

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОКУСИРОВКИ ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА С ПОМОЩЬЮ СУБВОЛНОВОГО БИНАРНОГО АКСИКОНА

Котляр В.В., Стафеев С.С., Ковалёв А.А., Налимов А.Г.

Институт систем обработки изображений РАН,

*Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)*

Аннотация

Методом разностного решения уравнений Максвелла показано, что при освещении линейно-поляризованным гауссовым лазерным пучком стеклянного бинарного аксикона с субволновым периодом ($0,98\lambda$) в непосредственной близости от поверхности аксикона на оптической оси формируется эллиптическое фокусное пятно с диаметрами по главным осям $0,26\lambda$ и $0,61\lambda$ (площадь пятна $0,125\lambda^2 = 0,29\lambda^2/n^2$, λ – длина волны, n – показатель преломления), глубиной фокуса $0,4\lambda$, максимальной интенсивностью в фокусе в 45 раз большей максимальной интенсивности падающего света. Это минимальное фокусное пятно, которое можно сформировать с помощью бинарного аксикона с уровнем боковых лепестков меньшим 30%.

Ключевые слова: острая фокусировка, субволновый бинарный аксикон, FDTD-метод.

Введение

Фокусировка света в ближней зоне с помощью элементов микрооптики с субволновыми неоднородностями интенсивно изучается, так как субволновое фокусное пятно может использоваться в нанолитографии, микроскопии ближнего поля и оптической микроманипуляции. Фокусное пятно, сформированное вблизи поверхности раздела сред, имеет несколько преимуществ перед острой фокусировкой в дальней зоне (в фокусе высокоапертурного объектива). Во-первых, из-за наличия в ближней зоне затухающих поверхностных волн можно сформировать фокусное пятно много меньше длины волны. Во-вторых, это фокусное пятно будет меньше в n раз (n – показатель преломления фокусирующего элемента), чем фокусное пятно в дальней зоне. В-третьих, интенсивность в фокусе будет в n^2 раз больше, чем интенсивность в вакууме. И, в-четвёртых, в ближней зоне субволнового оптического элемента будут присутствовать, кроме затухающих волн, и распространяющиеся волны (нулевой порядок дифракции), которые могут достичь наблюдателя в дальней зоне. В [1,2] описаны реальные отражательные сканирующие микроскопы ближнего поля, в которых используются оптические элементы, фокусирующие вблизи своей поверхности. Примеров недавних работ, в которых изучается субволновая фокусировка лазерного света, множество. Например, в [3] экспериментально изучается фокусировка света с помощью кольцевой структуры (3 кольца с числовой апертурой $NA=0,91$), выполненной в плёнке золота, толщиной 100 нм, напылённой на торец одномодового волокна диаметром 2 мкм (длина волны 808 нм). Эта структура формировала на расстоянии 1,2 мкм эллиптическое фокусное пятно с диаметрами по главным осям эллипса $0,42\lambda$ и $0,52\lambda$. Заметим, что эффективность такой фокусировки низкая (5%). В [4] численно показано, что специально подобранные 9 наношелей в плёнке золота действуют как цилиндрическая линза и формируют на расстоянии $0,5\lambda$ поперечный фокусный отрезок шириной $FWHM=0,22\lambda$ ($\lambda=633$ нм). В [5] с помощью 2 сквозных и 2 несквозных наношелей в плёнке серебра толщиной 200 нм также сформирован поперечный фокусный отрезок длиной около 1 мкм и

шириной $FWHM=0,29\lambda$ (расчёт) и $FWHM=0,34\lambda$ (эксперимент) на расстоянии $0,3\lambda$ от плёнки.

Экспериментально бинарный микроаксикон исследовался в [6] с помощью микроскопа ближнего поля. Было показано, что на расстоянии 1 мкм от аксикона, освещённого линейно-поляризованным лазерным светом, формировалось почти круглое фокусное пятно с диаметром $FWHM=0,58\lambda$. Если учесть, что числовая апертура этого аксикона была равна $NA=0,67$ (период – 800 нм, длина волны – 532 нм), то диаметр этого пучка ($FWHM=0,39\lambda/NA$) будет меньше дифракционного предела ($FWHM=0,51\lambda/NA$). В [7] моделировались бинарные аксикон и биаксикон (аксикон со сбоем фазы по диаметру) с $NA=1$ (период T равен $\lambda=10,6$ мкм). Было показано, что вблизи биаксикона при линейной поляризации формируется круглое пятно с диаметром $FWHM=0,32\lambda$ и площадью $HMA=0,08\lambda^2$. С учётом показателя преломления материала биаксикона ($n=2,4$) диаметр и площадь пятна будут иметь следующие значения: $FWHM=0,76\lambda/n$ и $HMA=0,46\lambda^2/n^2$. Данный результат получен для дальнего ИК-диапазона, который используется обычно в лазерных технологиях, а получить его для видимого диапазона не удалось. Так, в [8] моделирование бинарного биаксикона с NA от 0,97 до 1,01 (рис. 3б и табл. 1) показало, что на расстояниях, равных $0,6\lambda$ и λ ($\lambda=532$ нм), не возникает круглого фокусного пятна и диаметр вдоль поляризации равен $FWHM=0,34\lambda$ (боковые лепестки составляют 75%). В [8] также экспериментально исследовались бинарные аксикон и биаксикон с $T=500$ нм ($NA=1,06$). Для аксикона были получены эллиптические световые пятна на расстоянии 100 нм ($FWHM\ 0,40\lambda \times 0,54\lambda$) и 650 нм ($FWHM\ 0,48\lambda \times 0,52\lambda$). С учётом числовой апертуры эти фокусные пятна больше, чем полученные в [6] ($FWHM=0,39\lambda/NA$). Кроме того, в [8] так и не удалось получить круглое световое пятно с помощью биаксикона (получено пятно в виде участка дуги).

