

ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА, ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

ГИПЕРБОЛИЧЕСКАЯ ФОТОННАЯ СТРУЯ

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

Институт систем обработки изображений РАН,

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

Аннотация

С помощью моделирования FDTD-методом и ближнепольного микроскопа с металлическим кантилевером показано, что при дифракции плоской линейно-поляризованной волны на угловой стеклянной ступеньке высотой 2λ , λ – длина волны, формируется слаборасходящаяся искривлённая по гиперболе фотонная струя, с областью повышенной интенсивности длиной по полуспаду $9,5\lambda$, с диаметром $1,8\lambda$ на расстоянии $5,5\lambda$ и максимумом, в 5 раз превышающим интенсивность падающей волны. Расчётные результаты отличаются от экспериментальных на 11%. Показано, что структуры интенсивности при дифракции плоской волны на угловой фазовой ступеньке и на непрозрачном экране с отверстием вместо ступеньки совпадают.

Ключевые слова: фотонная струя, диэлектрическая ступенька.

Введение

Давно замечено, что при дифракции света на микрообъектах, размер которых близок к длине волны, фокусное пятно возникает вблизи поверхности микрообъекта [1]. Свет, проходя через прозрачный микрообъект, получает фазовую задержку по сравнению со светом, проходящим вблизи объекта. Поэтому волновой фронт в среднем является вогнутым и сходящимся. Но так как этот волновой фронт не сферический, а абберационный, то область фокусировки, как правило, вытянута вдоль оптической оси и напоминает световую или фотонную струю (photonic jets) [2, 3]. Обычно фотонными струями (ФС) называют области фокуса вблизи однородных микрошаров (микросфер) [2, 3]. Численно показано, что ФС с минимальным диаметром ($\text{FWHM} = 130 \text{ нм} = 0,325\lambda$) формируется при дифракции на полистироловом микрошаре с диаметром 1 мкм ($\lambda = 400 \text{ нм}$) [2]. Экспериментально измеренный минимальный диаметр ФС $\text{FWHM} = 270 \text{ нм} = 0,52\lambda$ [4]. При этом диаметр полистиролового шара был равен 3 мкм ($\lambda = 400 \text{ нм}$), а глубина резкости (длина ФС) $\text{DOF} = 3\lambda$. Фотонные струи нашли применение в 3D нанолитографии [5], лазерной микрохирургии [6], плазмонике [7], микроманипуляции [8]. Заметим, что ФС могут иметь разную структуру, например, в виде полой световой трубки [9]. Это зависит от вида освещающего микрообъект излучения. Интересно также, что ФС могут формироваться не только при дифракции на микрошарах, но и на других микрообъектах. В [10] экспериментально получены ФС при дифракции на микропирамиде: основание пирамиды – 2×2 мкм, высота $H = 400 \text{ нм}$, $\text{FWHM} = 580 \text{ нм} = 1,4\lambda$, $\text{DOF} = 8 \text{ мкм} = 20\lambda$, $\lambda = 400 \text{ нм}$. Максимальная интенсивность ФС в 4,12 раз превышала интенсивность падающего излучения.

В [8] ФС формировались при дифракции на конических микроаксиконах: диаметр основания – 200 мкм,

высота $H = 65 \text{ мкм}$, показатель преломления полимера $n = 1,43$, $\lambda = 532 \text{ нм}$, $\text{FWHM} = 0,6 \text{ мкм}$, $\text{DOF} = 240 \text{ мкм}$. В [11] ФС была сформирована при дифракции сфокусированного лазерного пучка на микродиске из нитрида кремния: диаметр диска – 9 мкм, высота $H = 400 \text{ нм}$, $n = 2,1$, $\lambda = 532 \text{ нм}$, $\text{FWHM} = 0,86\lambda$, $\text{DOF} = 0,96\lambda$.

Технология изготовления микросфер, микроконусов и микропирамид, о которых упоминалось выше, достаточно сложна, так как требуется создание наклонных и кривых участков поверхности. Изготовить микродиск с вертикальными стенками более просто, но при уменьшении диаметра диска он будет всё больше походить на усечённый конус. Изготовить же угловую ступеньку (с прямым углом) проще, за исключением угловой точки, которая будет иметь диаметр закругления, равный диаметру элемента разрешения записывающего устройства.

Кроме того, во всех перечисленных работах фотонные струи распространялись вдоль оптической оси, так как формировались с помощью элементов микрооптики, обладающих одним из типов осевой симметрии (шар, конус, пирамида, диск).

