

УДК 535.42

СКАНИРОВАНИЕ СФОКУСИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА АПЕРТУРНЫМ ЗОНДОМ БЛИЖНЕПОЛЬНОГО МИКРОСКОПА

С. А. Дегтярев^{1,2}, П. Г. Серафимович^{1,2}*

¹ Самарский государственный аэрокосмический университет им. С. П. Королева;

² Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара, Россия

Сканирование сфокусированного света с помощью двумерного апертурного зонда моделируется численно с помощью метода конечных элементов. Рассмотрены сложности, связанные с моделированием зонда ближнепольной сканирующей оптической микроскопии. Получены картины пространственного распределения плотности потока в фокальном пятне, отсканированные зондом. Показано, что в случае острой фокусировки гауссова пучка отклик зонда соответствует поперечной компоненте электрического поля, в случае фокусировки пучка Гаусса—Эрмита — градиенту продольной компоненты электрического поля.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время активно развиваются технологии анализа и обработки изображений с нанометровым масштабом. В частности, в работах [1, 2] говорится о проблемах, возникающих при распознавании и анализе микроскопических изображений. При распознавании изображений с нанометровыми масштабами необходимо учитывать искажения и ошибки, которые вносит измерительная система. Данная работа посвящена исследованию детектирующих свойств зондов ближнепольных микроскопов, которые влияют на измерение пространственного распределения плотности потока остросфокусированного излучения.

При прохождении света через узкие отверстия и щели обнаружено множество эффектов. Они затрудняют физическое описание процесса сканирования ближнепольным зондом.

В работе [3] показан эффект усиления пропускания излучения узкой металлической апертурой, когда диэлектрический материал добавлен в канал апертуры, вследствие чего возникает резонанс Фабри—Перо. В статье [4] показано усиленное пропускание одинарной кольцевой апертуры в тонкой металлической пластине по сравнению с круглым отверстием.

В работе [5] утверждается, что с помощью апертурного зонда можно измерить только градиент продольной компоненты электрического поля. В публикациях [6, 7] при обсуждении измерения градиента продольной компоненты используются выводы работы [5].

С другой стороны, в работах [8–12] обсуждались экспериментальные исследования с помощью ближнепольного микроскопа «NT-MDT» с апертурным металлизированным волоконным зондом, позволяющим измерять как продольную, так и поперечные компоненты электрического поля. Причём в этих работах была показана избирательная чувствительность такого зонда к различным компонентам электрического поля. В частности, эксперименты [8–11] показали более высокую чувствительность к продольной компоненте электрического поля.

Таким образом, характеристики, измеряемые ближнепольным микроскопом, существенно зависят как от поляризации излучения и структуры пучка, так и от конфигурации зондов (детектирующих устройств) и требуют дополнительных исследований.

* sealek@gmail.com

Известно, что аксикон формирует бесселев пучок нулевого порядка, диаметр центрального пятна которого по уровню плотности потока энергии, соответствующему половине от максимального значения, равен $0,36\lambda$ [13, 14], где λ — длина волны падающего на аксикон излучения. Это значение на 30 % меньше диаметра диска Эйри, формируемого линзой с той же числовой апертурой. В данной работе моделируется сканирование острой фокусной перетяжки, полученной с помощью рефракционного аксикона.

При острой фокусировке лазерных пучков в фокальном пятне неизбежно возрастает продольная компонента амплитуды колебаний электрического поля [15, 16]. При этом за счёт внесения линейной или вихревой фазовых сингулярностей [11, 16–19] можно формировать продольную компоненту на оптической оси даже при линейной или круговой поляризации падающего излучения.

В работе [20] определена числовая апертура рефракционного аксикона, при которой фокусировка лазерного пучка является наиболее острой для заданной длины волны. Работа [21] посвящена исследованию пропускания ближнепольных зондов различной конфигурации при использовании метода конечных разностей во временной области. В публикациях [20, 21] было показано многократное увеличение коэффициента пропускания излучения при наличии у зонда диэлектрической сердцевинки в силу иммерсионного эффекта.

Целью данной работы являлось исследование детектирующих свойств двумерного зонда с помощью численного моделирования методом конечных элементов, реализованного в программном продукте «Comsol» [22]. Данный метод позволяет корректно описывать взаимодействие излучения с металлами.