В данной работе методом разностного решения уравнений Максвелла (FDTD-методом) показано, что при освещении линейно-поляризованным гауссовым лазерным пучком ($\lambda=532$ нм) стеклянного бинарного аксикона с периодом $0,98\lambda$ в непосредственной близи

от поверхности аксикона на оптической оси формируется эллиптическое фокусное пятно. Диаметры фокусного пятна по полуспаду интенсивности (FWHM) по главным осям равны $0,26\lambda$ и $0,61\lambda$. Площадь фокусного пятна по полуспаду интенсивности (НМА) равна $0,125\lambda^2$, что меньше, чем можно получить в фокусе зонной пластинки [9] или в фокусе параболического зеркала [10] для радиально-поляризованного света и с приемлемым уровнем боковых лепестков. Глубина фокуса по полуспаду интенсивности (DOF) равна $0,4\lambda$, максимальная интенсивность в фокусе в 45 раз больше, чем максимальная интенсивность падающего света, а боковые лепестки составляют 30% от максимального значения интенсивности. Это минимальное фокусное пятно, которое можно сформировать с помощью бинарного аксикона с таким уровнем боковых лепестков. Если для данного случая рассчитать не интенсивность, а поток энергии (модуль проекции на оптическую ось вектора Умова–Пойнтинга), то вместо эллиптического фокусного пятна будет круглое с диаметром немного большим, чем минимальный диаметр эллиптического пятна.

Результаты моделирования

Моделировалось прохождение линейно-поляризованного гауссова пучка с длиной волны $\lambda = 532$ нм и радиусом $\omega = 7\lambda$ через бинарный микроаксикон с радиусом $R = 8$ мкм, показателем преломления материала $n = 1,52$ и высотой рельефа $h = 532$ нм. Подложка считалась бесконечной, и поэтому не учитывалось френелевское отражение (около 4%) от её гладкой поверхности (этой поверхности просто нет в расчётной схеме). Источник излучения (перетяжка гауссова пучка) находился на расстоянии $0,5$ мкм от ближайшей точки рельефа поверхности аксикона.

Моделирование проводилось BOR-FDTD методом [11], шаг сетки по пространству – $\lambda/50$, по времени – $\lambda/100c$, где c – скорость света в вакууме. Рассматривались аксиконы с периодами от $T = 500$ нм до $T = 700$ нм. При $T > \lambda$ фокусное пятно (максимальная интенсивность на оптической оси) формируется на некотором расстоянии от ступенчатой поверхности аксикона. Например, при $T = 700$ нм – на расстоянии $f = 3\lambda$, при $T = 650$ нм – на расстоянии $f = 2,5\lambda$. При дальнейшем уменьшении периода аксикона T фокус приближается к поверхности и при $T = \lambda$ достигает ступенчатой поверхности аксикона (поверхности центрального цилиндрического выступа аксикона диаметром T). При дальнейшем уменьшении периода аксикона максимум интенсивности на оптической оси возникает внутри бинарного аксикона, а за поверхностью аксикона в свободном пространстве осевая интенсивность монотонно спадает. Это согласуется со скалярной теорией, в которой бинарный аксикон рассматривается как кольцевая дифракционная решётка, числовая апертура которой рассчитывается по формуле решётки $NA = \sin\theta = \lambda/T$. Из этой формулы следует, что при $T < \lambda$ угол дифракции θ будет больше 90 градусов, то есть фокус на оптической оси будет формироваться