В этой работе с помощью моделирования FDTD-методом и экспериментально с помощью сканирующего микроскопа ближнего поля с металлическим кантилевером с отверстием 100 нм показано, что при дифракции плоской линейно-поляризованной волны на угловой фазовой микроступеньке из плавленого кварца с высотой, равной двум длинам волн, формируется гиперболически искривлённая фотонная струя (вытянутая область повышенной интенсивности) длиной около $\text{DOF} = 9,5\lambda$ и с меньшим диаметром на расстоянии $z = 5,5\lambda$, равным $\text{FWHM} = (1,8 \pm 0,15)\lambda$. При распространении фокусное пятно не только смещается с оптической оси, но меняет свою форму, как световой пучок с астигматизмом. Минимальный диаметр фокусного пятна в непосредственной близости от ступеньки ($z = 0,5 \text{ мкм}$) $\text{FWHM} = (1,3 \pm 0,15)\lambda$.

Показано также, что структуры полей дифракции плоской волны на угловой фазовой ступеньке и на непрозрачном экране с отверстием вместо ступеньки совпадают. Заметим, что ступенька вносит фазовую задержку, равную целому числу длин волн, и, согласно приближению тонкого пропускающего элемента и скалярной теории дифракции, её нельзя наблюдать в дальней зоне дифракции. Наш эксперимент этого не подтверждает.

1. Моделирование

При изготовлении микрорельефа поверхности по технологии электронной или фотолитографии наиболее просто и точно получается бинарный рельеф, ограниченный одной или двумя вертикальными стенками – ступенька или угловая ступенька. В последнем случае аспектное отношение (отношение глубины травления к диаметру отверстия) равно нулю для любой глубины травления, так как «диаметр отверстия» бесконечный. На рис. 1а схематично показана рассматриваемая угловая фазовая ступенька высотой $H = 2\lambda$ ($\lambda = 633$ нм, показатель преломления $n = 1,5$). На рис. 1б изображена часть фазовой угловой микроступеньки, изготовленной по технологии микролитографии и ионного травления в плавном кварце с размерами: длина по правой горизонтальной оси – 10 мкм, длина по левой горизонтальной оси – 5 мкм, высота по вертикальной оси – 1,2 мкм.

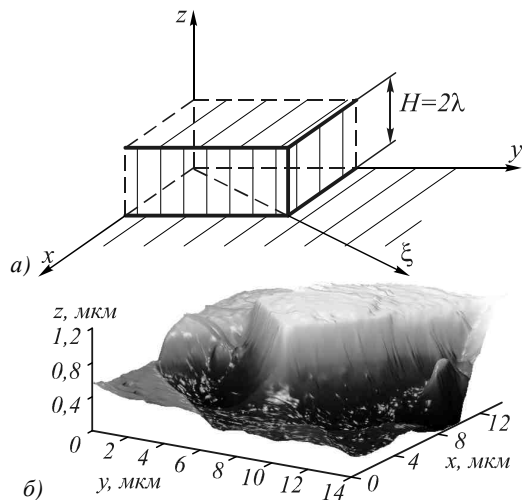


Рис. 1. Схематический вид фазовой угловой ступеньки (а) и вид изготовленной по технологии электронной литографии угловой микроступеньки из плавного кварца размером $5 \times 10 \times 1,2$ мкм, полученный на сканирующем атомно-силовом микроскопе (б)

Если такую ступеньку осветить со стороны подложки плоской линейно-поляризованной волной лазерного света, то над поверхностью ступеньки, начиная с её угловой точки, сформируется область повышенной интенсивности света, некий фокусный объём, похожий на световую струю (photonic nanojets), которая формируется при прохождении света через микросферы [2, 3]. Чтобы оценить параметры этой области фокусировки, проведём моделирование с помощью решения уравнений Максвелла

FDTD-методом, реализованным в программе Full-WAVE. На рис. 2а показана усреднённая по времени интенсивность света на расстоянии $z = 3,5$ мкм от поверхности ступеньки. Параметры ступеньки: размеры по осям x и y 5 – мкм, высота ступеньки $H = 2\lambda$, где $\lambda = 633$ нм – длина волны света, $n = 1,5$ – показатель преломления материала. Размер ступеньки (5×5 мкм) был выбран для сокращения времени моделирования, так как наибольший интерес представляла дифракция на углу, а не на периферийной части. На ступеньку вдоль оси z падает плоская волна. Плоскость поляризации падающего света совпадает с диагональной плоскостью прямоугольной ступеньки (плоскостью $z\xi$). Хотя заметим, что картина дифракции (рис. 2) почти не изменяется, если менять угол, который образует плоскость поляризации с осью x от нуля до 45 градусов.