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗОНДА БЛИЖНЕПОЛЬНОГО МИКРОСКОПА

В данной работе рассматривается сканирование сфокусированного света с помощью двумерного апертурного зонда. Численное моделирование выполнено с помощью программного продукта «Comsol», в котором стационарные уравнения Максвелла решаются методом конечных элементов. Схема моделирования показана на рис. 1.

Входящий пучок освещает оптический элемент слева и фокусируется. На рис. 1 плотность энергии электрического поля показана оттенками серого. Для получения острой фокусировки в работе использовался двумерный рефракционный аксикон с числовой апертурой $NA = 0,8$. Обычно аксикон используется для формирования протяжённого (глубокого) фокуса [12, 13]. Од-

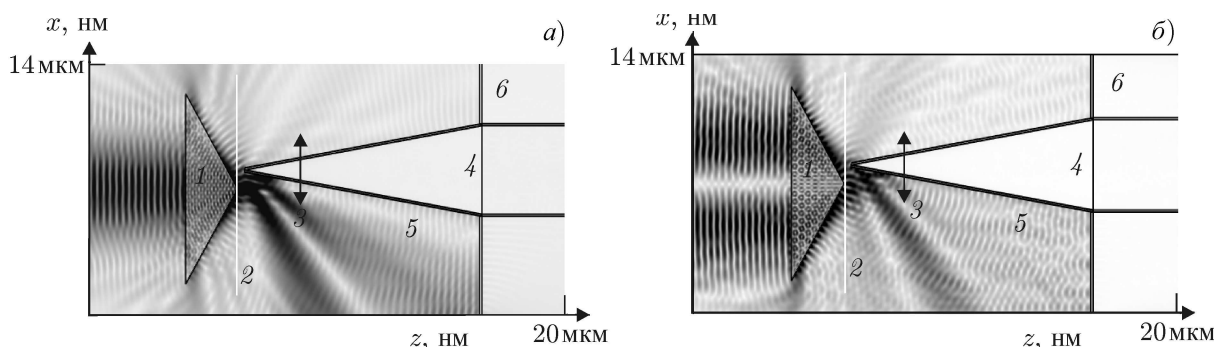


Рис. 1. Сканирование сфокусированного гауссова пучка (а) и пучка с поперечной структурой в виде моды Гаусса—Эрмита (б) двумерным зондом. Цифрой 1 обозначен аксикон, 2 — фокальная плоскость, 3 — направление сканирования, 4 — стеклянная сердцевина, 5 — металлическое напыление, 6 — металлический экран

нако в силу высокой числовой апертуры (0,8) фокус формируется на очень малом расстоянии от вершины элемента. Кроме того, фокус имеет очень малую глубину (порядка длины волны λ). Апертурный зонд вносится в фокальную область, расположенную вблизи вершины аксикона. Остриё зонда сканирует плоскость, лежащую на расстоянии 500 нм от вершины аксикона перпендикулярно оптической оси. Расположение данной плоскости определено эмпирически из тех соображений, что она содержит максимум плотности потока излучения.

В качестве оценки отклика зонда использовалась интегральная величина

$$I_{\text{out}} = \int_{S_{\text{out}}} |E_{\text{out}}|^2 dS_{\text{out}}, \quad (1)$$

где S_{out} — плоскость на выходе зонда, E_{out} — электрическое поле в этой плоскости. Входное поле в апертуре зонда оценивалось аналогичным образом:

$$I_{\text{in}} = \int_{S_{\text{in}}} |E_{\text{in}}|^2 dS_{\text{in}}, \quad (2)$$

где S_{in} — плоскость входного апертурного окна, E_{in} — электрическое поле в этой плоскости.

На рис. 1 можно видеть, что поле существенно дифрагирует на покрытом металлом зонде, что ставит вопрос о том, какая величина измеряется зондом ближнепольного микроскопа.

Другая проблема связана с излучением, которое проникает в область детектирования по периферии в обход апертуры зонда. Было решено поместить металлический экран (см. элемент 6 на рис. 1), отражающий нежелательное излучение.

При моделировании использовались параметры, приведённые в табл. 1.