внутри аксикона. При этом ($T < \lambda$) в приложениях можно использовать осевую интенсивность сразу за поверхностью аксикона, так как вблизи поверхности интенсивность достигает относительно большой величины по сравнению с интенсивностью падающего излучения. Например, интенсивность в фокусе при $T = 700$ нм равна 15 относительным единицам, а интенсивность вблизи поверхности аксикона при $T = 510$ нм равна 60 относительным единицам, то есть в 60 раз больше, чем интенсивность падающего света. Недостатком фокусного пятна для аксикона с периодом $T = 510$ нм является то, что боковые лепестки достигают 50% от максимального значения интенсивности и не позволяют использовать фокусное пятно в приложениях. Из всех рассмотренных примеров оптимальными параметрами обладало фокусное пятно для аксикона с периодом $T = 520$ нм. На рис. 1а показано осевое распределение интенсивности для бинарного аксикона с периодом $T = 520$ нм. На рис. 1б показан его увеличенный фрагмент. Заштрихованная область на рис. 1б соответствует области внутри аксикона. Видно, что максимум интенсивности на оси находится внутри аксикона, а за аксиконом интенсивность спадает монотонно и имеет глубину фокуса по полуспаду интенсивности (считая от поверхности аксикона) $DOF = 0,4\lambda$.

На рис. 2 показаны поперечные сечения интенсивности «фокуса» в свободном пространстве в непосредственной близости от поверхности аксикона. На рис. 2а показано центральное сечение по оси, перпендикулярной плоскости поляризации падающего света, а на рис. 2б – центральное сечение интенсивности в фокусе по оси, параллельной плоскости поляризации света. Видно, что в фокусе сформировался эллипс, меньший диаметр которого по полуспаду интенсивности равен $FWHM = 0,26\lambda$, а больший диаметр равен $FWHM = 0,61\lambda$. Эти значения рассчитаны с точностью $\pm 0,01\lambda$. Боковые лепестки картины дифракции на рис. 2а составляют 30% от максимального значения интенсивности. Максимальная интенсивность в фокусе в 45 раз превышает интенсивность падающего света. Это наименьшее фокусное пятно, которое можно получить для линейно-поляризованного света с помощью стеклянного бинарного микроаксикона с боковыми лепестками меньшими 50%. У аксиконов с периодом 510 нм и 500 нм фокусные пятна меньше, чем у аксикона с периодом 520 нм (табл. 1), но боковые лепестки вокруг центрального фокуса превышают 50%.

Фокусное пятно на рис. 2 имеет эллиптическую форму, и его площадь по полуспаду интенсивности равна $HMA = 0,125\lambda^2$. Значение НМА вычислялось как площадь эллипса ($\pi ab/4$) с диаметрами по главным осям (a и b), взятыми из двух последних столбцов табл. 1. Это значение ($HMA = 0,125\lambda^2$) меньше, чем площадь минимального круглого пятна, предсказанного теоретически для зонной пластинки ($HMA = 0,154\lambda^2$) в [9] и экспериментально полученного с помощью параболического зеркала ($HMA = 0,134\lambda^2$) в [10] при фокусировке радиально-поляризованного лазерного света.

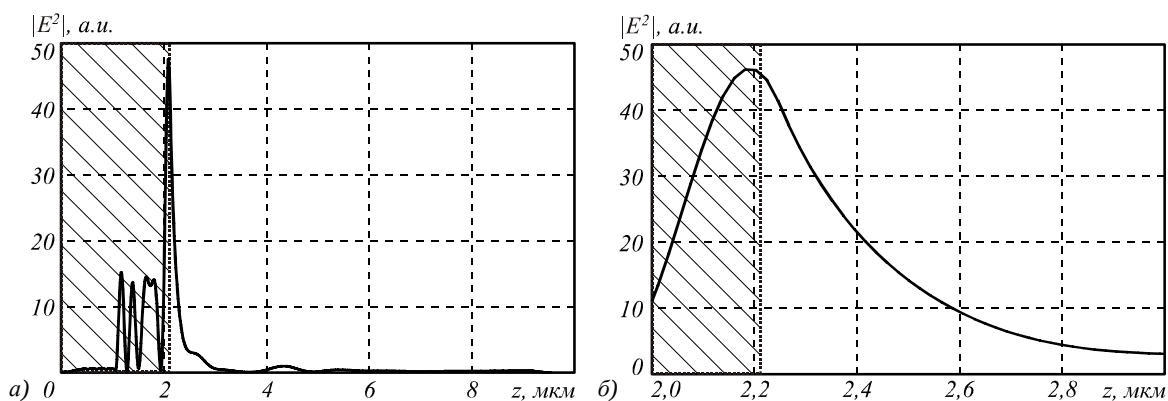


Рис. 1. Распределение интенсивности вдоль оптической оси аксикона с периодом $T = 520$ нм (а), увеличенный фрагмент этой кривой (заштрихованная область соответствует области внутри аксикона) (б)