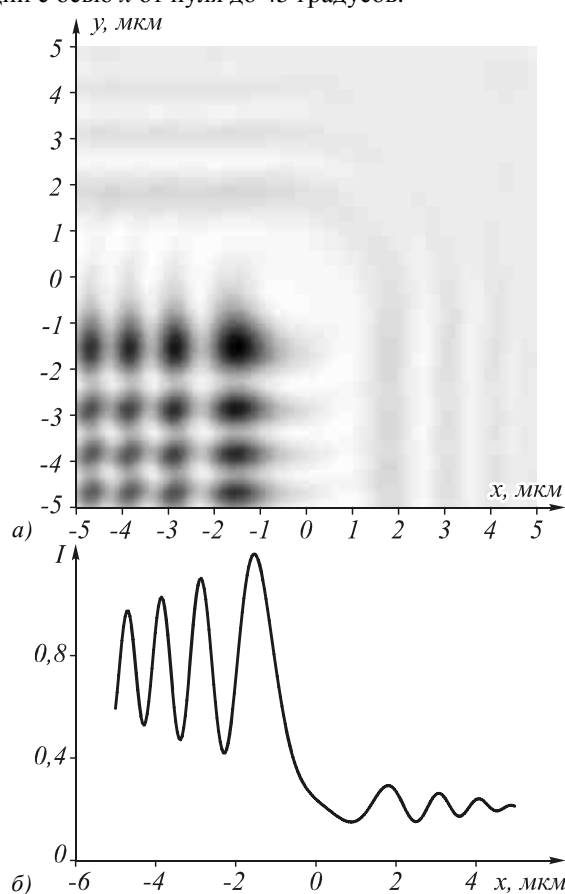


Рис. 2. Усреднённая по времени интенсивность линейно-поляризованного света на расстоянии $z = 3,5$ мкм над ступенькой (а) и её сечение по горизонтальной оси, параллельной оси x и проходящей через максимальное значение интенсивности ($y = -1,5$ мкм) (б). Пластина занимает область по оси x от -5 мкм до 0 и по оси y от -5 мкм до 0

Параметры расчёта: дискретность по пространственным осям – $\lambda/20$, по времени – $\lambda/(20c)$, c – скорость света в вакууме. Параметры рассчитанной картины дифракции на рис. 3 следующие: максимальная интенсивность в фокусе в точке с координатами $(-1,52$ мкм; $-1,52$ мкм) $I_{\max} = 4,8 I_0$, где I_0 –

интенсивность падающей плоской волны; расстояние от угловой точки ступеньки до центра фокусного пятна вдоль оси x $T_0 = 2,4\lambda$, а расстояние от главного максимума до центра второго побочного максимума $T_1 = 2,1\lambda$; диаметр главного фокусного пятна $\text{FWHM} = 1,9\lambda$. Боковые лепестки на картине интенсивности (рис. 2б) достигают 90%. На рис. 3 показано диагональное сечение (вдоль линии, проходящей через фокус и перпендикулярной биссектрисе или оси ξ и составляющей угол -45° с осью x) интенсивности на рис. 2а. Диаметр фокуса вдоль этого сечения также $\text{FWHM} = 1,9\lambda$, как и на рис. 2б, но величина боковых лепестков составляет 25% от максимального значения интенсивности.

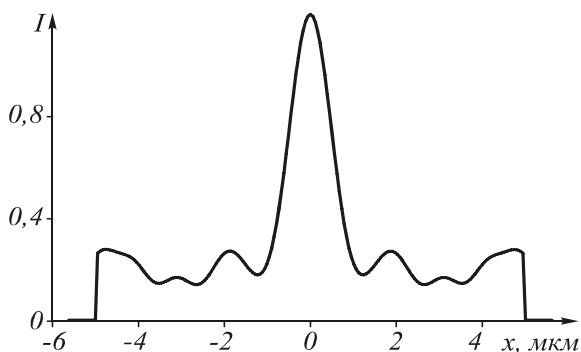


Рис. 3. Диагональное сечение расчётной интенсивности в картине дифракции плоской волны на угловой фазовой ступеньке (рис. 2а)

Приближённо представить картину дифракции на рис. 2а можно с помощью формул, описывающих скалярную дифракцию Френеля плоской волны на амплитудном экране, пропускающем свет только при $x < 0$ и $y < 0$. В этом случае, повторяя решение задачи дифракции света на непрозрачном полубесконечном экране с прямолинейным краем, можно получить выражение для комплексной амплитуды света на расстоянии z за экраном в виде:

$$E(u, v, z) = \left\{ \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{-i}{2}} [C(\omega) + iS(\omega)] \right\} \times \left\{ \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{-i}{2}} [C(\psi) + iS(\psi)] \right\}, \tag{1}$$

где $\omega = \sqrt{2/(\lambda z)}u$, $\psi = \sqrt{2/(\lambda z)}v$, u, v – декартовы координаты на расстоянии z , а $C(\omega)$ и $S(\omega)$ – интегралы Френеля:

$$C(\omega) = \int_0^\omega \cos\left(\frac{\pi t^2}{2}\right) dt, \tag{2}$$

$$S(\omega) = \int_0^\omega \sin\left(\frac{\pi t^2}{2}\right) dt.$$

На рис. 4 показана интенсивность поля, расчитанная как квадрат модуля амплитуды (1) при следующих значениях параметров: длина волны света $\lambda = 633$ нм, расстояние, пройденное светом, $z = 4,766$ мкм ($2\lambda + 3,5$ мкм).

