

## ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ СУБВОЛНОВОГО ФОКУСНОГО ПЯТНА БЛИЖНЕПОЛЬНЫМ МИКРОСКОПОМ

Стафеев С.С., Котляр В.В.

Институт систем обработки изображений РАН

### Аннотация

В работе численно и экспериментально исследовалось влияние полого металлического пирамидального кантилевера сканирующего ближнепольного оптического микроскопа на результат измерения характеристик субволнового фокусного пятна. На примере фокусировки линейно-поляризованного лазерного гауссова пучка с длиной волны  $\lambda=633$  нм зонной пластинкой Френеля с фокусным расстоянием 532 нм было показано, что полый кантилевер из алюминия с углом при вершине  $70^\circ$  и отверстием 100 нм регистрирует преимущественно интенсивность поперечных компонент электрического поля. При этом фокусное расстояние равно  $0,36\lambda$ , меньший диаметр эллиптического фокуса равен  $(0,40 \pm 0,02)\lambda$ , глубина фокуса –  $0,59\lambda$ , а дифракционная эффективность – 12%.

**Ключевые слова:** субволновая фокусировка лазерного света, зонная пластинка Френеля, сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия, полый металлический пирамидальный кантилевер с отверстием в вершине, FDTD-метод.

### Введение

Одним из путей получения фокусных пятен с размерами меньше дифракционного предела является фокусировка света с помощью пропускающей свет микрооптики с локальным периодом рельефа, близким к длине волны. При этом фокус формируется вблизи поверхности компонента микрооптики на расстоянии равном или меньшем длины волны. При острой фокусировке лазерного света с линейной поляризацией в плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации, в области фокуса отсутствует продольная компонента электрического вектора, которая уширяет фокусное пятно вдоль направления, совпадающего с направлением поляризации. Поэтому фокусное пятно вдоль направления, перпендикулярного плоскости поляризации, имеет меньший размер (меньший диаметр эллипса) и может быть меньше дифракционного предела при числовой апертуре больше 0,9. Также при фокусировке света вблизи поверхности раздела двух сред определённый вклад в уменьшение размеров фокусного пятна вносит конструктивная интерференция заглушающих поверхностных волн. Форма субволнового фокусного пятна зависит от способа измерения. Если измерять полную интенсивность напряжённости электрического поля, то фокус будет иметь форму эллипса, если измерять поток мощности (проекцию вектора Пойнтинга на оптическую ось), то фокусное пятно будет круглое, а если измерять интенсивность только поперечных составляющих электрического поля, то фокусное пятно будет иметь форму слабого эллипса. Цель этой работы – определить, что измеряет ближнепольный микроскоп с металлическим кантилевером с нанотверстием в вершине.

Известно достаточное число работ, в которых исследовалась субволновая фокусировка лазерного света с помощью различных компонент нанофотоники. Например, острый фокус можно получить с помощью плазмонных структур [1] или плазмонной линзы [2 – 4]. Фокусировка вблизи раздела двух сред осуществляется также с помощью традиционных компонент микрооптики: зонной пластинки (ЗП) [5] или аксикона

[6]. В [7] было показано, что простейший бинарный диэлектрический элемент, осуществляющий фокусировку вблизи своей поверхности, состоит всего из двух зон: внутренней в форме цилиндра и внешней в форме кольца с меньшей высотой. В [8] для фокусировки использовался элемент, представляющий собой 8 отверстий в слое полиметилметакрилата, расположенных вдоль окружности. Область фокуса, создаваемая вблизи своей поверхности диэлектрической микросферой, называется фотонной наноструей [9, 10]. Фокусировка света массивом микросфер рассматривалась в [11].

Наиболее востребованным методом исследования распределения интенсивности света вблизи поверхностей раздела двух сред является в настоящее время метод сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ). В [12] исследовался субволновый фокус, создаваемый суживающейся микротрубкой. В [13] также с помощью СБОМ исследовалась фокусировка плазмонной линзой, освещаемой радиально поляризованным светом. Субволновое пятно, создаваемое фазовой зонной пластинкой Френеля, исследовалось в [5] с помощью СБОМ «Интегра». Как известно, существует два основных типа зондов, используемых в СБОМ: на основе суживающегося металлизированного волокна и полые пирамидальные кантилеверы с нанотверстием в вершине. Первый тип зондов исследовался в [14], где было показано, что такие зонды более чувствительны к продольной компоненте электрического поля. В статье [15] также было показано, что для детектирования излучения с преобладающим вкладом продольной компоненты зонды, представляющие собой сужающийся металлизированный волновод, подходят лучше, чем полые цилиндрические или конические зонды. В данной статье использовался второй тип зондов: полые пирамидальные кантилеверы с нанотверстием в вершине.

Ранее уже частично исследовался вопрос о том, что регистрирует СБОМ с металлическим пирамидальным кантилевером с отверстием. В [16] исследовалась фокусировка лазерного света с помощью бинарной зонной пластинки Френеля с фокусным расстоянием 532 нм, освещаемой линейно-поляризованным гауссо-

вым пучком с длиной волны 532 нм. Было показано, что СБОМ с металлическим пирамидальным кантилевером с отверстием измеряет в области фокуса сумму квадратов модулей амплитуды поперечных составляющих напряжённости электрического поля.

Данная работа является продолжением исследований, начатых в [16]. Также рассматривается фокусировка линейно-поляризованного света с помощью ЗП с фокусным расстоянием 532 нм. С помощью метода FDTD было показано, что внесение полого пирамидального алюминиевого кантилевера с отверстием в область фокуса при фокусировке плоской линейно-поляризованной волны с длиной волны 532 нм ослабляет продольную составляющую интенсивности примерно в три раза, оставляя практически неизменной поперечную составляющую интенсивности. При исследовании фокусировки зонной пластинкой линейно-поляризованного гауссова пучка с длиной волны 633 нм (вместо расчётной длины волны 532 нм) с помощью СБОМ было получено, что фокусное расстояние равно  $0,36\lambda$ , меньший диаметр эллиптического фокусного пятна равен  $(0,40 \pm 0,02)\lambda$ , глубина фокуса –  $0,59\lambda$  и дифракционная эффективность ЗП – 12%. Экспериментальные двумерные картины фокусных пятен, полученные на разных расстояниях от ЗП, хорошо согласуются с расчётными картинами фокусных пятен. Сравнение результатов расчёта и эксперимента позволяют сделать однозначный вывод, что полый пирамидальный алюминиевый кантилевер с нанотверстием в вершине регистрирует поперечную составляющую интенсивности электрического поля.