Несмотря на то, что реальная форма зонда ближнепольного микроскопа намного сложнее, чем диэлектрический конус, покрытый металлом с ровными границами, в работе [7] зонд моделировался со скруглённой концевой частью. В данной работе мы используем ту же модель.

Мы сравнили величину и характер откликов зондов с острыми и скруглёнными границами (см. рис. 2). Получено, что скругление апертурных фасок уменьшает коэффициент пропускания энергии излучения примерно на 10 %. Однако пространственный профиль сигнала остаётся таким же, как и при острых фасках, т. е. искажения, вносимые зондами со скруглёнными и острыми фасками, имеют сходный характер.

Таблица 1. Параметры моделирования зонда

Показатель преломления среды, окружающей зонд (вакуум, воздух), n_{vac}	1
Показатель преломления стеклянного наполнителя зонда n_{core}	1,5
Комплексный показатель преломления алюминиевого покрытия зонда n_{coat}	$0,94 + 6,42i$
Числовая апертура фокусирующего аксикона NA	0,8
Показатель преломления материала фокусирующего аксикона n_{axicon}	1,81
Длина волны света в вакууме λ_{vac} , нм	532
Угол схождения зонда на конус α , градусы	20
Диаметр апертуры зонда d , нм	$2 \div 100$

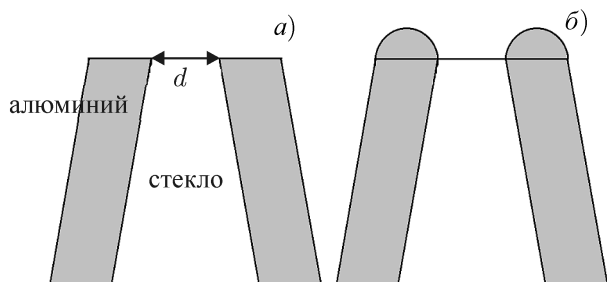


Рис. 2. Наконечники зондов с прямыми (а) и со скруглёнными (б) апертурными фасками

Однако если цилиндрическая часть представляет собой слой с высотой порядка длины волны, тогда размер такой накладки довольно сильно влияет на пропускание, и этот эффект требует дополнительного исследования.

Мы руководствовались тем, что реальный зонд — это химически заточенное волокно, покрытое металлом, и его коническая часть продолжается практически бесконечной цилиндрической частью. В рассмотренном случае резонанс, приводящий к изменению коэффициента пропускания, возникает только при протяжённости цилиндрической части порядка длины волны. Увеличение высоты (в данной работе 40 длин волн) не влияет на пропускание.

Приведённые выше данные показывают сложность моделирования апертурного зонда ближнепольного микроскопа. Малые вариации формы зонда приводят к значительным изменениям результатов. Серьёзной проблемой является учёт неровности структуры зонда и получение соответствия между моделированием и экспериментальными данными [6–12].

В ходе работы рассматривается сканирование двух типов остророфокусированных пучков — обычного гауссова пучка и пучка с фазовой сингулярностью, в качестве которого была использована мода Гаусса—Эрмита.

2. СКАНИРОВАНИЕ СФОКУСИРОВАННОГО ГАУССОВА ПУЧКА

В этом разделе рассматривается сканирование фокальной области рефракционного аксикона (см. рис. 1) при падении на него гауссова пучка, электрическое поле в котором описывается формулой

$$E_x(x, z = 0) = E_0 \exp(-x^2/\sigma^2), \quad (3)$$

где x и z — поперечная и продольная декартовы координаты соответственно, σ — ширина гауссова пучка, E_0 — нормирующий множитель.

Вычисляемая во входной апертуре зонда энергетическая характеристика (2) для различных диаметров апертуры показана на рис. 3.

Как можно видеть из рис. 3, нормированное значение I_{in} уменьшается с уменьшением диаметра апертуры, но конфигурация максимумов и минимумов не изменяется. Стоит отметить, что интегральная характеристика (2) уменьшается очень медленно с уменьшением радиуса апертуры. При уменьшении радиуса апертуры в 50 раз, интегральная характеристика I_{in} уменьшается примерно в 2 раза. Этот факт можно объяснить «эффектом громоотвода». Эффект состоит в том, что амплитуда электрического поля очень велика в малой окрестности острой металлической кромки и не зависит от радиуса апертуры. Таким образом, расстояние между кромками отверстия не существенно влияет на интегральную характеристику (2), т. к. основная энергия поля сконцентрирована вблизи острых кромок.