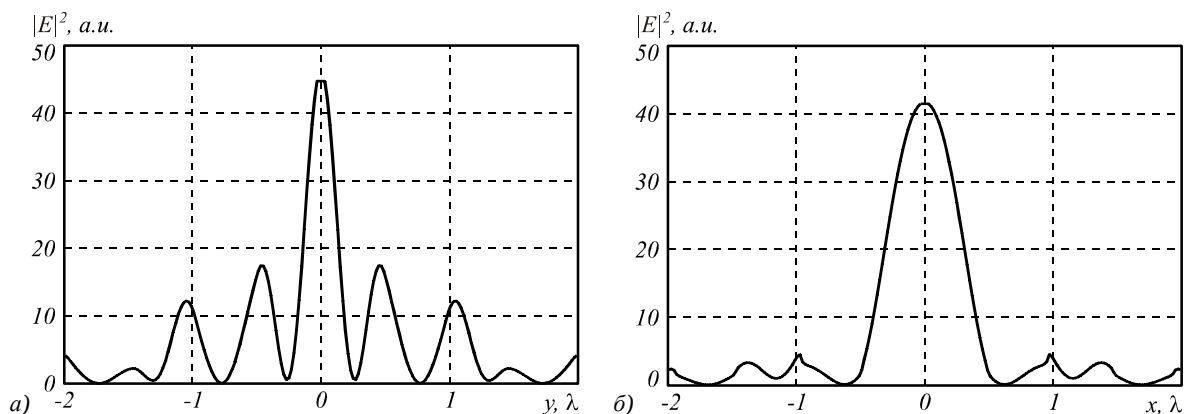


Рис. 2. Распределение интенсивности в плоскости (а) перпендикулярной и (б) параллельной к направлению поляризации непосредственно за границей рельефа аксикона

Таблица 1. Значения диаметров фокусного пятна по полуспаду интенсивности FWHM, рассчитанных для аксиконов с разными периодами T для длины волны $\lambda = 532$ нм

Период аксикона T , нм	Интенсивность на оси z в плоскости фокуса, а.е.	Диаметры фокусного пятна	
		вдоль оси y , перпендикулярной плоскости поляризации FWHM _y , λ	вдоль оси x , параллельной плоскости поляризации FWHM _x , λ
700	15	0,48	0,73
600	20	0,39	0,79
590	17	0,37	0,81
580	18	0,36	0,85
570	21	0,35	0,86
560	21	0,35	0,85
550	15	0,36	0,87
540*	7	0,32	0,82
532*	30	0,28	0,73
530*	25	0,29	0,75
520*	45	0,26	0,61
510*	60	0,26	0,52
500*	35	0,24	0,56

* – фокус рассчитан непосредственно за границей рельефа аксикона, т.к. максимальное значение интенсивности находится внутри аксикона.

Из табл. 1, в частности, видно, что с ростом периода аксикона (и ростом расстояния, на котором формируется фокус) степень эллиптичности фокусного пятна уменьшается. Так, при $T = 700$ нм отношение главных осей фокусного пятна равно 0,66, а при $T = 530$ нм это отношение равно 0,39.

Для проверки правильности предыдущих расчётов было проведено сравнение результатов фокусировки линейно-поляризованного гауссова пучка бинарным аксиконом (рис. 3), полученных с помощью разных программ. На рис. 4 приведены сечения интенсивности фокусного пятна поперёк плоскости поляризации для аксикона с периодом $T = \lambda$ (рис. 3), рассчитанные с помощью BOR-FDTD метода (рис. 4а) и FDTD метода в декартовых координатах, реализованного с помощью программы FullWAVE (рис. 4б). У обоих сечений фокусного пятна на рис. 4 диаметр по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM}_y = 0,28\lambda$. Заметим, что на рис. 4а и 4б разные нормировки, поэтому и разные числовые значения интенсивности.

Параметры моделирования в FullWAVE: шаг сетки по пространству – $0,028 \text{ мкм} = \lambda/19$, по времени – $0,011 \text{ мкм}/c = \lambda/48c$, где c – скорость света в вакууме. Плоскость поляризации совпадает с плоскостью XZ .

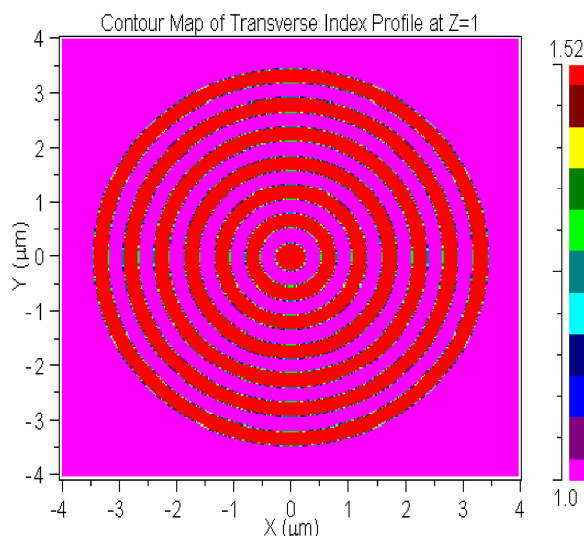


Рис. 3. Расположение бинарного микроаксикона с периодом $T = \lambda$ в расчётном поле (кольца имеют показатель преломления 1,52, а фон имеет показатель преломления 1)

