

на правах рукописи

АРСЛАНОВ Наркис Мусавирович

НАНООПТИКА БЛИЖНЕПОЛЕВОЙ МИКРОСКОПИИ: ЭФФЕКТЫ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В СУЖАЮЩЕМСЯ
СУБВОЛНОВОМ ЗОНДЕ

01.04.05 – Оптика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

КАЗАНЬ – 2006

Работа выполнена в лаборатории молекулярной фотохимии Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник
Моисеев Сергей Андреевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Гайнутдинов Ренат Хамитович

доктор физико-математических наук,
начальник научного отдела ФГУП «НПО ГИПО»
Андрианов Сергей Николаевич

Ведущая организация – Ульяновский государственный университет
г. Ульяновск

Защита состоится «___» _____ 2006 г. в ___ часов на заседании диссертационного совета Д 212.081.07 при Казанском государственном университете им. В.И. Ульянова-Ленина по адресу: 420008, г. Казань, ул. Кремлевская, 16, физический факультет, ауд. 210.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке им. Н.И. Лобачевского Казанского государственного университета.

Автореферат разослан «___» _____ 2006 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

Сарандаев Е.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Современное информационное общество нуждается в развитии новейших технологий квантового контроля и манипуляций нанообъектами, которые могут быть носителями квантовой информации. Интенсивная разработка таких нанотехнологий значительно расширяет наши представления о физических закономерностях наномира. Большое значение в подобных экспериментальных исследованиях имеет взаимодействие сильно сжатого в пространстве *эванесцентного* света [1, 2] с разнообразными квантовыми нанообъектами (отдельными атомами и молекулами, наноточками, нанопроволоками и др.). Следует отметить, что эванесцентное (нераспространяющееся) поле связано с любой поверхностью и присутствует практически вокруг всех макроскопических тел.

Техника ближнеполевой оптической микроскопии позволяет возбуждать на выходе субволнового зонда сильно локализованные эванесцентные поля, которые при взаимодействии с нанообъектами превращаются в свободно распространяющиеся фотоны. В настоящее время такая техника активно применяется в решении прикладных задач микроскопии, нанолитографии [3], записи и хранении информации [4], исследовании биологических наносистем, манипуляции с квантовыми точками в полупроводниках [1], а также в изучении фундаментальных вопросов взаимодействия света с отдельными атомами и молекулами [5]. Параметры переизлученных фотонов позволяют получать уникальную информацию о строении и физических свойствах вещества с нанометровым разрешением. Однако важнейшие параметры эванесцентного света на выходе из зонда остаются в основном эвристическими величинами из-за сложной пространственной геометрии зонда [1]. Отсутствие должного понимания и физических представлений о закономерностях сильного пространственного сжатия светового поля в зонде значительно ограничивает прогресс в развитии оптики ближнего поля и является одной из основных физических проблем в ближнеполевой оптической микроскопии [2]. Надежное теоретическое решение данной проблемы могло бы послужить теоретической базой для многих задач нанооптики. В частности, это позволит определять параметры светового поля и пространственную структуру локализованного эванесцентного светового поля в ближней зоне выходного отверстия зонда при различных геометри-

ческих и физических параметрах зонда и правильно интерпретировать экспериментальную информацию.

Другой важной проблемой оптики ближнего поля является низкая пропускная способность зонда [1] ($\sim 10^{-3} - 10^{-4}$), которая становится одним из основных факторов ограничивающим пространственное разрешение техники и ухудшающим поляризационные и спектральные характеристики выходного излучения. Проводимое исследование позволит предложить оптимальные параметры зонда, позволяющие в максимальной степени уменьшить размер светового пятна и увеличить при этом интенсивность света. Следует отметить также, что оптические зонды с малым размером интенсивного светового пучка представляют исключительные экспериментальные возможности в реализации нелинейной нанооптики.

Решение намеченного круга проблем может быть основано лишь на комплексном теоретическом подходе к изучению закономерностей распространения излучения в сужающемся зонде, основанным на использовании аналитических и численных методов. Без развития данного теоретического подхода трудно надеяться на дальнейший прогресс в нанооптике ближнего поля, на создание соответствующих методов деконволюции изображений нанообъектов, а также на разработку новых оптимальных схем нанооптики ближнего поля, которые могли бы, например, быть основаны на использовании эффектов пространственного сжатия эванесцентного светового поля [A1].

Таким образом, в представленной работе теоретически исследованы эффекты распространения светового поля в сужающемся зонде ближнеполевой оптической микроскопии с размером выходного отверстия в десятки нанометров, что много меньше длины волны используемого света. Данное исследование включало теоретическое определение пространственной структуры светового поля на выходе субволнового зонда, поиск способов управления интенсивностью и возможности повышения разрешающей способности ближнеполевой оптической микроскопии. Проведённые в диссертации исследования являются актуальными для решения современных проблем нанооптики, создания нанометровой оптической квантовой памяти, ближнеполевой оптической спектроскопии и микроскопии с нанометровым разрешением, которые важны для развития новейших оптических нанотехнологий.

Цель работы. Целью настоящей диссертации является теоретическое исследование

дование закономерностей распространения излучения в сужающемся зонде и влияния формы зонда на параметры выходного излучения для разработки методов нанооптики ближнего поля, новых методов ближнеполевой микроскопии и фемтосекундной спектроскопии, основанных на использовании свойств сильно локализованного в пространстве светового поля.

Методы исследования. Для решения поставленной задачи и проверки исходных предположений был разработан комплекс методов исследования, основанный на развитии теории распространения светового поля в субволновом зонде, включая численное моделирование эффектов интерференции и взаимодействия световых мод в зонде, обработку полученных результатов с применением специализированных прикладных компьютерных программ.

Научная новизна. Теория поперечных сечений Каценеленбаума Б.З. [6] была развита в настоящей диссертации для оптического диапазона длин волн с учетом реальных физических и геометрических параметров зонда ближнеполевой оптического микроскопа. Это позволило разработать общий теоретический подход к описанию светового поля в сильно сужающейся части зонда ближнеполевой оптической микроскопии с выходным отверстием в десятки нанометров, изучить пространственные поляризационные и спектральные закономерности поведения светового поля;

Проведен теоретический анализ влияния реальных физических и геометрических параметров сужающейся части зонда на закономерности распространения света в зонде ближнеполевой оптической микроскопии;

Предложена оптимальная форма сужения зонда для распространения ТЕ и ТМ мод света, позволяющая получать более интенсивное световое поле на выходе зонда с субволновым отверстием;

Получено решение, которое описывает пространственную структуру и поляризацию светового поля на выходе зонда, что позволило теоретически объяснить существующие экспериментальные результаты;

Предсказано сверхсильное пространственное интерференционное сжатие световых мод в зонде и предложен на этой основе новый принцип действия оптического ближнеполевого микроскопа сверхвысокого пространственного разрешения в нанометровом масштабе.