В ходе выполнения работы было замечено следующее. Если при моделировании коническую часть зонда (треугольную в плоскости рис. 2) продлить цилиндрической (прямоугольной), то коэффициент пропускания изменяется. Причём если высота цилиндрической части существенно больше длины волны, то зависимость а пропускания от высоты исчезает. Протяжённый цилиндр увеличивает коэффициент пропускания потока излучения вдвое по сравнению со случаем отсутствия цилиндра.

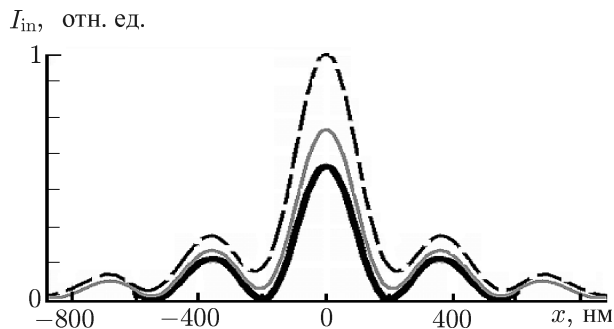


Рис. 3. Входная интегральная характеристика для гауссова пучка I_{in} при различных диаметрах апертуры зонда: 100 нм (пунктирная линия), 20 нм (серая линия), 2 нм (сплошная чёрная линия)

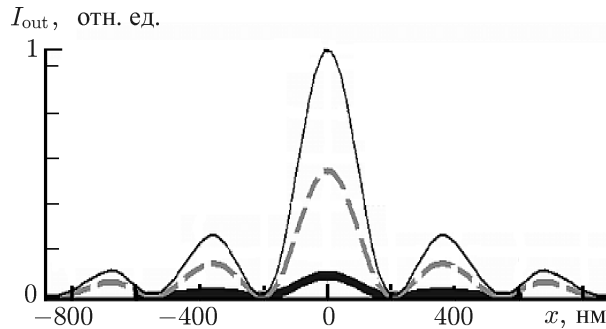


Рис. 4. Отклик зонда I_{out} для гауссова пучка при различных диаметрах апертуры: 100 нм (тонкая линия), 20 нм (пунктирная линия), 2 нм (толстая линия)

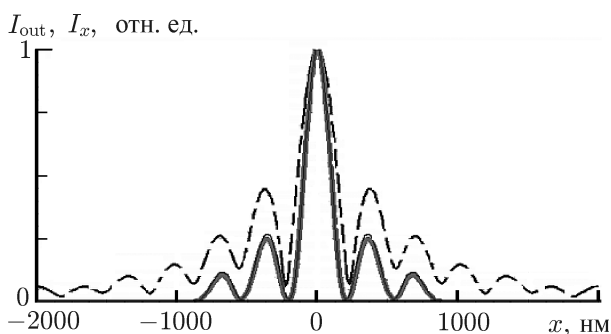


Рис. 5. Сравнение потока энергии поперечной компоненты электрического поля $I_x = \int E_x^2 dS_{out}$ сфокусированного аксионом гауссова пучка (пунктирная линия) с откликом I_{out} зонда с диаметром апертуры 100 нм (сплошная линия)

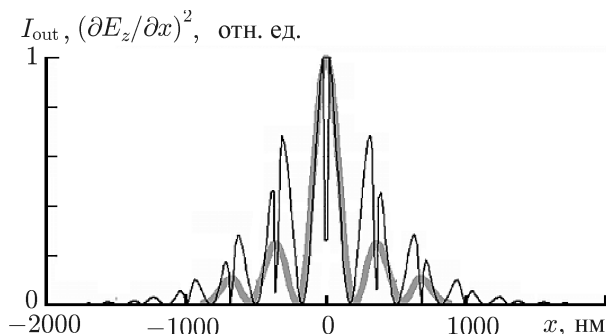


Рис. 6. Сравнение квадрата градиента продольной компоненты электрического поля $(\partial E_z/\partial x)^2$ для пучка с поперечной структурой в виде моды Гаусса—Эрмита (чёрная линия) с откликом I_{out} зонда с диаметром апертуры 100 нм (серая линия)

Изменение потока энергии, прошедшего через зонд с различными диаметрами апертуры, представлено на рис. 4.

