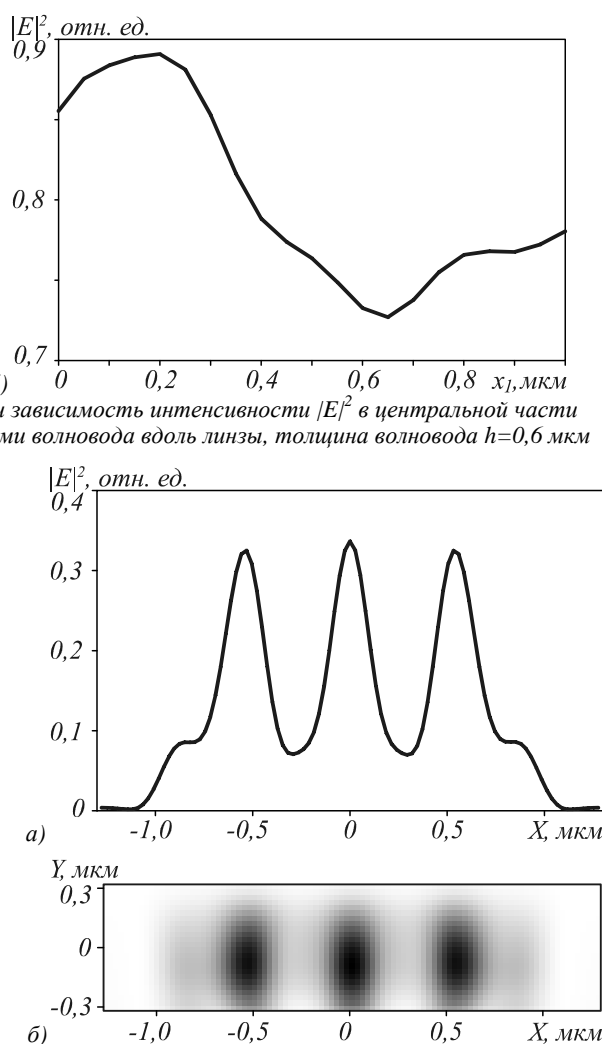


Рис. 10. Распределение интенсивности за линзой ( $|E|^2$ ) по линии вдоль оси X через максимум интенсивности (на расстоянии 0,24 мкм от подложки) без фотонного кристалла (отверстия отсутствуют) (а); двумерное распределение  $|E|^2$  в плоскости наблюдения (негатив) (б)

- Рассчитана цилиндрическая планарная бинарная линза, аналог градиентной линзы Микаэляна [6, 7], шириной  $W_L=2,652$  мкм, длиной  $H_L=1,39$  мкм, выполненная в виде фотонного кристалла в плёнке резиста с показателем преломления  $n_1=1,56$  на подложке из плавленого кварца с показателем преломления  $n_0=1,46$ , которая фокусирует свет с ТЕ-поляризацией,  $\lambda=532$  нм на своей границе с шириной по полуспаду интенсивности вдоль оси, поперечной волноводу,  $FWHM=0,28\lambda$  в двумерном случае и  $FWHM=0,365\lambda$  в трёхмерном случае; эффективность фокусировки света в трёхмерном случае равна 41%. Этот диаметр меньше, чем было получено для 3D цилиндрической линзы Микаэляна в [6], и меньше, чем диаметр фокусного пятна, полученный с помощью микросфер из латекса ( $n=1,59$ ) диаметром 3 мкм [10].

- Показано, что за счёт изменения длины и ширины бинарной линзы от расчётных значений удалось уменьшить ширину фокусного пятна с  $FWHM=0,361\lambda$  до  $FWHM=0,28\lambda$  в двумерном слу-

чае, при этом возникли дополнительные боковые лепестки рядом с основным максимумом интенсивности, составляющие 30% от основного максимума.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт № 14.740.11.0016), грантов Президиума РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-4128.2012.9) и молодого кандидата наук (МК-3912.2012.2), а также гранта РФФИ № 12-07-00269.