Практическая значимость исследования. Полученные результаты состав-

ляют теоретический базис в понимании эффектов распространения светового поля в световых волноводах с нанометровыми поперечными размерами (много меньше, чем длина волны света). Полученные результаты могут быть использованы при описании светового поля в технике ближнеполевой оптической микроскопии с нанометровым разрешением, при обработке и интерпретации экспериментальных данных ближнеполевой оптической микроскопии нанобъектов. Разработанные в диссертации теоретические подходы могут быть использованы для создания новой техники ближнеполевой микроскопии с более высоким пространственным разрешением, приборов оптической квантовой памяти со сверхплотной записью информации.

Достоверность результатов. Достоверность полученных результатов определяется строгостью развитых в работе теоретических подходов с использованием надежных численных методов анализа исследуемых процессов. Результаты проведенного исследования хорошо согласуются с полученными ранее в частных случаях теоретическими и экспериментальными результатами: найденные в диссертации аналитические решения для волновых чисел световых мод в сужающемся зонде описывают существующие численные расчеты, коэффициент прохождения полной энергии света через зонд совпадает с имеющимися теоретическими и экспериментальными результатами, рассчитанная пространственная структура светового поля TM_{1m} хорошо соответствует имеющимся экспериментальным данным.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту:

- 1) Разработанный теоретический подход позволяет описывать распространение светового поля в зондах ближнеполевой оптической микроскопии с различной геометрией и физическими параметрами.
- 2) Найденны аналитические решения для волновых чисел световых мод в сужающемся зонде, которые позволяют получать дополнительную информацию о пространственной структуре светового поля в ближней зоне отверстия.
- 3) Предложен метод определения оптимальной формы зонда ближнеполевого оптического микроскопа и получены аналитические выражения оптимальной формы зонда при различных условиях возбуждения входного светового поля. Предложенные оптимальные зонды имеют лучшее пространственное сжатие и большую интенсивность выходного светового поля.
- 4) Найденны спектральные характеристики коэффициента пропускания зонда,

которые позволяют определить параметры фемтосекундных импульсов света, распространяющихся через зонд с пространственным сжатием до субволновых поперечных размеров. Найдены параметры зонда, при которых возможно прохождение фемтосекундных световых полей к выходу зонда без существенного искажения их спектральной и временной формы. Полученные результаты описывают экспериментальные данные прохождения фемтосекундного импульса через зонд.

5) Предложенный теоретический подход к описанию пространственной структуры света позволил установить, что эффекты интерференции световых мод могут приводить к локализации световой энергии в пространстве с поперечными размерами 20 нм при выходном отверстии зонда диаметром 100 нм.

Апробация и внедрение результатов исследования. Основные результаты, полученные в диссертации, были доложены на V, VI, VII, VIII, IX, X Международных конференциях “Когерентная оптика и оптическая спектроскопия” (Казань, 2001 г., 2002 г., 2003 г., 2004 г., 2005 г., 2006 г.), XIV Петровские чтения, (Волга, 2002 г), межрегиональной научной школе для студентов и аспирантов "Материалы нано-, микро- и оптоэлектроники: физические свойства и применение" (Саранск, 2002 г.), итоговой студенческой конференции КГУ (Казань, 2002 г.), IX Международных Чтениях по квантовой оптике (Санкт-Петербург, 2003 г.), Международном оптическом конгрессе “ОПТИКА-XXI ВЕК, Фундаментальные проблемы оптики» (С.-Петербург, 2004 г., 2006 г.), VIII международном симпозиуме по фотонному эхо и когерентной спектроскопии (Калининград, 2005 г.), Международной конференции «Фундаментальные проблемы физики» (Казань, 2005 г.), Международной конференции ICONO-LAT (Петербург, 2005 г.), «Материалы и технологии XXI века» (Казань, 2006 г.). Основные положения работы также докладывались и обсуждались на научных семинарах и итоговых конференциях в Казанском физико-техническом институте Казанского научного центра РАН и нашли отражение в печатных работах. Список работ приведен в конце диссертации.

Личный вклад автора. Все результаты диссертации получены лично автором или непосредственно при его участии.

Публикации. Основное содержание диссертации опубликовано в 24 научных статьях и трудах конференций. Список основных авторских публикаций приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка основных публикаций автора и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации составляет 135 страниц машинописного текста, включая 44 рисунка, списка литературных ссылок из 135 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении показывается актуальность темы диссертации, формируются цели и задачи исследования, дается краткая характеристика глав диссертации, отражена новизна, теоретическая и практическая значимость полученных результатов, представлены основные защищаемые положения.

В первой главе приводится литературный обзор и описание современных теоретических и экспериментальных методов исследования в ближнеполевой оптической микроскопии и обсуждаются существующие в настоящее время современные проблемы ближнеполевой оптической микроскопии.

Во второй главе на основе теории поперечных сечений Каценеленбаума для нерегулярных волноводов разрабатывается последовательный теоретический и численный метод [А5] исследования светового поля в сужающемся зонде микроскопа ближнего поля с диаметром выходного отверстия зонда меньше длины волны света λ . В этом методе световое поле в каждом поперечном сечении сужающегося зонда представляется как набор мод волновода с тем же радиусом, какой имеет зонд в этом сечении:

$$\vec{E}(z) = \sum_{-\infty}^{\infty} P_j(z) \vec{E}^j(z), \quad \vec{H}(z) = \sum_{-\infty}^{\infty} P_j(z) \vec{H}^j(z) \quad (1)$$

Коэффициенты разложения подчиняются системе дифференциальных уравнений:

$$\frac{dP_j(z)}{dz} - ih_j(z)P_j(z) = \sum_{v=-\infty}^{v=\infty} S_{jm}(z)P_m(z), \quad (2)$$

где коэффициенты связи мод $S_{jm}(z)$ на контуре поперечного сечения “С”, проходящем по периметру стенки зонда в данной координате z :

$$S_{jm}(z) = \frac{a'(z)a(z)}{2h_j(z)[h_j(z) - h_m(z)]} \oint_C d\varphi \left(1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right) (H_z^j H_z^m - H_\varphi^j H_\varphi^m + \varepsilon_0 E_r^j E_r^m), \quad (3)$$

где $\varepsilon_0, \varepsilon$ - диэлектрическая проницаемость сердцевинки зонда и металлического покрытия, r, φ, z - цилиндрические координаты, $a(z)$ - радиус волновода.