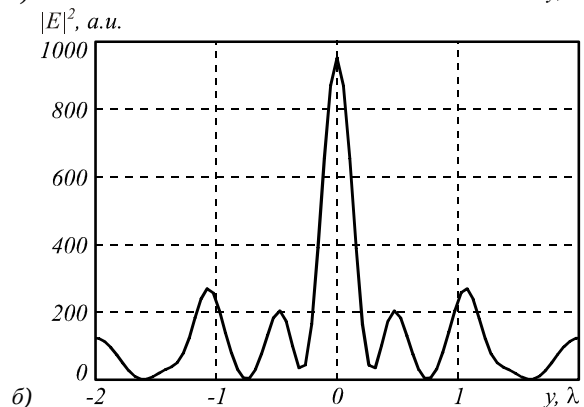
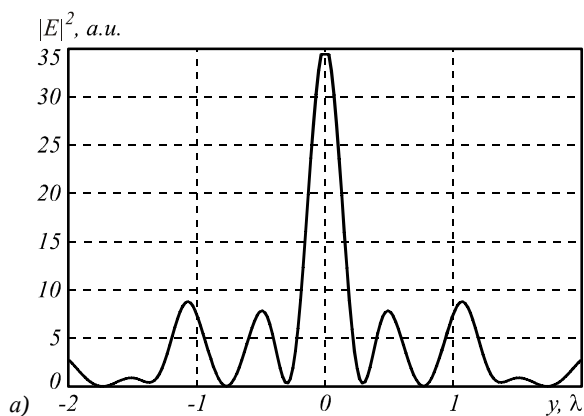


Рис. 4. Распределение интенсивности в плоскости, перпендикулярной к направлению поляризации, непосредственно за границей рельефа аксикона с периодом $T = 532$ нм, рассчитанное с помощью BOR-FDTD метода (а) и с помощью FullWAVE (б)

Интересно заметить, что при расчёте не интенсивности (плотность световой энергии), а потока световой энергии (модуль проекции на оптическую ось вектора Умова–Пойнтинга) вместо эллиптического фокусного пятна возникает круглое пятно с диаметром немного большим, чем меньший диаметр эллиптического фокусного пятна интенсивности. На

рис. 5а показана двумерная картина интенсивности (в полутонах серого, рассчитанная с помощью Full-WAVE) вблизи бинарного аксикона с периодом $T = \lambda$ (рис. 3), а на рис. 5б показана картина потока световой энергии в той же плоскости.

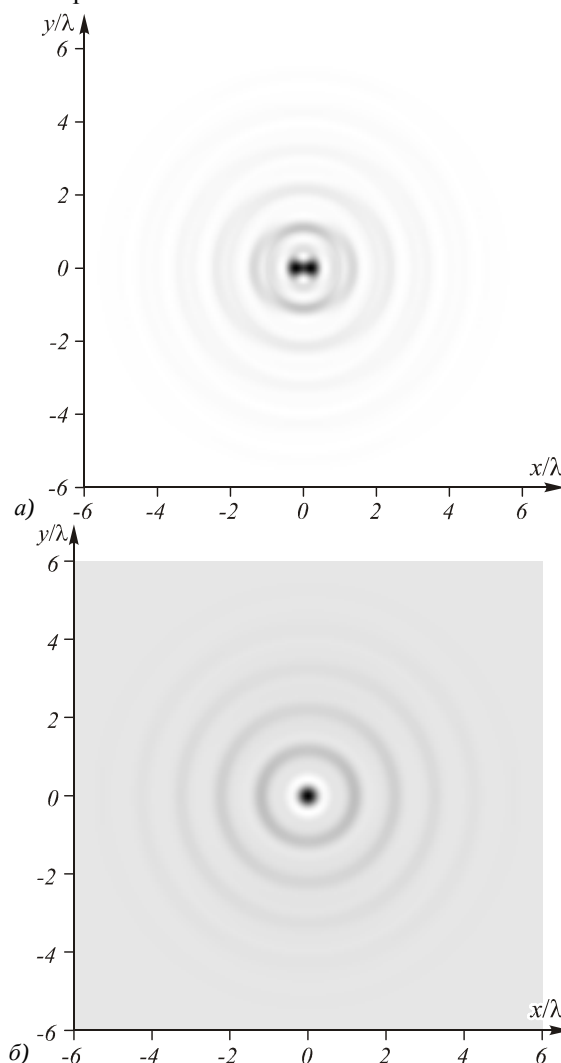


Рис. 5. Распределение интенсивности (плотности энергии) (а) и потока энергии (модуля проекции на оптическую ось вектора Умова–Пойнтинга) (б) вблизи поверхности (на расстоянии $\lambda/20$) бинарного микроаксикона с периодом $T = \lambda$