### Литература

1. **Huang, K.** Design of DOE for generating a needle of a strong longitudinally polarized field / K. Huang, P. Shi, X. Kang, X. Zhang [et al.] // Opt. Lett. – 2010. – V. 35, N 7. – P. 965-967.
2. **Rajesh, K.B.** Improvement of lens axicon's performance for longitudinally polarized beam generation by adding a dedicated phase transmittance / K.B. Rajesh, Z. Jaroszewicz, P.M. Anbarasan // Opt. Express. – 2010. – V. 18, N 26. – P. 26799-26805.
3. **Kitamura, K.** Sub-wavelength focal spot with long depth of focus generated by radially polarized, narrow-width annular beam / K. Kitamura, K. Sakai, S. Noda // Opt. Express. – 2010. – V. 18, N 5. – P. 4518-4525.
4. **Yuan, G.H.** Nondiffracting transversally polarized beam / G.H. Yuan, S.B. Wei, X. Yuan // Opt. Lett. – 2011. – V. 36, N 17. – P. 3479-3481.
5. **McCloskey, D.** Low divergence photonic nanojets from  $\text{Si}_3\text{N}_4$  microdisks / D. McCloskey, J.J. Wang, J.F. Donegan // Optics Express. – 2011. – V. 20, N 1. – P. 128-140.
6. **Kotlyar, V.V.** Sharply focusing a radially polarized laser beam using a gradient Mikaelian's microlens / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev // Optics Comm. – 2008. – V. 282. – P. 459-464.
7. **Котляр, В.В.** Градиентные элементы микрооптики для достижения сверхразрешения / В.В. Котляр, А.А. Ковалёв, А.Г. Налимов // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33, N 4. – С. 369-378.
8. **Tan, Q.** Diffractive superresolution elements for radially polarized light / Q. Tan, K. Cheng, Z. Zhou, G. Jin // J. Opt. Soc. Am. A. – 2010. – V. 27, N 6. – P. 1355-1360.
9. <http://www.fluoride.su/Silicon.html>
10. **Ferrand, P.** Direct imaging photonic nanojets / P. Ferrand, J. Wenger, A. Devilez, M. Pianta [et al.] // Opt. Express. – 2008. – V. 16, N 10. – P. 6930-6940.
11. **Chien, H.T.** Focusing of electromagnetic waves by periodic arrays of air holes with gradually varying radii / H.T. Chien and C.C. Chen // Opt. Exp. – 2006. – V. 14. – P. 10759.

### References

1. **Huang, K.** Design of DOE for generating a needle of a strong longitudinally polarized field / K. Huang, P. Shi, X. Kang, X. Zhang [et al.] // Opt. Lett. – 2010. – V. 35, N 7. – P. 965-967.
2. **Rajesh, K.B.** Improvement of lens axicon's performance for longitudinally polarized beam generation by adding a dedicated phase transmittance / K.B. Rajesh, Z. Jaroszewicz, P.M. Anbarasan // Opt. Express. – 2010. – V. 18, N 26. – P. 26799-26805.
3. **Kitamura, K.** Sub-wavelength focal spot with long depth of focus generated by radially polarized, narrow-width annular beam / K. Kitamura, K. Sakai, S. Noda // Opt. Express. – 2010. – V. 18, N 5. – P. 4518-4525.
4. **Yuan, G.H.** Nondiffracting transversally polarized beam / G.H. Yuan, S.B. Wei, X. Yuan // Opt. Lett. – 2011. – V. 36, N 17. – P. 3479-3481.
5. **McCloskey, D.** Low divergence photonic nanojets from  $\text{Si}_3\text{N}_4$  microdisks / D. McCloskey, J.J. Wang, J.F. Donegan // Optics Express. – 2011. – V. 20, N 1. – P. 128-140.
6. **Kotlyar, V.V.** Sharply focusing a radially polarized laser beam using a gradient Mikaelian's microlens / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev // Optics Comm. – 2008. – V. 282. – P. 459-464.
7. **Kotlyar, V.V.** Gradient microoptics elements for superresolution achieving / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.G. Nalimov // Computer optics. – 2009. – V. 33, N 4. – P. 369-378. – (In Russian).
8. **Tan, Q.** Diffractive superresolution elements for radially polarized light / Q. Tan, K. Cheng, Z. Zhou, G. Jin // J. Opt. Soc. Am. A. – 2010. – V. 27, N 6. – P. 1355-1360.
9. <http://www.fluoride.su/Silicon.html>
10. **Ferrand, P.** Direct imaging photonic nanojets / P. Ferrand, J. Wenger, A. Devilez, M. Pianta [et al.] // Opt. Express. – 2008. – V. 16, N 10. – P. 6930-6940.
11. **Chien, H.T.** Focusing of electromagnetic waves by periodic arrays of air holes with gradually varying radii / H.T. Chien and C.C. Chen // Opt. Exp. – 2006. – V. 14. – P. 10759.

## PLANAR BINAR LENSE PARAMETERS OPTIMISATION FOR VISIBLE LIGHT

A.G. Nalimov, V.V. Kotlyar

Image Processing Systems Institute of the RAS,

S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (National Research University)

### Abstract

A modeling of the focusing of linear-polarized light by a binar cylindrical lens, analog of gradient Mikaelian lens was carried out for a visible light with a wavelength of  $\lambda = 0.532$  nm. The refraction number of the lens is  $n = 1.56$ , which corresponds to electronic resist. The minimum focus spot diameter at the end side of the lens was calculated full width half maximum as 0.37 of the wavelength. Efficiency of the focusing is equal to 41%. Modeling was carried out in by FDTD-method in the commercial program FullWave, Rsof design group.

**Key words:** gradient binar lens, photonic crystal, planar waveguide, cylindrical lens.

### Сведения об авторах

Сведения об авторах **Котляр Виктор Викторович** и **Налимов Антон Геннадьевич** – см. стр. 307 и 315 этого номера, соответственно.

В редакцию поступила 12 мая 2012 г.