В общем случае волновые числа $h_j(z)$ являются решениями трансцендентного уравнения, полученного из граничных условий для мод поля на металлических стенках волновода [7]. Для учета реальных физических параметров стенки зонда используются граничные условия Леонтовича [8]. В рамках данного подхода были найдены [A5] аналитические выражения волновых чисел ТМ (EH), ТЕ (HE) световых мод в виде разложения в ряд по импедансу стенок $\zeta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$:

$$h_j^{TM}(z) = \left[k_0^2 \varepsilon_0 - \nu_j^2 / a(z)^2 + \zeta 2ik_0 \varepsilon_0 / a(z) \right]^{1/2}, \quad (4)$$

$$h_j^{TE}(z) = \left[k_0^2 \varepsilon_0 - \mu_j^2 / a(z)^2 + \zeta \frac{2a(z)i}{k_0(\mu_{nj}^2 - n^2)} \left(\frac{\mu_{nj}^4}{a(z)^4} + h_0^2(z) \frac{n^2}{a(z)^2} \right) \right]^{1/2}. \quad (5)$$

где $k_0 = \omega/c$ - волновое число света, $\nu_{j=(n,l)}$ - это l -й корень функции Бесселя n -го порядка $J_n(x)_{x=\nu_j} = 0$ для ТМ_{nl} мод ($\nu_{01}=2.404$), $\mu_{j=(n,l)}$ - l -й корень производной функции Бесселя n -го порядка $\partial/\partial x J_n(x)_{x=\mu_j} = 0$ для ТЕ_{nl} мод. Полученные аналитические решения (4), (5) с высокой точностью совпадают с ранее полученными численными результатами, которые требуют большого времени расчета [9] и указывают на высокую точность выполнимости условий Леонтовича в рассматриваемых задачах ближнеполевой оптической микроскопии.

В качестве параметров модели использован диэлектрический конус с $\varepsilon_0=2.16$ сужающийся от начального радиуса 500 нм до конечного радиуса 50 нм с алюминиевым покрытием $\varepsilon=-34.5+8i$ и толщиной больше чем скин-слой ≈ 6 нм [7] при возбуждении основной моды на входе зонда с $\lambda=500$ нм. В силу быстрого изменения граничных условий в зонде, условия существования мод и режимы их взаимодействия между собой сильно изменяются, влияя на картину распространения светового поля. Особенно сильное влияние происходит в конечной субволновой области зонда, где волновые числа мод становятся комплексными величинами и происходит наиболее значительное затухание мод. Анализ распространения мод поля в субволновой области пространства позволил изучить

режимы распространения света в зонде и установить следующие закономерности. Возбуждаемая основная TM_{n1} (или TE_{n1}) мода имеет наименьшее затухание при распространении в зонде. Поэтому общая энергия светового поля быстро уменьшается после достижения основной модой критического сечения \tilde{z}_1 в соответствующем идеальном зонде с радиусом $a(\tilde{z}_1) = v_{01}\lambda / (2\pi\sqrt{\varepsilon_0})$, когда выполняется $Reh_1(\tilde{z}_1) \approx 0$.

Соотношение коэффициентов связи мод поля позволяет разделить зонд ближнеполевой микроскопии на две области. В первой области основную роль в динамике переноса излучения играет взаимодействие между ближайшими модами, поскольку:

$$S_{j,j\pm 1}(z) \gg S_{j,j\pm 2}(z), S_{j,-i}(z). \quad (6)$$

Во второй области зонда происходит сильное отражение мод [A5], где:

$$S_{j,-j}(z) \gg S_{j,n}(z). \quad (7)$$

При этом форма сужения зонда будет определять интегральную величину взаимодействия между модами на всем протяжении зонда [A2]. Величина интегрального взаимодействия определяет общее распределение энергии по модам в зонде. Было найдено [A1], что в отличие от регулярного волновода, быстрое изменение граничных условий в зонде приводит к эффективному перераспределению энергии света между взаимодействующими модами светового поля, которое превосходит собственное затухание сопутствующих мод в зонде [A5]. Это приводит к эффективной генерации света в соседних модах при распространении поля в сужающемся зонде [A9] и выравниванию амплитуд сопутствующих мод с амплитудой первой основной модой [A10], что существенно изменяет пространственную картину распространения поля в зонде [A1] и приводит к появлению многомодовой структуры поля на выходе зонда.

В главе 3 на основе полученных выражений и проведенного анализа в главе 2 впервые математически сформулирована и решена задача о нахождении зонда с оптимальной формой, который позволяет значительно увеличивать прохождение света. Получено аналитическое выражение оптимальной формы зонда ближнеполевой оптической микроскопии с субволновым выходным отверстием [A2]. Суть подхода предлагаемого для поиска оптимальной геометрии зонда состоит в следующем. Так как высшие моды имеют большее затухание в зонде ближнеполевой микроскопии, то при возбуждении основной моды в

зонде его оптимальная форма должна обеспечивать минимальное рассеяние этой моды в моды более высокого порядка и минимальное поглощение в стенках. Уравнение на радиус зонда $a(z)$ можно определить, налагая условие, минимизирующее коэффициент связи основной моды с модой “ m ” интегрально вдоль всей длины зонда:

$$\delta \int_0^L dz |\tilde{S}_{1,m}(z, a, a')|^2 \Big|_{a(0)=a_1}^{a(L)=a_2} = 0. \quad (8)$$

В этом случае следует ожидать минимального рассеяния энергии светового поля из основной моды в соседние моды. Используя (3) и (8) получаем уравнение на радиус сужающегося зонда:

$$\frac{d^2 a(z)}{dz^2} - \frac{1}{a} \left(\frac{da(z)}{dz} \right)^2 \left(1 - \frac{A_{1,m}(z, \lambda)}{2a^2} \right) - \frac{da(z)}{dz} \text{Im } h_{m,1}(z) = 0, \quad (9)$$

где $h_{m,1}(z) = h_m(z) - h_1(z)$. Для ТМ поля [А2, А6]:

$$A_{1,2}(z, \lambda) = \left(\frac{\zeta i k_0 a \varepsilon_0 (h_2^2 + h_1^2) - v_2^2 h_1^2 - v_1^2 h_2^2}{h_1 h_2 (k_0^2 \varepsilon_0 - h_1 h_2)} + \frac{v_1^2 - \zeta i k_0 a \varepsilon_0}{h_1^2 h_2} (h_1 - h_2) - \frac{(v_1^2 - v_2^2)}{h_2 (h_1 - h_2)} \right) + k.c. \quad (10)$$