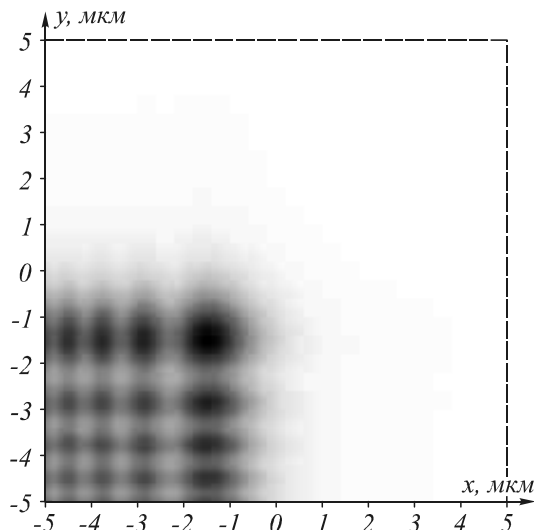


Рис. 4. Интенсивность скалярного светового поля (1) при дифракции на полубесконечной апертуре, пропускающей свет в области $x < 0, y < 0$, при следующих значениях параметров: $\lambda = 633$ нм, расстояние $z = 4,766$ мкм. Чёрный цвет – максимальная интенсивность, белый цвет – нулевая интенсивность. Пунктирная линия – граница области расчёта

Главный максимум находится в точке $(-1,46$ мкм; $-1,46$ мкм). Горизонтальное и вертикальное сечения совпадают и показаны на рис. 5.

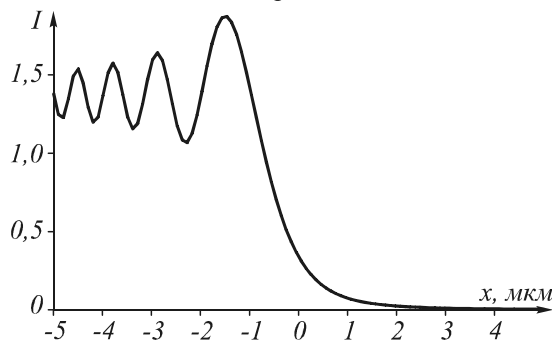


Рис. 5. Сечение интенсивности вдоль оси, параллельной горизонтальной оси на рис. 4 и проходящей через точку максимума интенсивности с координатами $(-1,46$ мкм; $-1,46$ мкм)

Из сравнения рис. 2а и 4, а также 2б и 5 видно, что они похожи и даже локальные максимумы находятся в близких точках. Например, главный максимум при точном расчёте имеет координаты $(-1,52$ мкм; $-1,52$ мкм), а при скалярном расчёте – немного другие $(-1,46$ мкм; $-1,46$ мкм). Но есть и существенные различия: максимум интенсивности на рис. 2а превышает интенсивность падающего света в 4,8 раза, а на рис. 5 – только в 1,85 раза. Также на рис. 2 контраст боковых лепестков почти в 2 раза больше контраста на рис. 5. Причина отличий в том, что решались похожие, но разные задачи: дифракция на угловой фазовой ступеньке (рис. 2) и дифракция плоской волны на угловом прямоугольном экране.

Из (1) следует, что координаты главного максимума (по декартовым осям) находятся из формулы:

$$T_0 \approx 0,92\sqrt{\lambda z}. \tag{3}$$

Смещение фотонной струи вдоль гипотенузы угла ступеньки будет в $\sqrt{2}$ раз больше, чем в (3). Интересно заметить, что при скалярной параосиальной дифракции плоской волны на спиральной фазовой пластинке с топологическим зарядом $m=1$ формируется световое кольцо (оптический вихрь), радиус R которого находится почти по такой же формуле [12]:

$$R \approx 0,94\sqrt{\lambda z}. \tag{4}$$

Получается, что при дифракции на спиральной фазовой пластинке с пропусканием $\exp(-im\phi)$, где ϕ – полярный угол в плоскости пластинки, осевая точка является амплитудным краем или точкой скачка фазовой ступеньки.

2. Эксперимент

Эксперименты по измерению распределений интенсивности при дифракции плоской линейно-поляризованной волны на угловой ступеньке микрорельефа, показанной на рис. 1, проводились с помощью сканирующего микроскопа ближнего поля (СБОМ) Ntegra Spectra с металлическим пирамидальным кантилевером с отверстием 100 нм. Расстояние от верхней поверхности ступеньки измерялось тоже с точностью 100 нм. На рис. 6 показано двумерное распределение интенсивности на расстоянии $z=3,5$ мкм. Декартовы оси на рис. 6а повернуты на 135 градусов против часовой стрелки по отношению к осям на рис. 2а и 4.