Из рис. 5 видно, что поток энергии формирует круглый фокус с диаметром по полуспаду равным $\text{FWHM} = 0,36\lambda$, в то время как интенсивность формирует эллиптический фокус с диаметрами по декартовым осям $\text{FWHM}_x = 0,75\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,30\lambda$. Это объясняется тем, что продольная составляющая электрического поля не даёт вклада в продольную составляющую вектора Умова–Пойнтинга. Продольная составляющая вектора электрического поля возникает в плоскости поляризации XZ при схождении лучей в фокус. В перпендикулярной плоскости YZ при схождении лучей в фокус продольная составляющая вектора электрического поля не возникает.

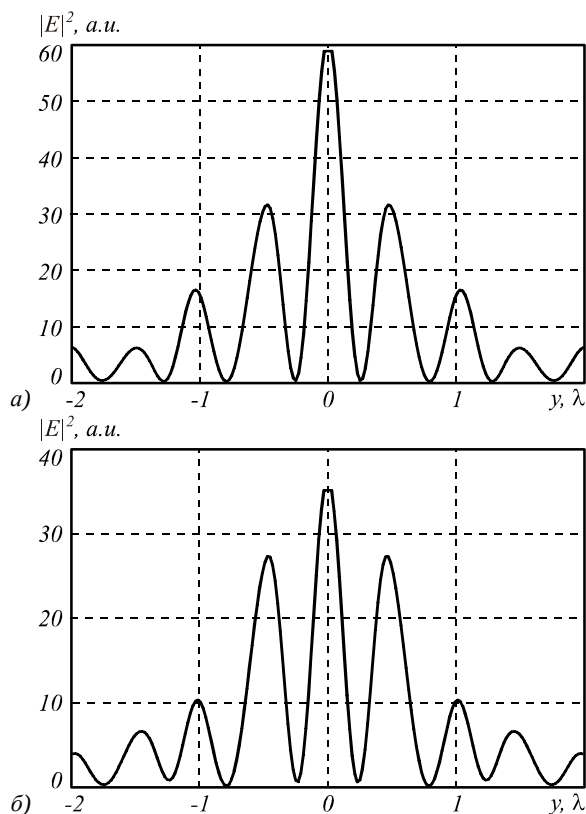


Рис. 6. Центральные распределения интенсивности вдоль оси, перпендикулярной плоскости поляризации, рассчитанные сразу за поверхностью аксиконных с периодами $T = 510$ нм (а) и $T = 500$ нм (б)

На рис. 6 показаны центральные сечения интенсивности вдоль оси Y , перпендикулярной плоскости поляризации, рассчитанные вблизи поверхности бинарных аксиконных с периодами меньшими, чем у аксикона на рис. 3: $T = 510$ нм (рис. 6а) и $T = 500$ нм (рис. 6б).

Полная ширина по полуспаду интенсивности центрального лепестка в обоих случаях равна, соответственно, $\text{FWHM}_y = 0,26\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,24\lambda$. Хотя площади этих двух эллиптических фокусных пятен почти равны $\text{HMA} = 0,106\lambda^2$ и меньше, чем у фокусного пятна на рис. 2 $\text{HMA} = 0,125\lambda^2$, уровень боковых лепестков у них неприемлемо высокий: 50% (рис. 6а) и 70% (рис. 6б).

Интересно заметить, что субволновый аксикон формирует фокусное пятно, по параметрам сравнимое с характеристиками интерференционной картины, формируемой волноводной дифракционной решёткой с затухающими порядками [12]. В [12] период картины меньше длины волны в 3-4 раза (на рис. 6а $\text{FWHM}_y = \lambda/3,8$), интенсивность в максимуме в 100 раз больше интенсивности падающего света (на рис. 6а интенсивность в 60 раз больше), максимальный контраст интерференционной картины равен 0,6 (на рис. 6а интенсивность спадает до нуля – контраст единичный).

Заключение

В работе получен следующий результат. Методом разностного решения уравнений Максвелла показано,

что при освещении линейно-поляризованным гауссовым лазерным пучком стеклянного бинарного аксикона с субволновым периодом (период равен $0,98$ длины волны) в непосредственной близости от поверхности аксикона на оптической оси формируется в поперечном сечении эллиптическое фокусное пятно с размерами по полуспаду интенсивности по декартовым осям $0,26\lambda$ и $0,61\lambda$ (площадь пятна $0,125\lambda^2$, λ – длина волны); глубина фокуса $0,4\lambda$; максимальная интенсивность в фокусе в 45 раз превосходит максимальную интенсивность падающего света; боковые лепестки, окружающие фокус, составляют 30% от его максимального значения. Площадь этого пятна меньше, чем в [9, 10]. Это минимальное фокусное пятно, которое можно сформировать с помощью бинарного аксикона с таким уровнем боковых лепестков. Если для данного случая рассчитать не интенсивность, а поток энергии (модуль проекции на оптическую ось вектора Умова–Пойнтинга), то вместо эллиптического фокусного пятна будет круглое фокусное пятно с диаметром немного большим, чем минимальный диаметр эллиптического пятна.