Благодаря конечной проводимости стенок уравнение (9) имеет плавные решения в виде разложения в ряд по малому параметру $\zeta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ для каждой из окрестностей критических сечений \tilde{z}_1 и \tilde{z}_2 . Аналитическое решение может быть сшито в \tilde{z}_2 , которое определялось из численного решения (9). Для зонда, сужающегося от начального радиуса $a_1=500$ нм до выходного $a_2=50$ нм при длине зонда $L=450$ нм и света с $\lambda = 500$ нм, решение имеет вид:

$$a(z) = a_1 e^{-C_3 z/L} \theta(z - \tilde{z}) + \frac{\lambda}{C_1} \left(K \frac{L}{\lambda} - C_2 e^{C_1 z/L} \right) \theta(\tilde{z} - z), \quad (11)$$

где постоянные коэффициенты определяются из граничных условий $a(0) = a_1$, $a(\tilde{z}) = \tilde{a}$ и $a(L) = a_2$, $\theta(z)$ - функция Хевисайда. Отличие численного решения (9) от аналитического решения (11) составляет около 1-2% и достигает 5% (~2.5 нм) в малой области выходного отверстия.

Отличие в дисперсионном соотношении волнового числа (4), (5) [9, А9] приводит к тому, что для ТЕ световых мод $A_{1,m}(z, \lambda)/2a^2$ изменяется более сложным образом при уменьшении радиуса и численное решение (9) можно заменить приближенным решением (11) только для ТЕ_{0m} светового поля [А3, А4, А5].

Проведенное нами численное моделирование [A5] позволяет описывать световое поле в непосредственной близости от выходного отверстия. Из-за сложности задачи на первом этапе изучается влияние самого зонда на свойства светового поля без учета специфических свойств образца. Отметим, что мы называем найденную форму оптимальной формой из условия максимального прохождения света к образцу. Построение оптимальной формы не требовало знания о величине отраженного света.

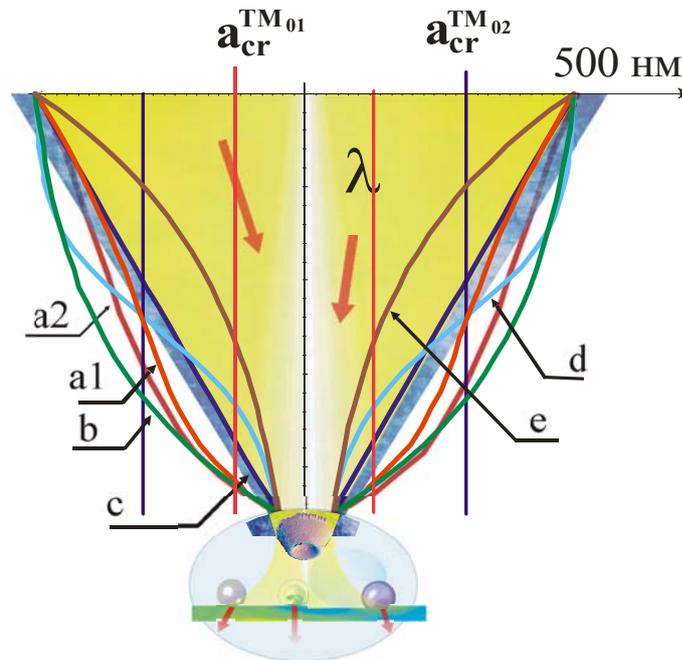


Рис.1 Формы зонда для ТМ и ЕН света. Вертикальная кривая f) показывает критический радиус второй моды, где решение (11) сшивается.

Для иллюстрации преимуществ зонда с оптимальной формой проведено численное моделирование распространения TM_{0m} , EH_{1m} (TM_{1m}) светового поля без учета отражения света от образца $P_{-j}(z=L)=0$ в следующих типичных формах зонда (рис.1): a1), a2) - оптимальное сужение для TM_{0m} , EH_{1m} (9), b) “уширенное” сужение $a(z)=(KL/\lambda - C_2 e^{C_1 z/L})\lambda/C_1$, c) прямолинейное (коническое) $a(z)=a_1+(a_2-a_1)z/L$, d) сужение, изучаемое в работе [10], e) экспоненциальное сужение $a(z)=a_1 \exp(-C_3 z/L)$. Следует отметить, что в области $k_0^2 a^2 \varepsilon_0 < \nu_j^2$ оптимальная форма зонда заметно отличается от прямолинейного и экспоненциального сужения и зависит от длины волны света λ .

На рис.2 представлены коэффициенты прохождения потока энергии TM_{0m} , EH_{1m} (TM_{1m}) света при изменении длины волны света. Для зонда с линейной формой коэффициенты прохождения потока энергии поля были определены экспериментальными и приближенными теоретическими методами [1] для не-

которых длин волн света и совпадают с нашими расчетами по порядку величины, впервые полученными теоретическим путем для всего спектрального оптического диапазона [A2, A3, A6]. Проведенное сравнение показывает, что применение зонда с оптимальной формой может позволить увеличить интенсивность светового поля на выходе из зонда в 10 раз для TM_{0l} света и в 100 раз для TE_{0l} света по сравнению с коническим зондом при сохранении размера выходного отверстия и величины входной интенсивности.

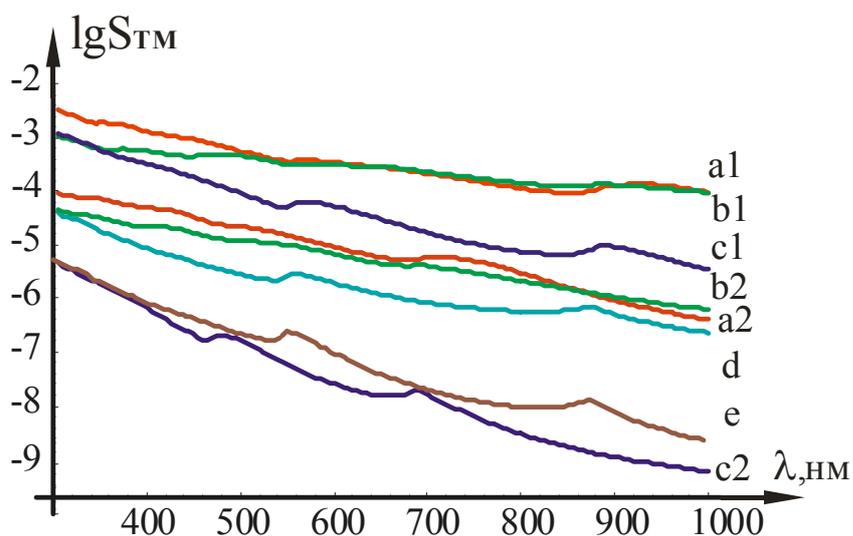


Рис. 2 Коэффициенты прохождения потока энергии TM_{0m} и TM_{1m} света на выходе из отверстия зонда с формой: a1), a2) – оптимальный для TM_{0m} , EH_{1m} , b1), b2) – “уширенный” профиль для TM_{0m} , EH_{1m} , c1), c2) – конический для TM_{0m} , EH_{1m} , d) - профиль [10] для TM_{0m} , e) – экспоненциальный для TM_{0m}