**Моделирование влияния внесения кантилевера в вычисляемую область**

Оценка влияния внесения кантилевера проводилась на примере зонной пластинки Френеля (ЗП). Радиусы зон такой ЗП вычисляются по известной формуле  $r_m^2 = \lambda m f + m^2 \lambda^2 / 4$ , где  $\lambda = 532$  нм – длина волны фокусируемого света,  $f = 532$  нм – фокусное расстояние ЗП,  $m = 1, 2, \dots, M$  – номер радиуса. Высота рельефа ЗП была равна 0,51 мкм, изготовлена она была из кварца ( $n = 1,52$ ) [16].

Моделирование производилось методом FDTD, реализованным в программе FullWave [17]. Размеры

вычисляемой области составляли 4,8 мкм вдоль осей  $x, y$  и 3 мкм вдоль оси  $z$ . Шаг FDTD-сетки по пространству – 0,02 мкм, по времени – 0,01 мкм/с, где  $c$  – скорость света в вакууме. На краях вычисляемой области помещались идеально поглощающие слои толщиной 0,532 мкм. Интенсивность считалась как сумма усреднённых квадратов компонентов напряжённости электрического поля по последнему периоду  $I = I_x + I_y + I_z$ ,

$$\text{где } I_x = \int_{T_m-T}^{T_m} E_x^2 dt,$$

$T_m = 7$  мкм/с – время моделирования,  $T$  – период волны.

**Фокусировка в отсутствие кантилевера**

Первоначально проводилось моделирование в отсутствие кантилевера. Рассматривалась фокусировка плоской линейно-поляризованной в плоскости YZ волны с длиной 532 нм. На рис. 1–4 показаны результаты моделирования. На рис. 1 изображено распределение интенсивности в вычисляемой области в плоскостях перпендикулярной (рис. 1а) и параллельной плоскости поляризации входного излучения (рис. 1б). Из рис. 1 видно, что пятно интенсивности обладает эллиптичностью – вытянуто в направлении, совпадающем с поляризацией входного излучения. Такое уширение объясняется наличием в этой плоскости продольной составляющей интенсивности электрического поля  $I_z$ . На рис. 2 показаны распределения отдельных составляющих интенсивности в плоскости параллельной плоскости поляризации входного излучения: рис. 2а соответствует поперечной составляющей интенсивности, а рис. 2б – продольной.

Размеры фокусного пятна по полуспаду интенсивности составили  $\text{FWHM}_{\text{min}} = (0,42 \pm 0,04)\lambda$  (рис. 3а) и  $\text{FWHM}_{\text{max}} = (0,77 \pm 0,04)\lambda$  (рис. 3б).

Из рис. 3б видно, что за уширение фокусного пятна отвечает продольная составляющая интенсивности, максимум которой в данном случае смещён на 0,17 мкм от оси ЗП.

На рис. 4 показано распределение составляющих интенсивности вдоль прямой, параллельной оси ЗП и проходящей через точку максимума продольной составляющей интенсивности в фокусе.

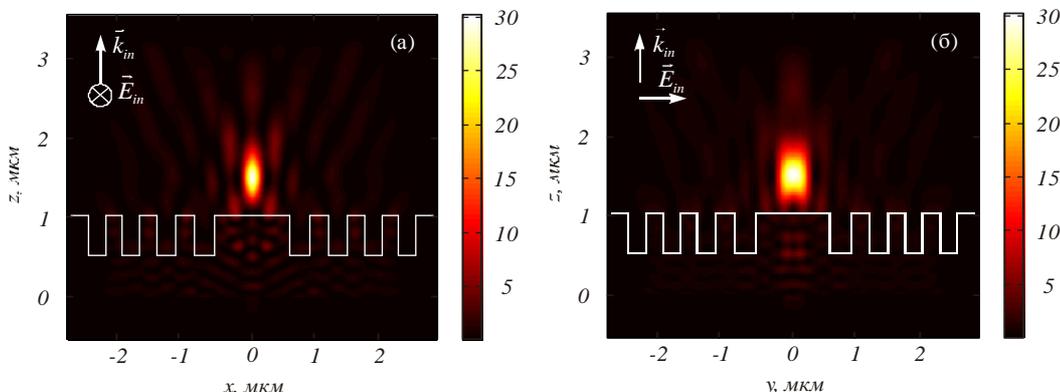


Рис. 1. Распределение интенсивности в плоскости перпендикулярной (присутствует только компонента  $E_y$  напряжённости электрического поля) (а) и параллельной (присутствуют компоненты  $E_y$  и  $E_z$  напряжённости электрического поля) (б) направлению поляризации входного излучения

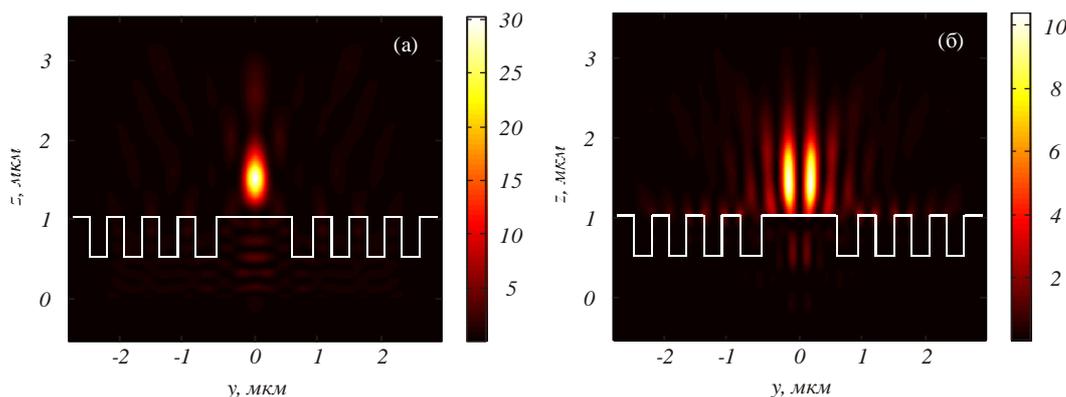


Рис. 2. Вклад отдельных составляющих интенсивности поперечной ( $E_x$ ) (а) и продольной ( $E_z$ ) (б) в суммарную интенсивность в плоскости, параллельной направлению поляризации входного излучения (рис. 1б)