Благодарности

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

Литература

1. **Karrai, K.** Enhanced reflectivity contrast in cofocal solid immersion lens microscopy / K. Karrai, X. Lorenz, L. Novotny // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – Vol. 77(21). – P. 3459-3461.
2. **Ippolito, S.B.** High spatial resolution subsurface microscopy / S.B. Ippolito, B.B. Goldberg, M.S. Unlu // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – Vol. 78(26). – P. 4071-4073.
3. **Liu, Y.** Far-field superfocusing with an optical fiber based surface plasmonic lens made of nanoscale concentric annular slits / Y. Liu, H. Xu, F. Stief, N. Zhitenov, M. Yu // *Opt. Express.* – 2011. – Vol. 19(21). – P. 20233-20243.
4. **Gordon, R.** Proposal for superfocusing at visible wavelength using radiationless interference of a plasmonic array / R. Gordon // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – Vol. 102. – P. 207402.
5. **Chen, K.R.** Beyond-limit light focusing in the intermediate zone / K.R. Chen, W.H. Chu, H.C. Fang, C.P. Liu, C.H. Huang, H.C. Chui, C.H. Chuang, Y.L. Lo, C.Y. Lin, H.H. Hwang, A.Y.-G. Fuh // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36(23). – P. 4497-4499.
6. **Kotlyar, V.V.** Tight focusing with a binary microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, L. O'Faolain, V.A. Soifer // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36(16). – P. 3100-3102.
7. **Хонина, С.Н.** Расчёт дифракции линейно-поляризованного ограниченного пучка с постоянной интенсивностью на высокоапертурных бинарных микроаксиконах в ближней зоне / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С.Г. Волоотовский, А.А. Ковалёв // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т. 34, №4. – С. 443-460.
8. **Хонина, С.Н.** Экспериментальное исследование дифракции линейно-поляризованного гауссова пучка на бинарных микроаксиконах с периодом, близким к дли-

- не волны / С.Н. Хонина, Д.В. Нестеренко, А.А. Морозов, Р.В. Скиданов, И.А. Пустовой // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, №1. – С. 11-21.
9. **Davidson, N.** High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens / N. Davidson, N. Bokor // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29(12). – P. 1318-1320.
 10. **Stadler, J.** Tighter focusing with a parabolic mirror / J. Stadler, C. Stanciu, C. Stupperich, A.J. Meixner // Opt. Lett. – 2008. – Vol. 33(7). – P. 681-683.
 11. **Котляр, В.В.** Острая фокусировка света радиальной поляризации с помощью микролинз / В.В. Котляр, А.А. Ковалёв, С.С. Стафеев // Компьютерная оптика. – 2008. – Т. 32, №2. – С. 155-167.
 12. **Безус, Е.А.** Формирование интерференционных картин затухающих электромагнитных волн для наноразмерной литографии с помощью волноводных дифракционных решёток / Е.А. Безус, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский // Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41, №8. – С. 759-764.
1. **Karrai, K.** Enhanced reflectivity contrast in cofocal solid immersion lens microscopy / K. Karrai, X. Lorenz, L. Novotny // Appl. Phys. Lett. – 2000. – Vol. 77(21). – P. 3459-3461.
 2. **Ippolito, S.B.** High spatial resolution subsurface microscopy / S.B. Ippolito, B.B. Goldberg, M.S. Unlu // Appl. Phys. Lett. – 2001. – Vol. 78(26). – P. 4071-4073.
 3. **Liu, Y.** Far-field superfocusing with an optical fiber based surface plasmonic lens made of nanoscale concentric annual slits / Y. Liu, H. Xu, F. Stief, N. Zhitenev, M. Yu // Opt. Express. – 2011. – Vol. 19(21). – P. 20233-20243.
 4. **Gordon, R.** Proposal for superfocusing at visible wavelength using radiationless interference of a plasmonic array / R. Gordon // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102. – P. 207402.
 5. **Chen, K.R.** Beyond-limit light focusing in the intermediate zone / K.R. Chen, W.H. Chu, H.C. Fang, C.P. Liu, C.H. Huang, H.C. Chui, C.H. Chuang, Y.L. Lo, C.Y. Lin, H.H. Hwung, A.Y.-G. Fuh // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36(23). – P. 4497-4499.
 6. **Kotlyar, V.V.** Tight focusing with a binary microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, L. O'Faolain, V.A. Soifer // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36(16). – P. 3100-3102.
 7. **Khonina, S.N.** Calculation of diffraction of the linearly-polarized limited beam with uniform intensity on high-aperture binary micro-axicon in a near zone / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.G. Volotovskiy, A.A. Kovalev // Computer optics. – 2010. – Vol. 34(4). – P. 443-460. – (In Russian).
 8. **Khonina, S.N.** Experimental research of diffraction of a linearly-polarized Gaussian beam by binary microaxicon with the period close to wavelength / S.N. Khonina, D.V. Nesterenko, A.A. Morozov, R.V. Skidanov, I.A. Pustovoy // Computer optics. – 2011. – Vol. 35(1). – P. 11-21. – (In Russian).
 9. **Davidson, N.** High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens / N. Davidson, N. Bokor // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29(12). – P. 1318-1320.
 10. **Stadler, J.** Tighter focusing with a parabolic mirror / J. Stadler, C. Stanciu, C. Stupperich, A.J. Meixner // Opt. Lett. – 2008. – Vol. 33(7). – P. 681-683.
 11. **Kotlyar, V.V.** Sharp focusing of radially polarized light using microlenses / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, S.S. Stafeev // Computer optics. – 2008. – Vol. 32(2). – P. 155-167. – (In Russian).
 12. **Bezus, E.A.** Interference pattern generation in evanescent electromagnetic waves for nanoscale lithography using waveguide diffraction gratings / E.A. Bezus, L.L. Doskovich, N.L. Kazanskii // Quantum Electron. – 2011. – Vol. 41(8). – P. 759-764. – (In Russian).