В главе 4 развивается метод расчета пространственной структуры эванесцентного поля на выходе из зонда [A1]. При уменьшении поперечных размеров зонда для мод возникают критические сечения \tilde{z}_j . За областью критического сечения для фотонов мод возникает потенциальный барьер и фотоны посредством туннелирования достигают отверстия [A4]. Поведение поля в зоне туннелирования значительно отличается от его распространения в прямолинейном волноводе как в силу сильных изменений дисперсионных соотношений (4), (5) для световых мод, так и благодаря появлению сильного межмодового взаимодействия в области туннелирования Δ , определяемого формой зоны (рис.1). Длина закритической области $\Delta = (a(\tilde{z}_1) - a_2) / \text{tg}\alpha$ первой TM_{01} моды будет определять эффективность туннелирования света с вероятностью $W = |P(z) / P(\tilde{z}_1)|^2$. Для приведенных на рис.1 форм сужения соответствуют следующие длины Δ : $\Delta(a1)=36.2$ нм, $\Delta(b)=31$ нм, $\Delta(c)=80.2$ нм, $\Delta(d)=116.8$ нм, $\Delta(e)=187$ нм.

Проведенные исследования показали, что при больших размерах зоны туннелирования преобладает затухание основной моды. С уменьшением длины Δ (увеличением угла наклона α) до 56 нм увеличивается эффективность туннелирования света и коэффициент прохождения света увеличивается (рис.3). При уменьшении длины Δ меньше 56 нм ($\alpha > 55^\circ$) высота барьера увеличивается резко и начинается (до $\Delta \approx 18$ нм) сильное отражение и рассеяние фотонов в сопутствующие моды с большим затуханием и общее прохождение света опять начинает снижаться [A11]. Благодаря конкуренции механизмов переноса излучения, существует оптимальная длина туннелирования $\Delta=56$ нм (угол наклона зонда $\alpha = 55^\circ$) для максимального прохождения света с $\lambda=500$ нм [A1].

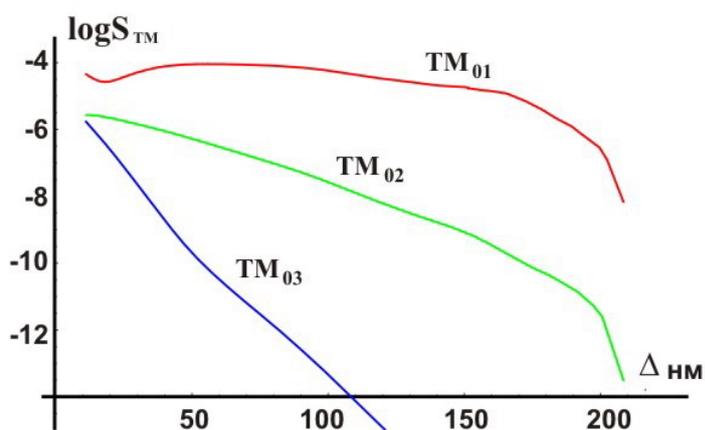


Рис. 3 Коэффициенты прохождения TM_{0m} мод ($\lambda=500$ нм) в зависимости от Δ длины зоны туннелирования (для прямолинейного сужения). Максимум прохождения - 4.0445 достигается при длине зоны 56 нм (при $\alpha=55^\circ$)

Большой интерес в исследовании отдельных нанообъектов вызывает применение фемтоимпульсов в технике ближнеполевой оптической микроскопии. При изменении длины волны света меняется длина туннелирования Δ и рассмотренные выше особенности распространения света. Поэтому коэффициент прохождения света имеет разный характер в различных спектральных областях (рис.2). Если спектр света попадет в область сильной неоднородности (для линейного зонда в диапазоне длин волн $540 < \lambda < 600$), то спектральные компоненты света будут иметь разные групповую $v_{групп} = d\omega / dh$ и фазовую скорость распространения: $v_{фаз} = \omega / h$ и свет может изменить свой спектр на выходе из зонда [A8, A10]. Для исследования динамики отдельных квантовых объектов на временах $10^{-13} \sim 10^{-15}$ сек, меньших, чем характерные периоды колебаний молекул необходимо использовать фемтосекундное излучение. При этом спектральные и временные изменения параметров фемтоимпульсов в

зондах могут быть значительными и необходимо знать такие параметры фемтоимпульсов, которые мало изменяются на выходе зонда.

Используя спектральные данные о прохождении излучения (рис.2) было исследовано прохождение импульса света в коническом зонде с гауссовым профилем амплитуды $P_1(t) = \exp(-t^2 / \delta t^2) \cdot \cos(2\pi ct / \lambda_0)$ на входе в зонд с длительностью $\delta t = 50$ фс. Было установлено, что если несущая длина волны $\lambda_0 = 500$ нм попадает в диапазон однородности $450 < \lambda < 540$ нм, то форма импульса на выходе из зонда заметно не деформируется. Фемтосекундный импульс с $\delta t = 85$ фс и $\lambda_0 = 800$ нм также попадает в область однородности и не искажается на выходе из зонда. Данный результат [A10] находится в хорошем согласии с экспериментальными измерениями [11]. При типичной входной энергии $5 \cdot 10^{-9}$ дж фемтосекундного импульса в излучении на выходе из зонда $\sim 10^7$ фотонов. То есть влияние зонда оказывается не так велико, чтобы препятствовать распространению большого числа фотонов через зонд и возможности эффективной пространственной локализации фемтосекундных импульсов длительности более 50 фс в области пространства с поперечным сечением с диаметром 100 нм.