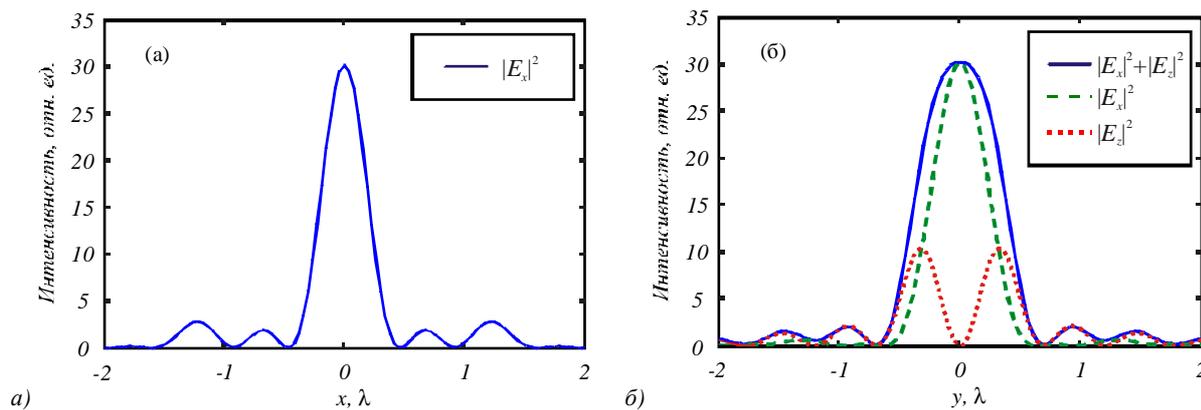


Рис. 3. Распределение интенсивности в фокусе вдоль оси  $x$  (а), вдоль оси  $y$  (б)

Как видно из рис. 4, в точке максимума продольной составляющей интенсивности (при  $z = 1,42$  мкм) обе компоненты  $E_x$  и  $E_z$  дают примерно одинаковый вклад в суммарную интенсивность. Для того, чтобы оценить, какое влияние на электрическое поле оказывает кантилевер СБОМ, поместим его острие именно в эту точку.

Изменение соотношения компонент интенсивности при внесении кантилевера

Исследуемый кантилевер СБОМ имеет форму полый четырёхгранной пирамиды с углом при вершине  $70^\circ$  (рис. 5а). Такой кантилевер изготавливается из алюминия (толщина алюминиевого слоя 100 нм), показатель преломления которого равен  $n = 0,826 + 6,283i$ . На вершине кантилевера расположено отверстие диаметром 100 нм (рис. 5б).

На рис. 6 показано рассчитанное распределение интенсивности электрического поля в плоскости, параллельной плоскости поляризации входного излучения. На рис. 7 показано распределение отдельных составляющих интенсивности вдоль прямой, параллельной оси ЗП через точку, где ранее располагался максимум составляющей интенсивности  $E_z$ . Т.е. рис. 7 аналогичен рис. 4, но в присутствии кантилевера. Как видно из рис. 7, внесение кантилевера изменило соотношение компонент в данной точке – составляющая интенсивности  $E_x$  незначительно выросла, в то время как составляющая интенсивности  $E_z$  уменьшилась примерно в 3 раза.

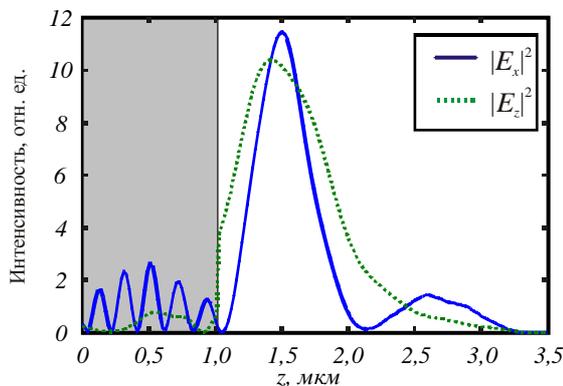


Рис. 4. Распределение отдельных компонент интенсивности вдоль оси  $z$  через точку максимума продольной составляющей интенсивности ( $x = 0,17$  мкм,  $y = 0$ ). Серым цветом показана область внутри зонной пластинки

**Фокусировка гауссова пучка с длиной волны 633 нм зонной пластинкой Френеля с фокусным расстоянием 532 нм**

Численное моделирование методом BOR-FDTD

Далее исследовалось, как отразится замена длины волны света, освещающего зонную пластинку, на результаты фокусировки. Также заменена плоская волна, рассматриваемая в предыдущем разделе, на гауссов пучок (для приближения к условиям эксперимента). Длина волны считалась равной 633 нм, а радиус гауссова пучка  $\omega = 7\lambda = 4,43$  мкм.