Как можно видеть из рис. 3 и 4, входная энергетическая характеристика I_{in} зонда имеет пространственную структуру, сходную с откликом I_{out} зонда. Таким образом, отклик I_{out} зонда может быть вычислен при любом положении сердцевины зонда, и результаты будут похожими, исключая уменьшение потока энергии. Однако наблюдается очень медленное изменение коэффициента пропускания излучением зондом: с уменьшением диаметра апертуры в 50 раз, отклик (3) уменьшается в 10 раз.

В работе [13] было сделано предположение, что ближнепольный микроскоп с полым металлическим зондом измеряет только поперечную компоненту электрического поля. Действительно, из покомпонентного сравнения выяснилось, что отклик рассматриваемого зонда соответствует распределению потока энергии поперечной компоненты электрического поля $\int E_x^2(x) dS_{out}$ (см. рис. 5).

Также мы проверили гипотезу о том, что с помощью апертурного зонда измеряется квадрат градиента продольной компоненты электрического поля [6, 7]. Сравнение отклика I_{out} зонда с квадратом градиента этой компоненты $(\partial E_z/\partial x)^2$ показано на рис. 6. Видно, что в данном случае отклонение между величинами больше, чем в случае поперечной компоненты, хотя ха-

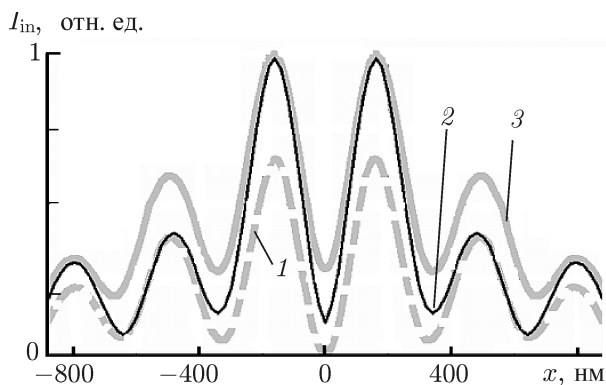


Рис. 7. Входная интегральная характеристика I_{in} для пучка с поперечной структурой в виде моды Гаусса—Эрмита при различных диаметрах апертуры: 2 нм (кривая 1), 20 нм (кривая 2), 100 нм (кривая 3)

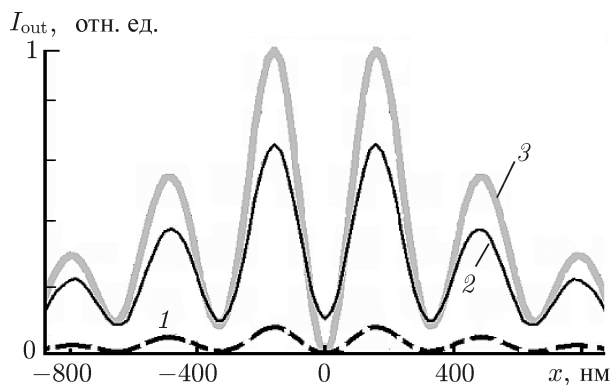


Рис. 8. Отклик зонда I_{out} для пучка с поперечной структурой в виде моды Гаусса—Эрмита при различных диаметрах апертуры: 2 нм (кривая 1), 20 нм (кривая 2), 100 нм (кривая 3)

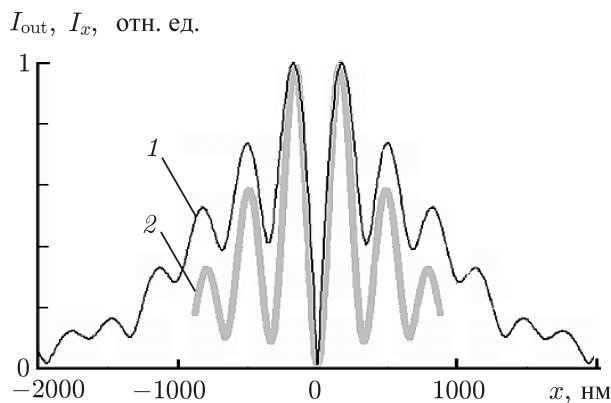


Рис. 9. Сравнение потока энергии поперечной компоненты электрического поля I_x для пучка с поперечной структурой в виде моды Гаусса—Эрмита (кривая 1) с откликом I_{out} зонда с диаметром апертуры 100 нм (кривая 2)