Получаемое изображение является сверткой выходящего поля и отклика нанообъекта. Поэтому для правильной интерпретации получаемой информации из экспериментов необходимо хорошо понимать детали взаимодействия слабого локализованного светового поля и объекта. Зная пространственную структуру выходящего светового поля можно предложить технику фемтосекундной спектроскопии малого числа квантовых объектов (одиночных атомов и молекул) с учетом пространственной структуры света в сечении отверстия зонда. Для этого, прежде всего, следует знать пространственную структуру светового поля на выходе из зонда, в ближней зоне в зависимости от свойств зонда.

Экспериментальные картины пространственного распределения интенсивности света в сечении зонда [5, 12] имеют необычные пространственные свойства выходящего светового поля, что показывает необходимость теоретического анализа. Отметим, что полученное распределение нельзя достичь простым наложением интенсивностей мод прямолинейного волновода. Используя предложенный метод, дано объяснение пространственной структуры TM_{1m} светового поля в ближней зоне выходного отверстия зонда с параметрами соответствующими экспериментальным данным работ [5, 12]. Для случая возбуждения TM_{11} моды в зонде с конической формой была рассчитана пространствен-

ная структура TM_{1m} света (рис.4), которая хорошо описывает экспериментальные данные измерения интенсивности света на выходе зонда [5] и соответствует картине углового распределения поляризации выходного света, полученной экспериментально [12] при падении в зонд линейно поляризованного света с длиной волны 633 нм. Следует отметить, что теоретическое описание структуры светового поля по сечению выходного отверстия зонда было впервые получено в данном исследовании. Хорошее согласие полученных результатов с экспериментальными данными дает основание использовать развиваемую теорию поперечных сечений для расчетов параметров выходного поля в качестве аппаратной функции [13]. Вычисляемая аппаратная функция зонда определяет разрешение метода ближнеполевой оптической микроскопии и может быть использована для интерпретации световых полей, действующих на молекулы в подобных условиях эксперимента [5].

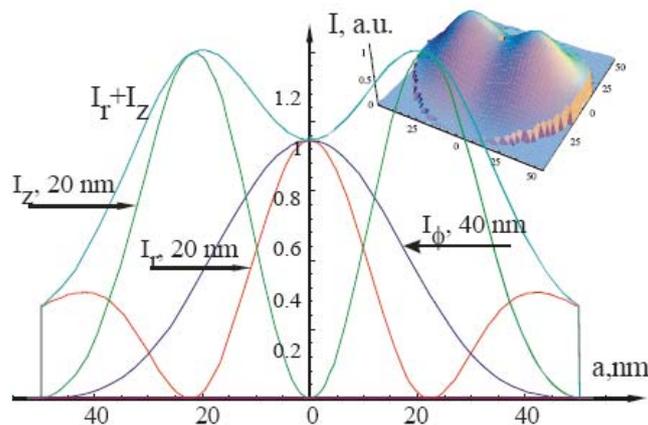


Рис. 4 Структура TM_{1m} света на выходе из зонда с $\alpha = 30^\circ$ в отн.ед. Стрелкой обозначена ширина интенсивности на полувысоте

В настоящей главе также теоретически исследовано влияние эффектов взаимодействия и интерференции световых мод на пространственную структуру светового поля на выходе сужающегося зонда микроскопа ближнего поля с диаметром выходного отверстия $D = 2a(z=L) = 100$ нм заметно меньше длины волны света $\lambda = 500$ нм.

Для малых углов наклона стенки зонда $\alpha < 45^\circ$ вся энергия светового поля оказывается сосредоточенной в основной TM_{01} моде, что проявляется в характерной отчетливой пространственной структуре светового поля на выходном отверстии зонда, где интенсивность продольной компоненты поля $I_z(r, \varphi, z) \sim |P_1(z)|^2 J_0(\alpha_{01}r)^2$ и радиальной компоненты $I_r(r, \varphi, z) \sim |P_1(z)|^2 J_1(\alpha_{01}r)^2$.

Увеличение малых углов сужения зонда приводит к значительному увеличению прохождения света (рис.5) в согласии с [1]. Благодаря росту коэффициентов связи (3) при увеличении угла наклона до $\alpha \sim 65^\circ$ происходит усиление второй моды TM_{0m} света на выходе зонда (рис.5). Продольная $I_z(r, \varphi, z)$ и радиальная $I_r(r, \varphi, z)$ интенсивность в выходном отверстии $a(z = L) \ll a(\tilde{z}_1) = v_j / (k_o \sqrt{\epsilon_o}) \approx \lambda / 3$:

$$I_z(r, \varphi, z) \sim |P_1(z)|^2 J_0(\alpha_{01}r)^2 + |P_2(z)|^2 J_0(\alpha_{02}r)^2 + 2 |P_1(z)P_2(z)| J_0(\alpha_{01}r)J_0(\alpha_{02}r) \cos(\theta_1 - \theta_2), \quad (12)$$

$$I_r(r, \varphi, z) \sim |P_1(z)|^2 J_1(\alpha_{01}r)^2 + |P_2(z)|^2 J_1(\alpha_{02}r)^2 + 2 |P_1(z)P_2(z)| J_1(\alpha_{01}r)J_1(\alpha_{02}r) \cos(\theta_1 - \theta_2), \quad (13)$$

где θ_i – фаза i -ой моды. Пространственная ширина поперечной $d_r(\alpha)$ компоненты интенсивности поля на полувысоте монотонно уменьшается с ростом α , тогда как продольная ширина $d_z(\alpha)$ резко изменяется при $\alpha \approx 55^\circ$.

Эффекты интерференции мод в распространении светового поля заметно усиливаются при больших углах наклона стенки зонда $65^\circ < \alpha < 80^\circ$, когда существенное влияние на свойства поля в выходном отверстии зонда начинают оказывать интерференционные слагаемые $\sim 2 |P_1(L)P_2(L) \cos\{\theta_1(L) - \theta_2(L)\}|$. Численные расчеты показали, что для углов $\alpha < 76^\circ$ разность фаз первых двух мод поля $\theta_1(L) - \theta_2(L) \approx \pi$ находится в соответствии с соотношением для коэффициентов связи (3) между модами:

$$S_{12}(z) = -S_{21}(z)(h_2(z)/h_1(z)) \Big|_{a(z) \ll a(\tilde{z}_1)} \sim -S_{21}(z). \quad (14)$$

Когда значение угла α становится близким к $75^\circ - 76^\circ$ благодаря фазовому соотношению (14) и сопоставимости амплитуд мод $P_1(L)$ и $P_2(L)$ их интерференция приводит к резкому «интерференционному» пространственному сжатию светового поля (рис.6), которое главным образом определяется продольной компонентой поля и приобретает вид узкого пространственного тора (кольцевой структуры) на выходе зонда. Толщина такого кольца $d \approx 25$ нм определяет предел пространственного сжатия света, которое может быть значительно уже, чем диаметр выходного отверстия $D=100$ нм. Для сравнения отметим, что достижение такого пространственного сжатия поля уменьшением диаметра вы-

ходного отверстия от $D_1=100$ нм до $D_2=25$ нм приведет к уменьшению коэффициента прохождения света в $\sim (D_1 / D_2)^4 = 256$ раз [1]. Аналитический и численный анализ свойств света становится слишком сложным для углов $\alpha > 85^\circ$ из-за сильных эффектов отражения мод поля от выходного отверстия.