FOCUSING OF LINEARLY POLARIZED LIGHT USING BINARY AXICON WITH SUBWAVELENGTH PERIOD

V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, A.A. Kovalev, A.G. Nalimov

Image Processing Systems Institute of the RAS,

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

Abstract

Using finite-difference time domain method it was shown that a binary glass axicon with sub-wavelength period illuminated by a linearly polarized Gaussian beam forms near the surface elliptical focal spot with diameters equal to 0.26λ and 0.61λ (focal spot area equals to $0.125\lambda^2$) and depth of focus equals to 0.4λ . Focal spot intensity was 45 larger than intensity of input beam. This is the smallest focal spot with sidelobes smaller than 30% that can be obtained using binary axicon.

Key words: sharp focusing, subwavelength binary axicon, FDTD-method.

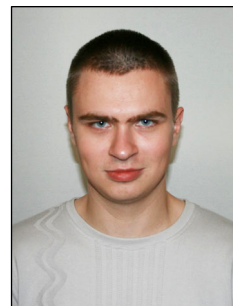
Сведения об авторах

Сведения об авторе **Котляр Виктор Викторович** – см. стр. 164 этого номера.

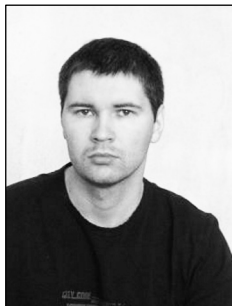
Стафеев Сергей Сергеевич, 1985 года рождения, в 2009 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладная математика и физика». Аспирант кафедры технической кибернетики СГАУ, стажёр-исследователь лаборатории лазерных измерений Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН). Область научных интересов: дифракционная оптика, разностное решение уравнений Максвелла, оптика ближнего поля.

E-mail: sergey.stafeev@gmail.com.

Sergey Sergeevich Stafeev (b. 1985) received master's degree in applied mathematics and physics in Samara State Aerospace University (2009). He is a postgraduate student of the Samara



State Aerospace University and researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS). Scientific interests: diffractive optics, FDTD method, near-field optics.



Ковалёв Алексей Андреевич, 1979 года рождения, в 2002 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладная математика». Кандидат физико-математических наук (2005 год), работает научным сотрудником лаборатории лазерных измерений Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН), является докторантом кафедры технической кибернетики СГАУ. Ковалёв А.А. – специалист в области дифракционной оптики и нанопотоники. В списке научных работ 50 статей. Область научных интересов: математическая теория дифракции, сингулярная оптика, фотонно-кристаллические устройства.

E-mail: alanko@smr.ru.

Alexey Andreevich Kovalev (b. 1979), graduated (2002) from the S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (SSAU)), majoring in Applied Mathematics. He received his Candidate in Physics & Maths degree (2002). He is a researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS), holding a part-time position of assistant at SSAU's Technical Cybernetics sub-department. He is a specialist in such areas as diffractive optics and nanophotonics. He is co-author of 50 scientific papers. Research interests are mathematical diffraction theory, singular optics, and photonic crystal devices.

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 48 работ.

E-mail: anton@smr.ru.

Anton Gennadyevich Nalimov (b. 1980), finished Samara State Aerospace University in February, 2003. Entered in postgraduate study in 2003 on speciality 05.13.18 "Mathematical modeling and program complexes", finished it in 2006 with speciality 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 48 papers.



Поступила в редакцию 26 марта 2012 г.