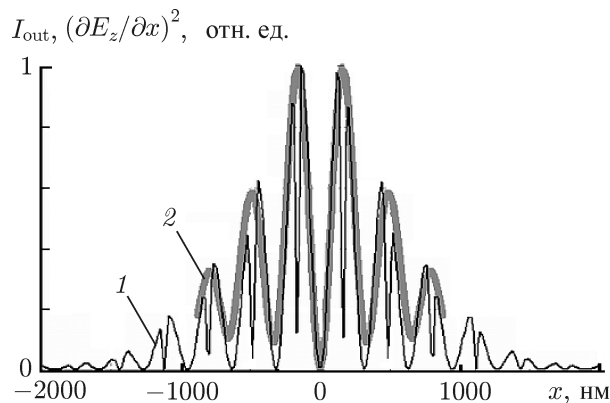


Рис. 10. Сравнение квадрата градиента продольной компоненты электрического поля $(\partial E_z / \partial x)^2$ для пучка с поперечной структурой в виде моды Гаусса—Эрмита (кривая 1) с откликом I_{out} зонда с диаметром апертуры 100 нм (кривая 2)

ракетер пространственной огибающей квадрата градиента продольной компоненты близок к отклику I_{out} зонда.

3. СКАНИРОВАНИЕ СИНГУЛЯРНОГО ПУЧКА

В другом проведённом эксперименте падающий на аксикон пучок имел поперечную структуру в виде моды Гаусса—Эрмита

$$E_x(x, z = 0) = E_0 x \exp(-x^2 / \sigma^2). \tag{4}$$

Входная I_{in} и выходная I_{out} характеристики зонда для различных диаметров апертур показаны на рис. 7 и 8 соответственно. Из рис. 7 видно, что при уменьшении апертуры интегральная характеристика (2) уменьшается не существенно. Аналогичная ситуация наблюдалась при детектировании сфокусированного гауссова пучка.

Таким образом, входная энергетическая характеристика I_{in} зонда и отклик I_{out} зонда убывают с убыванием диаметра апертуры. Пространственная конфигурация максимумов и минимумов остаётся постоянной.

Сравнение отклика I_{out} зонда с потоком энергии поперечной компоненты сфокусированного сингулярного поля показано на рис. 9, с квадратом градиента продольной компоненты — на рис. 10. Видно, что кривые имеют схожую форму, однако пространственная огибающая квадрата градиента продольной компоненты хорошо повторяет отклик зонда (см. рис. 10). Таким образом, ситуация противоположна рассмотренной в предыдущем разделе.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализируя полученные результаты, можно сказать следующее.

Трудности моделирования зонда ближнепольного микроскопа объясняются сложностью формы зонда. С помощью метода конечных элементов было показано, что скругление апертурных фасок не изменяет характера сигнала, однако уменьшает проходящий поток энергии примерно на 10 %.

Энергетические характеристики на входе зонда (см. рис. 3, 7) имеют сходную пространственную форму и почти совпадают по значению, однако зонд с меньшей апертурой пропускает меньше энергии, как это показано на рис. 4 и 8. Таким образом, если требуется количественно оценить поток энергии, проходящей через зонд, необходимо учитывать расположение сечения, в котором рассчитывается поток.

Малые апертуры зонда необходимы для получения сверхразрешения, однако сквозь малую апертуру проходят очень малые потоки энергии. В работе показано, что с расширением апертуры пропускание усиливается, но при этом, очевидно, будет уменьшаться разрешающая способность. Зависимость качества разрешения от диаметра апертуры и других факторов является предметом отдельного исследования.

Моделирование сканирования различных типов сфокусированных пучков показывает изменение характера отклика зонда в зависимости от поляризации электрического поля в фокальной области.