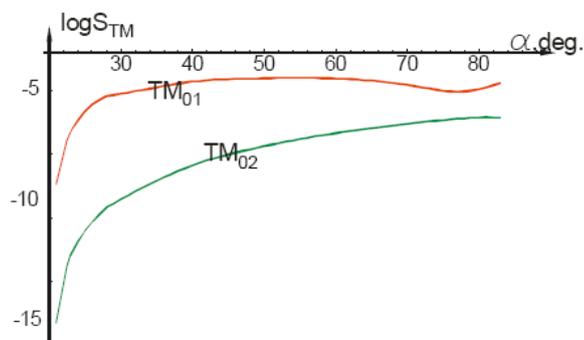


Рис. 5 Мощности TM_{0m} ($m = 1,2$) мод света с $\lambda_0 = 500$ нм на выходе зонда с алюминиевым покрытием при начальном радиусе $a_1(0)=500$ нм и конечным радиусом $a_2(L)=50$ нм

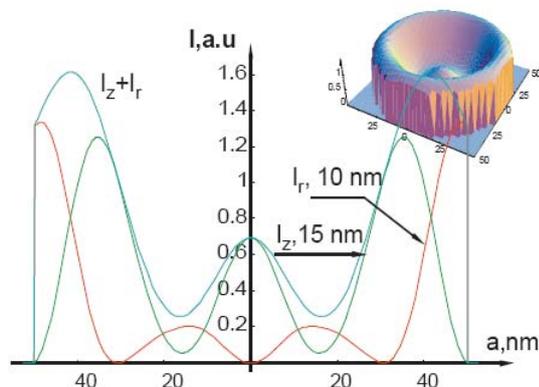


Рис. 6 Пространственная структура интенсивности светового поля на выходе из зонда (внутри зонда) с углом наклона $\alpha = 75^\circ$, $\lambda_0 = 500$ нм, $a_1(0) = 500$ нм, $a_2(L)= 50$ нм в отн. ед

Расчеты показали, что благодаря сильной связи и постоянной разности фаз между модами при изменении угла наклона стенки зонда пространственная структура выходного TE_{0m} , TE_{1m} поля будет определяться лишь первыми двумя модами поля TE_{n1} , TE_{n2} и остается почти постоянной [A1, A3, A4].

В зависимости от расположения нанобъекта относительно сечения зонда изменяются свойства его взаимодействия со светом. Используя современные экспериментальные методы [1], можно контролировать расстояние δz между поверхностью и плоскостью выходного отверстия зонда с точностью до единиц нанометров. При достаточно близком расстоянии $\delta z \ll \lambda$ между поверхностью исследуемого вещества и выходным отверстием зонда, световое поле на поверхности будет практически совпадать с торовидно – кольцевым сжатым световым полем в выходном отверстии зонда [5]. Поэтому разрешающая способность пространственных измерений поверхности будет уже определяться пространственной структурой светового поля в выходном сечении зонда, а не диаметром отверстия. Выбирая предлагаемый зонд с углом наклона $\alpha \approx 76^\circ$ субволновой части зонда, можно значительно усилить разрешающую способность в пространственных измерениях свойств молекул на поверхности вещества, которая будет определяться шириной пиков интенсивности поля $d_z(\alpha)$ из-

за усиленной интерференции мод.

Отметим, что наилучшее разрешение может позволить зонд с большим углом наклона стенки на выходе зонда [A1] $70^\circ < \alpha < 75^\circ$ и достаточно высокой величиной выходной интенсивности. Зонд с оптимальной формой в своих возможностях сочетает этим свойства, так как имеет лучшую выходную мощность (рис.2) и угол наклона $\alpha(L) \approx 71^\circ$, что обеспечивает сверхсильное интерференционное сжатие продольного и поперечного компонент светового поля. На рис.7, 8 представлена структура продольной $I_z(r, z = L)$ и поперечной $I_r(r, z = L)$ интенсивности TM_{0l} поля в сечении отверстия зонда для оптимального и конического зонда. При диаметре отверстия 100 нм интенсивность TM_{0l} светового поля в сечении зонда локализуется в области 15-20 нм. Сравнение рис.7, 8 показывает, что использование зонда с оптимальной формой может увеличить разрешение в 3 раза по сравнению с линейным сужением и позволит достичь разрешения в 20 нм при диаметре отверстия 100 нм ($\sim (D_1 / D_2)^4 = 625$).

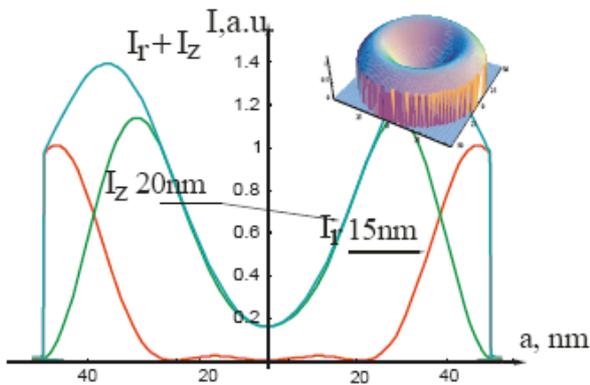


Рис. 7 Пространственная структура интенсивности TM_{0m} света в сечении отверстия зонда с оптимальной формой для $\lambda = 500$ нм

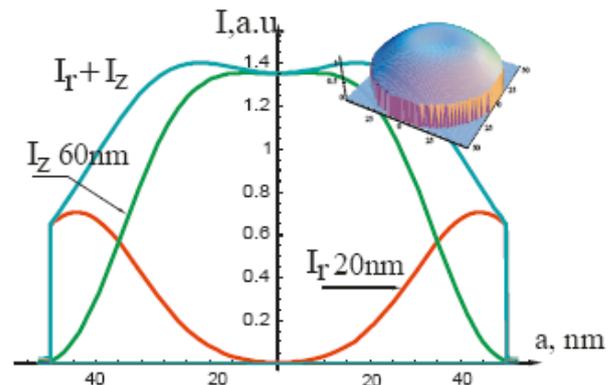


Рис. 8 Пространственная структура интенсивности TM_{0m} света в сечении отверстия зонда с конической формой $\lambda = 500$ нм

Таким образом, использование зонда с оптимальной формой позволит получить лучшее разрешение при той же интенсивности светового поля у выходного отверстия зонда. Это важно для экспериментов, которые проводятся с лазерным излучением на пороге разрушения зонда, а также может представлять интерес при изучении нелинейных оптических эффектов в наноструктурах.