Расчётное (рис. 2б) и измеренное (рис. 6б) сечения интенсивности качественно совпадают. Числовые значения близки: расстояние от края пластинки до главного максимума $T_0=2,5\lambda$ (рис. 6б) и $T_0=2,4\lambda$ (рис. 2б). Максимальная интенсивность превосходит падающую интенсивность в $I_{\max}/I_0=4,8$ раз (рис. 2б) и $I_{\max}/I_0=5,4$ раз (рис. 6б). Разница составляет 11%. Большую интенсивность в эксперименте можно объяснить не строгой вертикальностью стенок ступеньки высотой $H=2\lambda$. На рис. 7 показано сечение интенсивности вдоль горизонтальной оси, проходящей через фокус (на рис. 6а не показана). Диаметр фокуса по горизонтальной оси равен $\text{FWHM}=1,76\lambda$. Это близко к расчётному значению $\text{FWHM}=1,9\lambda$ (рис. 2б). Разница составила 7%.

Фокусное пятно, сформированное вблизи угла фазовой ступеньки, при распространении вдоль оси z меняет свои параметры. В табл. 1 приведены измеренные двумерные картины интенсивности вблизи фокусного пятна (размером 2 мкм на 2 мкм) на разных расстояниях от поверхности ступеньки (от 0,5 мкм до 3,5 мкм). Приведены также значения размеров фокусного пятна по декартовым осям x и y и значение максимальной интенсивности в фокусе (в относительных единицах). Максимум интенсивности фокусного пятна наблюдался при расстоянии до поверхности 3 мкм, диаметры по полуспаду ин-

тенсивности пятна вдоль осей x и y равны 1128 нм и 1377 нм ($1,78\lambda$ и $2,18\lambda$), соответственно. Ошибка измерения расстояния до ступеньки и диаметра пучка – примерно 100 нм. Из табл. 1 также видно, что фокусное пятно в непосредственной близости от угла ступеньки (на расстоянии 0,5 мкм) вытянуто вдоль оси x . Далее, по мере распространения, фокусное пятно приобретает округлую форму ($z=2$ мкм) и далее вытягивается вдоль вертикальной оси y ($z=3,5$ мкм). Это означает, что при дифракции плоской волны на угловой фазовой ступеньке волновой фронт имеет астигматизм, который и определяет изменчивость формы фокусного пятна.

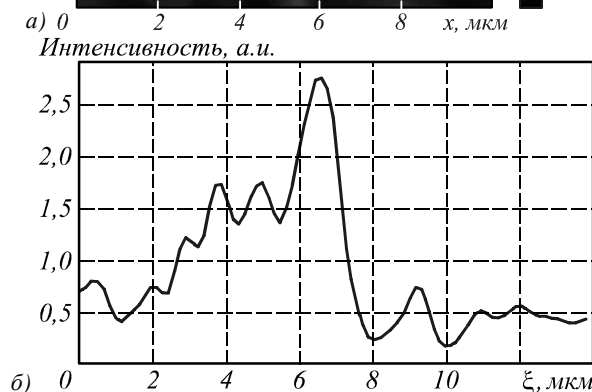
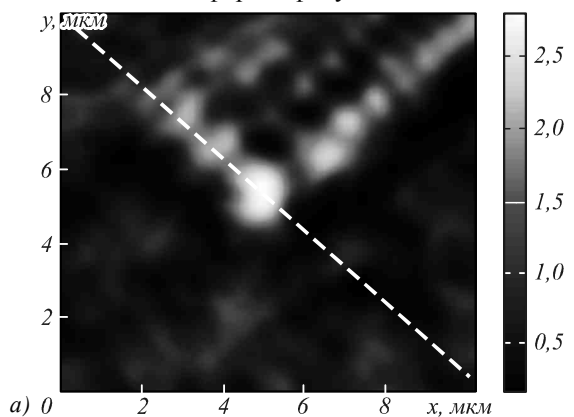


Рис. 6. Распределение интенсивности на расстоянии $z=3,5$ мкм, полученное со СБОМ (а), и сечение вдоль границы ступеньки (б) (граница обозначена белым пунктирным отрезком)