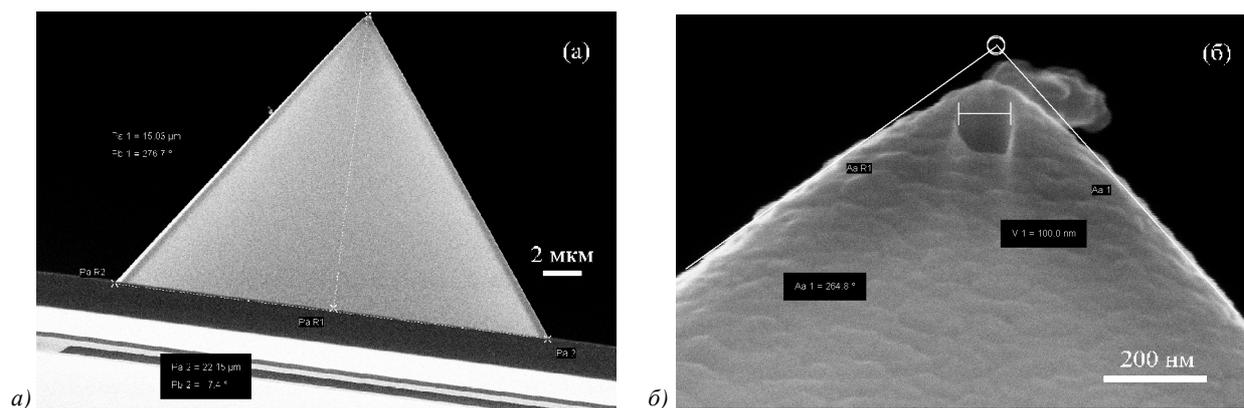


Рис. 5. Изображение кантилевера СБОМ, полученное с помощью растрового электронного микроскопа Supra 25(a); увеличенный фрагмент вблизи вершины (б)

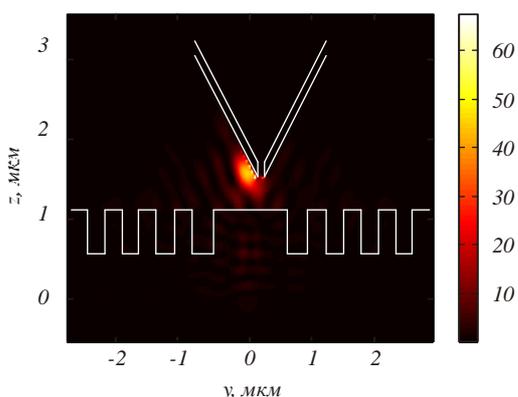


Рис. 6. Распределение интенсивности в плоскости, параллельной плоскости поляризации входного излучения в присутствии кантилевера

Моделирование производилось BOR-FDTD методом со следующими параметрами: дискретность разбиения по пространству –  $\lambda/50$ , по времени –  $\lambda/100c$ , где  $c$  – скорость света в вакууме. На краях помещались идеальные поглощающие слои толщиной  $\lambda$ .

Результаты моделирования представлены на рис. 8–10. На рис. 8 показано распределение интенсивности в вычисляемой области в плоскостях перпендикулярной плоскости поляризации входного из-

лучения (рис. 8а) и параллельной плоскости поляризации входного излучения (рис. 8б). Из распределения интенсивности вдоль оси ЗП (рис. 9) видно, что фокус расположен на расстоянии  $f = 0,36\lambda = 0,23 \mu\text{м}$ , а его глубина по полуспаду интенсивности равна  $\text{DOF} = 0,59\lambda$ . По сравнению с фокусировкой света с длиной волны 532 нм пятно приобрело ещё большую эллиптичность – теперь его диаметры по полуспаду интенсивности равны  $\text{FWHM}_{\text{min}} = 0,40\lambda$  (рис. 10а) и  $\text{FWHM}_{\text{max}} = 0,87\lambda$  (рис. 10а). Это объясняется увеличением числовой апертуры бинарного элемента при увеличении длины волны фокусируемого света.

Эксперимент

Эксперимент проводился с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа «Интегра Спектра» (фирмы «НТ-МДТ»), оптическая схема которого приведена на рис. 11. В данной схеме линейно-поляризованный свет от лазера ЛГН-215 с длиной волны  $\lambda = 633 \text{ нм}$  проходил через исследуемую ЗП, формируя непосредственно за ней фокусное пятно, поперечное распределение интенсивности которого затем измерялось с помощью кантилевера (рис. 5) на разных расстояниях от поверхности ЗП.

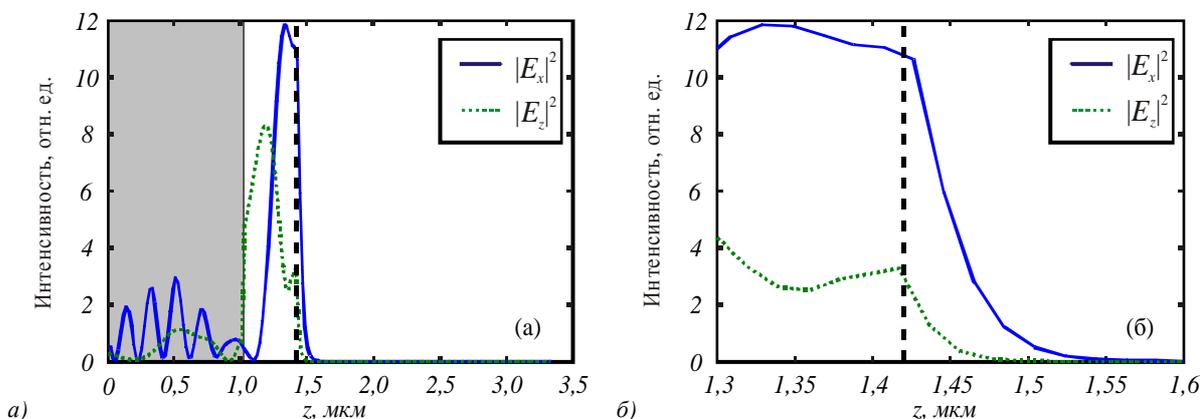


Рис. 7. Распределение интенсивности вдоль оси  $z$  через точку, где ранее располагался максимум продольной составляющей интенсивности ( $x = 0,17 \mu\text{м}$ ,  $y = 0$ ) (а), увеличенный фрагмент вблизи острия кантилевера (б). Серым цветом показана область внутри зонной пластинки (заканчивается при  $z = 1,02$ ). Пунктирным отрезком показан нижний край кантилевера (при  $z = 1,42$ )