Исследование фокусировки гауссова пучка показало, что отклик зонда лучше соответствует пространственной структуре потока энергии поперечной компоненты электрического поля, чем квадрату градиента продольной компоненты. Однако при фокусировке сингулярного пучка с поперечной структурой в виде моды Гаусса–Эрмита отклик зонда лучше соответствует пространственному распределению квадрата градиента продольной компоненты электрического поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, а также РФФИ (гранты 13–07–00266-а, 14–07–31079-мол_а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соيفер В. А., Куприянов А. В. // Компьютерная оптика. 2011. Т. 35, № 2. С. 136.
2. Куприянов А. В. // Компьютерная оптика. 2011. Т. 35, № 2. С. 144.
3. Xu H., Zhu P., Craighead H. G., Webb. W. // Optics Communications. 2009. V. 282. P. 1467.
4. Bouhelier A., Renger J., Beversluis M. R., Novotny L. // J. Microsc. 2003. V. 210. P. 220.
5. Novotny L., Hecht V. Principles of nano-optics. Cambridge University Press, 2006. 484 p.
6. Descrovi E., Vacarro L. // J. Opt. Soc. Am. A. 2003. V. 22, No. 7. P. 1432.
7. Chen W., Zhan Q. // Opt. Express. 2007. V. 15. P. 4106.

8. Jia B., Gan X., Gu M. // *Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 86. P. 131110.
9. Wang J., Wang Q., Zhang M. // *Front. Optoelectron.* 2012. V. 5, No. 2. P. 171.
10. Карпеев С. В., Хонина С. Н., Алфёров С. В. // *Компьютерная оптика.* 2012. Т. 36, № 4. С. 506.
11. Хонина С. Н., Карпеев С. В., Алфёров С. В., Савельев Д. А. // *Компьютерная оптика.* 2013. Т. 37, № 1. С. 76.
12. Хонина С. Н., Алфёров С. В., Карпеев С. В. // *Изв. Самарского научного центра РАН.* 2013. Т. 15, № 4. С. 11.
13. Kalosha V. P., Golub I. // *Opt. Lett.* 2007. V. 32. P. 3540.
14. Хонина С. Н., Вологовский С. Г. // *Компьютерная оптика.* 2009. Т. 33, № 4. С. 401.
15. Котляр В. В., Стафеев С. С. // *Компьютерная оптика.* 2009. Т. 33, № 1. С. 52.
16. Хонина С. Н., Вологовский С. Г. // *Компьютерная оптика.* 2010. Т. 34, № 1. С. 58.
17. Хонина С. Н. // *Компьютерная оптика.* 2010. Т. 34, № 4. С. 461.
18. Хонина С. Н., Савельев Д. А., Серафимович П. Г., Пустовой И. А. // *Опт. журн.* 2010. Т. 79, № 10. С. 22.
19. Дегтярев С. А., Хонина С. Н. // *Вест. Самарского гос. аэрокосм. ун-та.* 2012. Т. 32, № 1. С. 195.
20. Дегтярев С. А. // *Изв. Самарского научного центра РАН.* 2012. Т. 14, № 4. С. 179.
21. Дегтярев С. А., Хонина С. Н., Скуратов Д. Л. // *Вест. Самарского гос. аэрокосм. ун-та.* 2012. Т. 35, № 1. С. 204.
22. Прахт В. А., Дмитриевский В. А., Сарапулов Ф. Н. Моделирование тепловых и электромагнитных процессов в электротехнических установках. Программа «Comsol». М.: Спутник+, 2011. 158 с.

Поступила в редакцию 11 ноября 2013 г.; принята в печать 24 июня 2014 г.

FOCUSED LASER-BEAM SCANNING BY THE APERTURED PROBE OF THE NEAR-FIELD MICROSCOPE

S. A. Degtyarev and P. G. Serafimovich

The focused-light scanning using the two-dimensional aperture probe is numerically simulated by the finite element method. The difficulties related to simulating the probe of the near-field scanning optical microscopy are considered. The patterns of the spatial distribution of the flow density in the focal spot, which are scanned by the probe, are obtained. The probe response corresponds to the transverse component of electric field and the gradient of the longitudinal component of electric field in the cases of sharp focusing of the Gaussian beam and the Gaussian–Hermitean beam focusing, respectively.