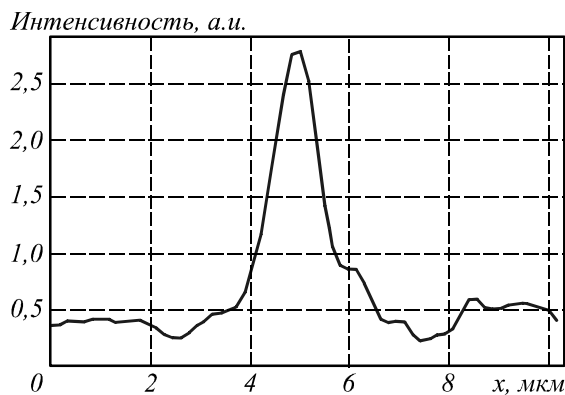
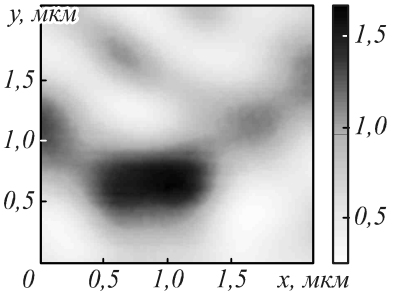
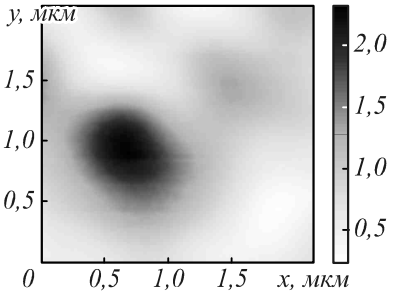
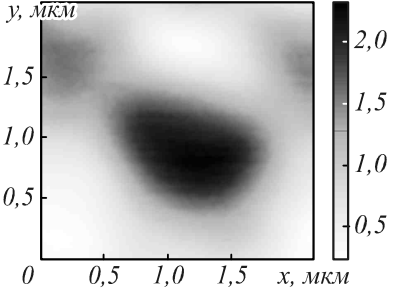
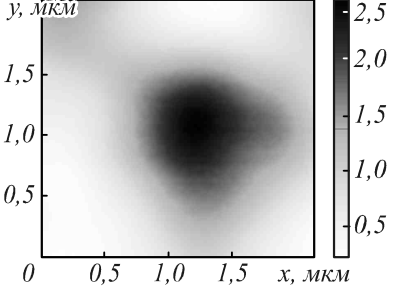
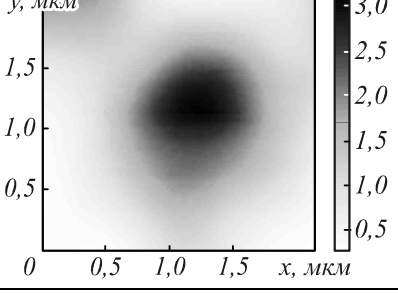
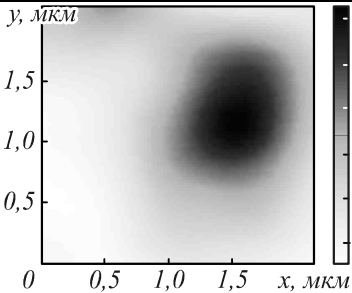
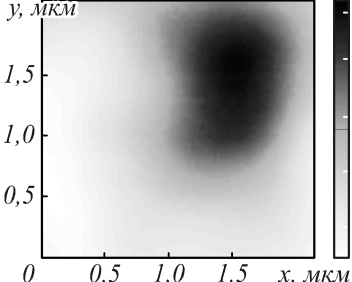


Рис. 7. Сечение интенсивности на рис. 6а вдоль горизонтальной линии, проходящей через фокус с координатами (4,6 мкм, 4,6 мкм)

Таблица 1. Формирование фокусного пятна ступенькой (рис. 1)

Расстояние до поверхности пластинки, мкм	Распределение интенсивности	Диаметр пятна по полуспаду интенсивности		Максимальная интенсивность пятна I_{max} , а.е.
		Вдоль оси x FWHM _x , λ	Вдоль оси y FWHM _y , λ	
1	2	3	4	5
0,5		2,25	1,31	1660
1,0		2,00	2,13	2300
1,5		2,92	2,18	2310
2,0		2,19	2,17	2600
2,5		1,90	2,15	3010

Продолжение Таблицы 1

1	2	3	4	5
3,0		1,78	2,18	3130
3,5		1,76	–	2520

Глубина фокуса по полуспаду интенсивности для фотонной струи из табл. 1 $DOF = 6 \text{ мкм} = 9,5\lambda$. Это также видно из рис. 8, на котором показана интенсивность в плоскости $z\xi$, рассчитанная FDTD-методом, при дифракции света на угловой фазовой ступеньке (рис. 1). Из табл. 1 также видно, что имеет место смещение центра фокального пятна в плоскости xu при увеличении расстояния от ступеньки z . При $z = 0,5 \text{ мкм}$ точка максимальной интенсивности имела координаты $(0,7 \text{ мкм}; 0,7 \text{ мкм})$, а при $z = 3,5 \text{ мкм}$ – $(1,6 \text{ мкм}; 1,6 \text{ мкм})$. То есть за 3 микрона фотонная струя сдвинулась с оптической оси, заданной направлением распространения падающего пучка, примерно на $L = 1,27 \text{ мкм}$. Из рис. 8 также видно не только смещение, но и искривление пучка (центрального максимума картины дифракции). Это искривление описывается гиперболой в соответствии с (3). Из (3) можно получить теоретическую оценку проекции смещения максимума интенсивности вдоль гипотенузы угла ступеньки при удалении от её поверхности на 3,5 мкм:

$$L \approx 0,92\sqrt{2\lambda}(\sqrt{z_2} - \sqrt{z_1}) = 1,21 \text{ мкм}. \tag{5}$$

Из рис. 8 можно оценить проекцию рассчитанного смещения пучка с оптической оси: $L \approx 1 \text{ мкм}$. Таким образом, смещение L фотонной струи от оптической оси z , полученное в эксперименте, при моделировании и с помощью теоретической оценки согласуются между собой (отличаются на 20%).