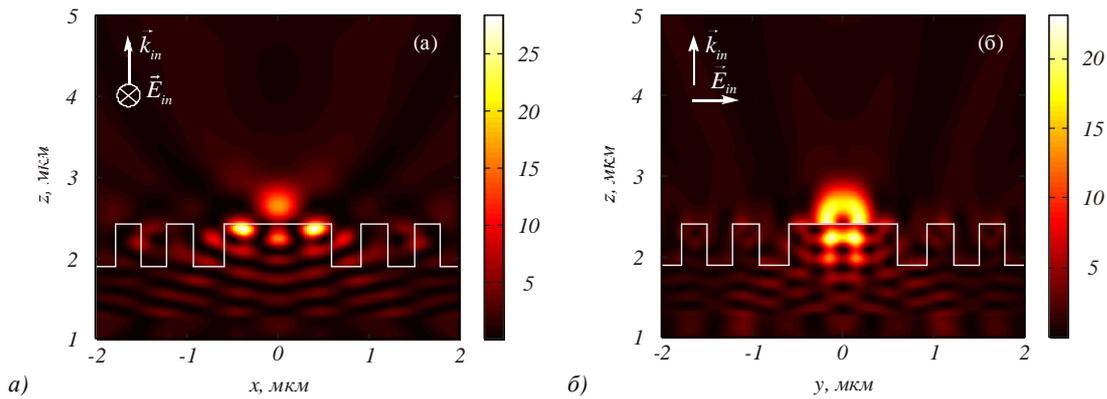


Рис. 8. Распределение интенсивности в вычисляемой области: в плоскостях перпендикулярной (а) и параллельной (б) направлению поляризации падающего излучения

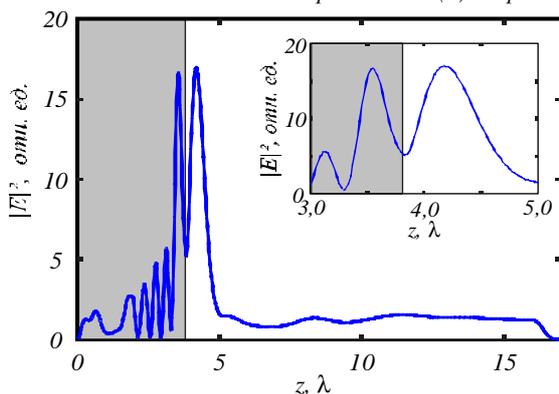


Рис. 9. Распределение интенсивности вдоль оси ЗП. На вставке увеличенный фрагмент вблизи поверхности ЗП. Серым цветом показана область внутри зонной пластинки

Измеренное фокусное пятно также обладало эллиптичностью, однако меньшей, чем при моделировании. Диаметры фокуса были равны  $FWHM_{\min} = (0,40 \pm 0,02) \lambda$ ,  $FWHM_{\max} = (0,60 \pm 0,02) \lambda$ . На рис. 12 показано сравнение распределений интенсивности в фокусе, полученных в эксперименте (точечная кривая) и при моделировании (сплошная кривая). В таблице показано сравнение полученных результатов по фокусировке света с длиной волны 633 нм с ранними результатами [16], полученными при фокусировке такой же ЗП, рассчитанной и изготовленной для длины волны 532 нм и освещаемой

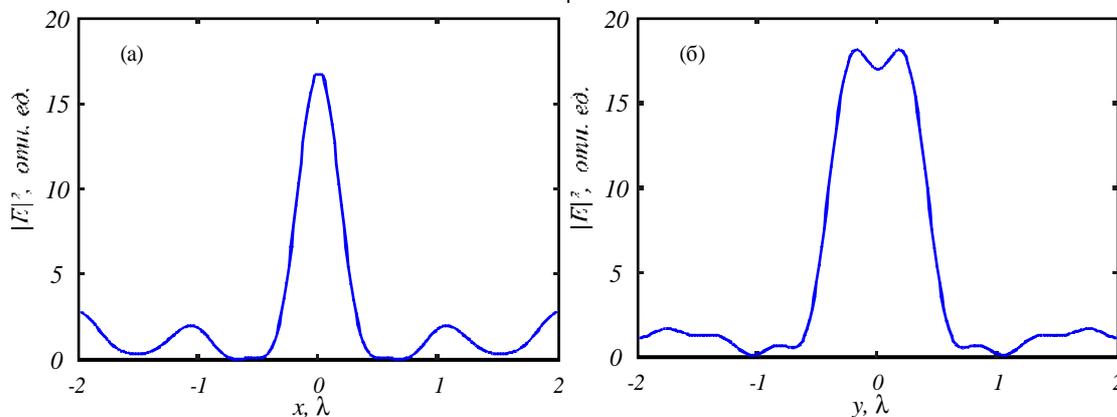


Рис. 10. Распределение интенсивности в фокусе: в плоскостях перпендикулярной (а) и параллельной (б) направлению поляризации падающего излучения

светом с этой длиной волны. В Таблице DE означает дифракционную эффективность.

На рис. 13 показаны рассчитанные и измеренные двумерные распределения интенсивности в фокусе ( $x, z, y$ ), вблизи поверхности (а, б, в) и на расстоянии, равном половине фокусного от поверхности (г, д, е). Части (в, е, и) рисунка соответствуют измеренному распределению интенсивности со СБОМ, части (а, г, ж) – рассчитанному распределению полной интенсивности  $I = I_x + I_y + I_z$ , части (б, д, з) – рассчитанному распределению поперечной составляющей интенсивности  $I = I_x + I_y$ .

Направление поляризации входного излучения совпадало с осью  $y$ . Из рис. 13а–в видно, что непосредственно за поверхностью распределение интенсивности имеет вид кольца. При этом у кольца полной интенсивности (рис. 13а) наблюдаются два максимума, расположенных вдоль оси  $y$ , совпадающей с направлением поляризации входного излучения, в то время как в эксперименте (рис. 13в) эти максимумы расположены на оси  $x$ , перпендикулярной направлению поляризации. Так же, как и у рассчитанной поперечной составляющей интенсивности (рис. 13б). Из рис. 13 видно, что третий столбец экспериментальных данных качественно совпадает со вторым столбцом рассчитанной поперечной интенсивности и существенно отличается от картин интенсивности первого столбца, на которых показана рассчитанная полная интенсивность.