Заключение

С помощью моделирования FDTD-методом и ближнепольного микроскопа с металлическим кантилевером показано, что при дифракции плоской линейно-поляризованной волны на угловой стеклянной ступеньке высотой 2λ , λ – длина волны, формируется слаборасходящаяся искривлённая по гиперболе фотонная

струя, с областью повышенной интенсивности длиной по полуспаду $9,5\lambda$, с диаметром $1,8\lambda$ на расстоянии $5,5\lambda$ и максимумом, в 5 раз превышающим интенсивность падающей волны. Расчётные результаты отличаются от экспериментальных на 11%. Показано, что структуры интенсивности при дифракции плоской волны на угловой фазовой ступеньке и на непрозрачном экране с отверстием вместо ступеньки совпадают.

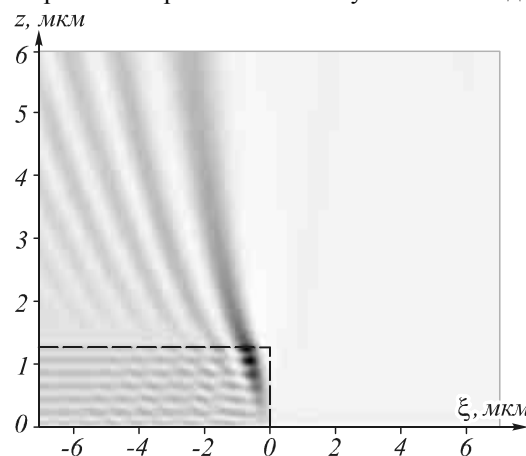


Рис. 8. Рассчитанное FDTD-методом распределение интенсивности в плоскости $z\xi$ при дифракции плоской волны на угловой фазовой ступеньке (рис. 1а)

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 грантов РФФИ (12-07-00269, 12-07-31117, 12-07-31115) а также при финансовой поддержке Министерства Образования и Науки Российской Федерации, в рамках соглашения о предоставлении гранта от 15.06.2012 № 14.В37.21.0239 ФЦП

«Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы».

Литература

1. **Котляр, В.В.** Анализ дифракции электромагнитной волны на бесконечном круглом цилиндре с несколькими однородными слоями / В.В. Котляр, М.А. Личманов // Компьютерная оптика. – 2002. – Т. 24. – С. 26-32.
2. **Li, X.** Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitated by 3D photonic nanojets / X. Li, Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13(2). – P. 526-533.
3. **Heifetz, A.** Photonic nanojets / A. Heifetz, S.-C. Kong, A.V. Sahakian, A. Taflove, V. Backman // J. Comp. Theoret. Nanosci. – 2009. – Vol. 6. – P. 1979-1992.
4. **Ferrand, P.** Direct imaging of photonic nanojets / P. Ferrand, J. Wenger, A. Devilez, M. Pianta, B. Stout, N. Bonod, E. Popov, H. Rigneault // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16(10). – P. 6930-6940.
5. **Chang, C.-H.** From two-dimensional colloidal self-assembly to three-dimensional nanolithography/ C.-H. Chang, L. Tian, W.R. Hesse, H. Gao, H.J. Choi, J.-G. Kim, M. Siddiqui, G. Barbastathis // Nano Lett. – 2011. – Vol. 11(6). – P. 2533-2537.
6. **Astratov, V.N.** Photonic nanojets for laser surgery / V.N. Astratov, A. Darafsheh, M.D. Kerr, K.W. Allen, N.M. Fried, A.N. Antoszyk, H.S. Ying // Newsroom SPIE. – 2010. – DOI 10.1117/2.1201002.002578.
7. **Valev, V.K.** Plasmon-enhanced sub-wavelength laser ablation / V.K. Valev, D. Denkova, X. Zheng, A.I. Kuznetsov, C. Reinhardt, B.N. Chichkov, G. Tsutsumanova, E.J. Osley, V. Petkov, B.D. Clercq, A.V. Silhanek, Y. Jeyaram, V. Volskiy, P.A. Warburton, G.A.E. Vandenbosch, S. Russev, O.A. Aktsipetrov, M. Ameloot, V.V. Moshchalkov, T. Verbiest // Adv. Mater. – 2012. – Vol. 24. – P. OP29-OP35.
8. **Merola, F.** Characterization of Bessel beams generated by polymeric microaxicons / F. Merola, S. Coppola, V. Vespini, S. Grilli, P. Ferraro // Meas. Sci. Technol. – 2012. – Vol. 23. – P. 065204.
9. **Kim, M.-S.** Engineering photonic nanojets / M.-S. Kim, T. Scharf, S. Mühligh, C. Rockstuhl, H.P. Herzig // Opt. Express. – 2011. – Vol. 19(11). – P. 10206-10220.
10. **Martin, J.** Intense Bessel-like beams arising from pyramid-shaped microtips / J. Martin, J. Proust, D. Gerard, J.-L. Bijeon, J. Plain // Opt. Lett. – 2012. – Vol. 37(7). – P. 1274-1276.
11. **McCloskey, D.** Low divergence photonic nanojets from Si₃N₄ microdisks / D. McCloskey, J.J. Wang,

J.F. Donegan // Opt. Express. – 2012. – Vol. 20(1). – P. 128-140.