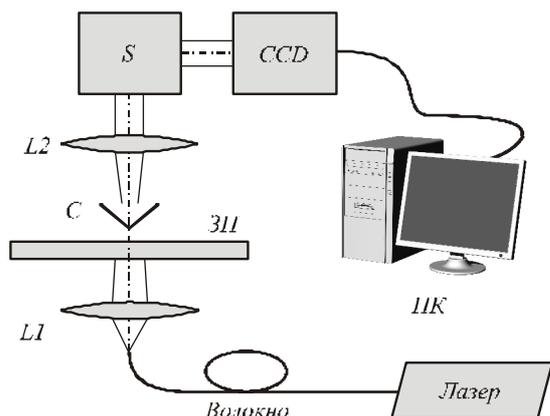


Рис. 11. Оптическая схема эксперимента: L1, L2 – линзы, ЗП – исследуемая зонная пластинка на подложке, C – кантилевер, S – спектрометр, CCD – ПЗС-камера, ПК – компьютер

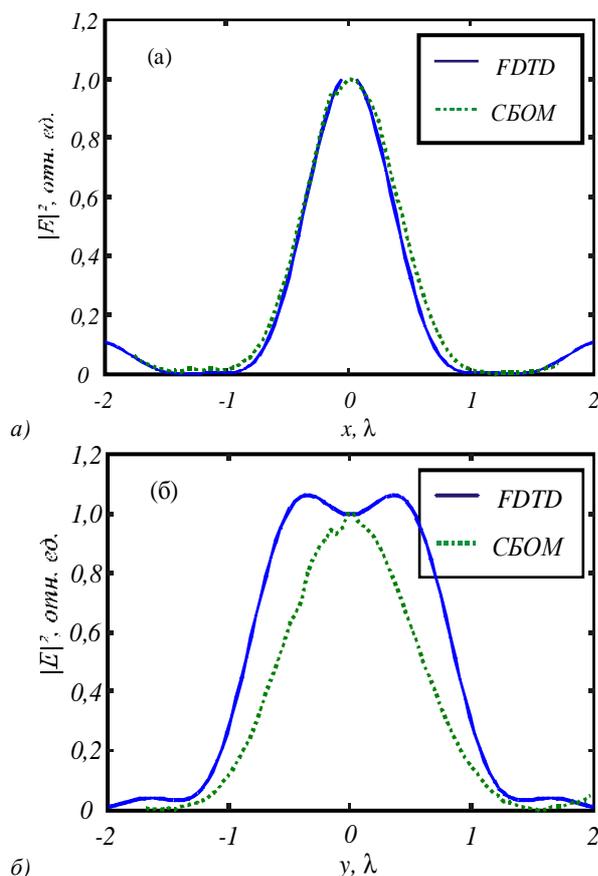


Рис. 12. Сравнение распределений интенсивности в фокусе в плоскости, перпендикулярной (а) и параллельной (б) плоскости поляризации входного излучения, полученных при численном моделировании (сплошная кривая) и экспериментально (точечная кривая)

Таким образом, полый пирамидальный кантилевер, регистрируя преимущественно поперечную составляющую интенсивности электрического поля, работает противоположно зондам для СБОМ на основе суживающегося металлизированного волокна, которые регистрируют преимущественно продольную компоненту интенсивности [14].

Таблица 1. Сравнение результатов СБОМ измерений параметров фокусного пятна, формируемого ЗП с диаметром 14 мкм, размером крайней зоны 266 нм, глубиной рельефа 510 нм, рассчитанной для длины волны 532 нм и освещаемой линейно-поляризованным вдоль оси у гауссовым пучком света

$\lambda$ , нм	532	633
$FWHM_x, \lambda$	0,44	0,40
$FWHM_y, \lambda$	0,52	0,60
$DOF, \lambda$	0,75	0,59
$f, \lambda$	0,80	0,36
DE, %	42	12

**Заключение**

В работе численно с помощью метода FDTD и экспериментально с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа «Интегра Спектра» исследовалась фокусировка света зонной пластинкой Френеля с фокусным расстоянием 532 нм. Были получены следующие результаты:

- 1) численно с помощью метода FDTD, реализованного в программе FullWave, было показано, что внесение пирамидального кантилевера из алюминия с нанодоверстием в область фокуса ЗП, освещаемой линейно-поляризованной плоской волной с длиной 532 нм, приводит к уменьшению продольной компоненты интенсивности в 3 раза, практически не влияя на поперечную компоненту интенсивности;
- 2) экспериментально исследована фокусировка линейно-поляризованного лазерного света с длиной волны 633 нм с помощью ЗП, рассчитанной и изготовленной для длины волны 533 нм; при этом получено, что фокусное расстояние равно  $0,36\lambda$ , меньший диаметр эллиптического фокусного пятна равен  $(0,40 \pm 0,02)\lambda$ , глубина фокуса –  $0,59\lambda$  и дифракционная эффективность ЗП – 12%;
- 3) с помощью сравнения двумерных картин фокусных пятен, полученных на разных расстояниях от ЗП численно с помощью метода BOR-FDTD и экспериментально с помощью СБОМ, показано, что распределения интенсивности, регистрируемые СБОМ, соответствуют распределению поперечной составляющей интенсивности.

**Благодарности**

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-4128.2012.9) и грантов РФФИ (12-07-00269, 12-07-31115, 12-07-31117).

**Литература**

1. **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, N 23. – P. 4497-4499.
2. **Fu, Y.** Experimental investigation of superfocusing of plasmonic lens with chirped circular nanoslits / Y. Fu, Y. Liu, X. Zhou, Z. Xu, F. Fang // Opt. Express. – 2010. – Vol. 18. – P. 3438-3443.

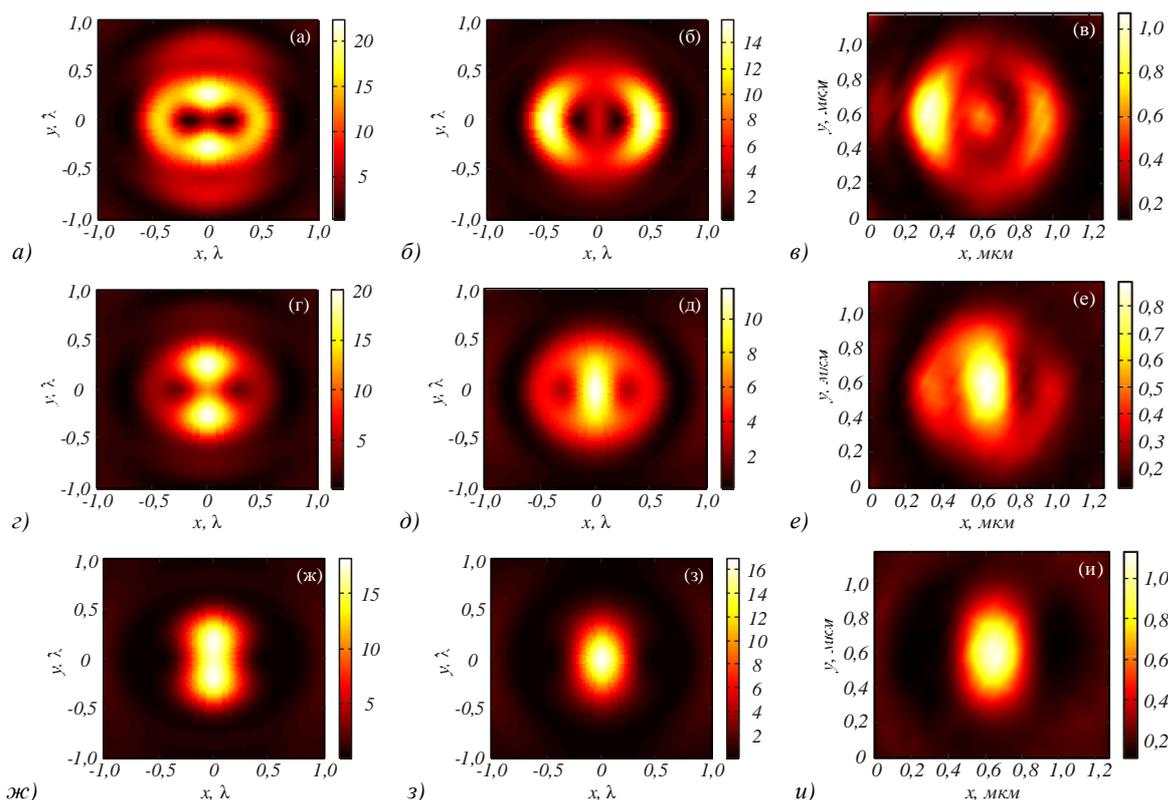


Рис. 13. Распределения интенсивности в плоскости, перпендикулярной оси ЗП, демонстрирующие формирование фокусного пятна: суммарная интенсивность  $I_x + I_y + I_z$ , полученная при моделировании (а, г, ж); поперечная составляющая интенсивности  $I_x + I_y$  (б, д, з); интенсивность, наблюдаемая в эксперименте (в, е, и). Сечения сделаны на расстояниях  $0,04\lambda$  от поверхности (а, б, в);  $0,18\lambda$  от поверхности (г, д, е);  $0,36\lambda$  от поверхности (ж, з, и)

3. **Wang, J.** Subwavelength Focusing Using Plasmonic Wavelength-Launched Zone Plate Lenses / J. Wang, W. Zhou, E.-P. Li, D.H. Zhang // Plasmonics. – 2011. – Vol. 6. – P. 269-272.
4. **Fu, Y.** Plasmonic microzone plate: Superfocusing at visible regime / Y. Fu, W. Zhou, L.E.N. Lim, C.L. Du, X.G. Luo // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 91. – P. 061124.
5. **Mote, R.G.** Experimental demonstration of near-field focusing of a phase micro-Fresnel zone plate (FZP) under linearly polarized illumination / R.G. Mote, S.F. Yu, A. Kumar, W. Zhou, X.F. Li // Appl Phys B. – 2011. – Vol. 102. – P. 95-100.
6. **Kotlyar, V.V.** Modeling the sharp focus of a radially polarized laser mode using a conical and a binary microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev // J. Opt. Soc. Am. B. – 2010. – Vol. 27. – P. 1991-1997.
7. **Хонина, С.Н.** Острая фокусировка лазерного излучения с помощью двухзонного аксиального микроэлемента / С.Н. Хонина, Д.А. Савельев, А.В. Устинов // Компьютерная оптика. – 2013. – Т. 37, № 2. – С. 160-169.
8. **Wei, P.K.** Focusing subwavelength light by using nanoholes in a transparent thin film / P.K. Wei, W.L. Chang, K.L. Lee, E.H. Lin // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34. – P. 1867-1869.
9. **Li, X.** Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitated by 3-D photonic nanojets / X. Li, Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // Opt. Exp. – 2005. – Vol. 13. – P. 526-533.
10. **Heifetz, A.** Photonic Nanojets / A. Heifetz, S.-C. Kong, A.V. Sahakian, A. Taflove, V. Backman // J. Comput. Theor. Nanosci. – 2009. – Vol. 6. – P. 1979-1992.
11. **Wang, T.** Subwavelength focusing by a microsphere array / T. Wang, C. Kuang, X. Hao, X. Liu // J. Opt. – 2011. – Vol. 13. – P. 035702.
12. **Fang, W.** Subwavelength focusing of light by a tapered microtube / J. Fu, H. Dong, W. Fang // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 97. – P. 041114.
13. **Lerman, G.M.** Demonstration of nanofocusing by the use of plasmonic lens illuminated with radially polarized light / G.M. Lerman, A. Yanai, U. Levy // Nano Lett. – 2009. – Vol. 9. – P. 2139-2143.
14. **Jia, B.** Direct observation of a pure focused evanescent field of a high numerical aperture objective lens by scanning near-field optical microscopy / B. Jia, X. Gan, M. Gu // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 86. – P. 131110.
15. **Дегтярёв, С.А.** Моделирование прохождения острогофокусированного излучения через зонды различной конфигурации / С.А. Дегтярёв, С.Н. Хонина, Д.Л. Скуратов // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва (национального исследовательского университета). – 2012. – Т. 35, № 4. – С. 204-208.
16. **Kotlyar, V.V.** Analysis of the shape of a subwavelength focal spot for the linearly polarized light / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, Y. Liu, L. O'Faolain, A.A. Kovalev // Appl. Opt. – 2013. – Vol. 52. – P. 330-339.
17. <http://optics.synopsys.com/rsoft/rsoft-passive-device-fullwave.html>.