References

1. **Kotlyar, V.V.** Electromagnetic wave diffraction on infinite circular cylinder with homogeneous layers / V.V. Kotlyar, M.A. Lichmanov // Computer Optics. – 2002. – Vol. 24. – P. 26-32. – (In Russian).
2. **Li, X.** Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitated by 3D photonic nanojets / X. Li, Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13(2). – P. 526-533.
3. **Heifetz, A.** Photonic nanojets / A. Heifetz, S.-C. Kong, A.V. Sahakian, A. Taflove, V. Backman // J. Comp. Theoret. Nanosci. – 2009. – Vol. 6. – P. 1979-1992.
4. **Ferrand, P.** Direct imaging of photonic nanojets / P. Ferrand, J. Wenger, A. Devilez, M. Pianta, B. Stout, N. Bonod, E. Popov, H. Rigneault // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16(10). – P. 6930-6940.
5. **Chang, C.-H.** From two-dimensional colloidal self-assembly to three-dimensional nanolithography/ C.-H. Chang, L. Tian, W.R. Hesse, H. Gao, H.J. Choi, J.-G. Kim, M. Siddiqui, G. Barbastathis // Nano Lett. – 2011. – Vol. 11(6). – P. 2533-2537.
6. **Astratov, V.N.** Photonic nanojets for laser surgery / V.N. Astratov, A. Darafsheh, M.D. Kerr, K.W. Allen, N.M. Fried, A.N. Antoszyk, H.S. Ying // Newsroom SPIE. – 2010. – DOI 10.1117/2.1201002.002578.
7. **Valev, V.K.** Plasmon-enhanced sub-wavelength laser ablation / V.K. Valev, D. Denkova, X. Zheng, A.I. Kuznetsov, C. Reinhardt, B.N. Chichkov, G. Tsutsumanova, E.J. Osley, V. Petkov, B.D. Clercq, A.V. Silhanek, Y. Jeyaram, V. Volskiy, P.A. Warburton, G.A.E. Vandenbosch, S. Russev, O.A. Aktsipetrov, M. Ameloot, V.V. Moshchalkov, T. Verbiest // Adv. Mater. – 2012. – Vol. 24. – P. OP29-OP35.
8. **Merola, F.** Characterization of Bessel beams generated by polymeric microaxicons / F. Merola, S. Coppola, V. Vespini, S. Grilli, P. Ferraro // Meas. Sci. Technol. – 2012. – Vol. 23. – P. 065204.
9. **Kim, M.-S.** Engineering photonic nanojets / M.-S. Kim, T. Scharf, S. Mühligh, C. Rockstuhl, H.P. Herzig // Opt. Express. – 2011. – Vol. 19(11). – P. 10206-10220.
10. **Martin, J.** Intense Bessel-like beams arising from pyramid-shaped microtips / J. Martin, J. Proust, D. Gerard, J.-L. Bijeon, J. Plain // Opt. Lett. – 2012. – Vol. 37(7). – P. 1274-1276.
11. **McCloskey, D.** Low divergence photonic nanojets from Si₃N₄ microdisks / D. McCloskey, J.J. Wang, J.F. Donegan // Opt. Express. – 2012. – Vol. 20(1). – P. 128-140.

HYPERBOLIC PHOTONIC JET

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

Image Processing Systems Institute of the RAS,

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

Abstract

Using FDTD numerical simulation and a near-field scanning optical microscope with metallic cantilever it was shown that linearly-polarized plane wave diffracted by an angular glass step with the width of 2λ (λ – wavelength) forms slow divergent hyperbolic “photonic jet” with length of higher intensity being 9.5λ and diameter of 1.8λ along a distance of 5.5λ . The maximum intensity is 5 times larger than the intensity of input wave. Results of the numerical simulation differ from experimental data by 11%. It was shown that diffraction patterns by the angular phase step and by an opaque screen with a hole instead the step are equals.

Key words: photonic jet, dielectric step.

Сведения об авторах

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.

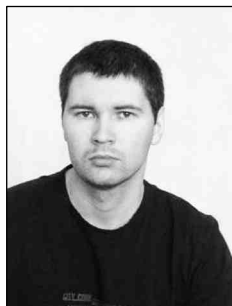
Victor Victorovich Kotlyar is a head of Laboratory at the Image Processing Systems Institute (Samara) of the Russian Academy of Sciences and professor of Computer Science Department at Samara State Aerospace University. He received his MS, PhD and DrSc degrees in physics and mathematics from Samara State 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.



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». 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 Stafeyev (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 нанофотоники. 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.

Поступила в редакцию 29 июня 2012 г.