References

1. **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, N 23. – P. 4497-4499.
2. **Fu, Y.** Experimental investigation of superfocusing of plasmonic lens with chirped circular nanoslits / Y. Fu, Y. Liu, X. Zhou, Z. Xu, F. Fang // Opt. Express. – 2010. – Vol. 18. – P. 3438-3443.
3. **Wang, J.** Subwavelength Focusing Using Plasmonic Wavelength-Launched Zone Plate Lenses / J. Wang, W. Zhou,

- E.-P. Li, D.H. Zhang // *Plasmonics*. – 2011. – Vol. 6. – P. 269-272.
4. **Fu, Y.** Plasmonic microzone plate: Superfocusing at visible regime / Y. Fu, W. Zhou, L.E.N. Lim, C.L. Du, X.G. Luo // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 91. – P. 061124.
  5. **Mote, R.G.** Experimental demonstration of near-field focusing of a phase micro-Fresnel zone plate (FZP) under linearly polarized illumination / R.G. Mote, S.F. Yu, A. Kumar, W. Zhou, X.F. Li // *Appl Phys B*. – 2011. – Vol. 102. – P. 95-100.
  6. **Kotlyar, V.V.** Modeling the sharp focus of a radially polarized laser mode using a conical and a binary microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 2010. – Vol. 27. – P. 1991-1997.
  7. **Khonina, S.N.** Diffraction of laser beam on a two-zone cylindrical microelement / S.N. Khonina, D.A. Savelyev, A.V. Ustinov // *Computer Optics*. – 2013. – Vol. 37. – P. 160-169. – (In Russian).
  8. **Wei, P.K.** Focusing subwavelength light by using nanoholes in a transparent thin film / P.K. Wei, W.L. Chang, K.L. Lee, E.H. Lin // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34. – P. 1867-1869.
  9. **Li, X.** Optical analysis of nanoparticles via enhanced back-scattering facilitated by 3-D photonic nanojets / X. Li, Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // *Opt. Exp.* – 2005. – Vol. 13. – P. 526-533.
  10. **Heifetz, A.** Photonic Nanojets / A. Heifetz, S.-C. Kong, A.V. Sahakian, A. Taflove, V. Backman // *J. Comput. Theor. Nanosci.* – 2009. – Vol. 6. – P. 1979-1992.
  11. **Wang, T.** Subwavelength focusing by a microsphere array / T. Wang, C. Kuang, X. Hao, X. Liu // *J. Opt.* – 2011. – Vol. 13. – P. 035702.
  12. **Fang, W.** Subwavelength focusing of light by a tapered microtube / J. Fu, H. Dong, W. Fang // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 97. – P. 041114.
  13. **Lerman, G.M.** Demonstration of nanofocusing by the use of plasmonic lens illuminated with radially polarized light / G.M. Lerman, A. Yanai, U. Levy // *Nano Lett.* – 2009. – Vol. 9. – P. 2139-2143.
  14. **Jia, B.** Direct observation of a pure focused evanescent field of a high numerical aperture objective lens by scanning near-field optical microscopy / B. Jia, X. Gan, M. Gu // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 86. – P. 131110.
  15. **Degtyaryov, S.A.** Modelling the propagation of sharp focused laser beams through scanning probes of different shapes / S.A. Degtyaryov, S.N. Khonina, D.L. Skuratov // *Herald of Samara State Aerospace University named after academician S.P. Korolev (National Research University)*. – 2012. – Vol. 35. – P. 204-208. – (In Russian).
  16. **Kotlyar, V.V.** Analysis of the shape of a subwavelength focal spot for the linearly polarized light / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, Y. Liu, L. O'Faolain, A.A. Kovalev // *Appl. Opt.* – 2013. – Vol. 52. – P. 330-339.
  17. <http://optics.synopsys.com/rsoft/rsoft-passive-device-fullwave.html>.

## SPECIAL ASPECTS OF SUBWAVELENGTH FOCAL SPOT MEASUREMENT USING NEAR-FIELD OPTICAL MICROSCOPE

S.S. Stafeev, V.V. Kotlyar

*Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences*

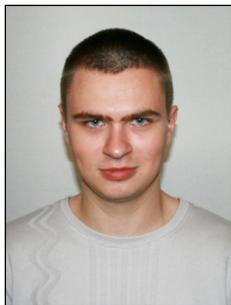
### Abstract

In this paper we numerically and experimentally investigated the influence of the hollow pyramidal shape NSOM cantilever to the measured characteristics of subwavelength focal spot.

Using linearly polarized Gaussian beam with wavelength 633 nm and Fresnel zone plate with focal length 532 nm it was shown that hollow cantilever with angle  $70^\circ$  and nanoaperture 100 nm detects preferably the transverse component of the electric field. The focal length was equal to  $0,36\lambda$ , the smallest focal spot diameter was  $(0,40 \pm 0,02)\lambda$ , the depth of focus was  $0,59\lambda$  and the diffractive efficiency was 12%.

**Key words:** subwavelength focusing of laser light, Fresnel zone plate, near-field scanning optical microscopy, hollow pyramidal shape metallic cantilever, FDTD-method.

### Сведения об авторах



**Стафеев Сергей Сергеевич**, 1985 года рождения. В 2009 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладные математика и физика». Кандидат физико-математических наук с 2012 года. Научный сотрудник 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](mailto: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 received his PhD in 2012. He is 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.



**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](mailto:kotlyar@smr.ru).

**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.

*Поступила в редакцию 2 июня 2013 г.*