В заключении обобщаются основные выводы и результаты исследования, проводится их обсуждение, приводятся научно-практические рекомендации, позволяющие использовать полученные результаты для улучшения существующих возможностей ближнеполевой оптической микроскопии, а также за-

трагиваются перспективные вопросы дальнейших исследований в нанооптике ближнего поля.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В данной работе теоретически исследован широкий круг задач распространения светового поля в зонде оптического микроскопа ближнего поля. На основе развитого теоретического подхода сформулированы представления о динамике распространения мод в зонде ближнеполевой микроскопии с учетом его сужения, когда достигается размер отверстия меньше длины волны света λ . Достоверность результатов, полученных по разработанной методике, подтверждена хорошим согласием с данными экспериментальных работ и проведенными сравнениями с имеющимися результатами других теоретических работ. В заключении сформулируем основные результаты и выводы исследования, представленные в данной диссертационной работе:

1. Разработан теоретический подход для описания распространения светового поля в зонде ближнеполевой микроскопии с реальными физическими параметрами. Полученные аналитические выражения для волновых чисел мод позволили провести детальный анализ режимов взаимодействия световых мод при распространении в зонде.

2. Показано, что увеличение угла наклона стенки α вблизи выходного отверстия приводит к выравниванию продольной и поперечной интенсивностей и значительно увеличивает взаимодействие и интерференцию пространственных мод света в сужающейся части зонда, что определяет пространственную структуру эванесцентного светового поля в выходном отверстии зонда. На основе проведенного анализа установлено существование оптимального угла наклона зонда 55° , при котором коэффициент прохождения света имеет максимум.

3. Предложен метод определения оптимальной формы зонда ближнеполевой оптической микроскопии, благодаря которому получено аналитическое выражение оптимальной формы зонда. Показано, что применение зонда с оптимальной формой может позволить увеличить интенсивность светового поля на выходе более чем в 10 раз для TM_{0m} света и в 100 раз для TE_{0m} света по сравнению с зондом конической формы и проводить эксперименты с более интенсивным лазерным излучением, не разрушая зонд.

4. Найденный коэффициент прохождения светового поля через зонд в зависимости от формы зонда находится в хорошем согласии с известными теоре-

тическими и экспериментальными данными. Развиваемый теоретический подход позволяет получать дополнительную информацию о свойствах светового поля на выходе из зонда. Представлено теоретическое описание экспериментальных измерений пространственной структуры TM_{1m} светового поля в ближней зоне выходного отверстия зонда и прохождения фемтосекундного импульса света. Определены оптимальные параметры света и свойства зонда, позволяющие избежать искажения фемтосекундных импульсов света, распространяющихся через зонд.

5. Показано, что изменение формы зонда может значительно трансформировать пространственную структуру светового поля в выходном отверстии зонда. В частности, было установлено, что эффекты интерференции мод в поведении светового поля могут привести к возникновению узкого пространственного тора (кольцевой структуры) на выходе зонда. Пространственная структура тора наиболее сильно сжато при угле $\alpha = 75^\circ$, где характеризуется толщиной стенки $d \approx 20$ нм. Полученные результаты указывают на возможность значительного увеличения разрешающей способности существующей техники ближнеполевой оптической микроскопии.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1 Arslanov N.M. Ultrahigh interference spatial compression of light inside the subwavelength aperture of a near-field optical probe / N.M. Arslanov, S.A. Moiseev // arxiv: 0509187, J. Opt. Soc. Am. A – 2007. – V.24. – №3 (in press).
- A2 Arslanov N.M. Optimal form of scanning near-field optical microscopy probe/ N.M. Arslanov // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2006. – V.8. – С. 338 – 344.
- A3 Арсланов Н.М., Моисеев С.А. Усиление НЕ света в зонде ближнеполевого оптического микроскопа с оптимальной формой / Н.М. Арсланов // Сб.трудов ”Фундаментальные проблемы оптики-2006” – 2006. – С.-Петербург, изд. СПб. ГУ ИТМО – С. 103-104.
- A4 Arslanov N.M. The increase in the TE light throughput in the scanning near-field optical microscopy probe with the optimal form / N.M. Arslanov, S.A. Moiseev // preprint physics / 0509209 (2006, submitted to press “Ultramicroscopy”)
- A5 Арсланов Н.М. Распространение ТМ и ТЕ электромагнитного поля в сужающемся зонде ближнеполевой оптической микроскопии с радиусом отверстия 50 нанометров / Н.М. Арсланов, С.А. Моисеев // Исследовано в России – 2005. – Т. 237. – С. 2423 – 2440.

- A6 Arslanov N.M. The optimal form of the near-field microscopy probe narrowing for TM_{1m} modes / N.M. Arslanov // International Workshop on Quantum Optics 2005 – Ed.: V.V. Samartsev - Proc. SPIE – 2005. – V. 6181. – С. 25 – 34.
- A7 Арсланов Н.М. Соотношение между продольной и поперечной компонентами интенсивности светового поля в сужающемся зонде ближнеполевого оптического микроскопа / Н.М. Арсланов, С.А. Моисеев // Сб.статей “Когерентная оптика и оптическая спектроскопия” под. ред. проф. М.Х. Салахова, проф. В.В. Самарцева – 2005. – Казань, изд. “Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова-Ленина” – С. 77 – 82.
- A8 Арсланов Н.М. Структура электромагнитного поля на выходе из зонда ближнеполевой оптической микроскопии/ Н.М.Арсланов, С.А.Моисеев// Сб.трудов ”Фундаментальные проблемы оптики-2004” –2004. – С.-Петербург, С. 147 – 148.
- A9 Arslanov N.M. Light propagation in scanning near-field optical microscopy probe / N.M. Arslanov, S.A. Moiseev // International Workshop on Quantum Optics 2003 – Ed.: V.V. Samartsev - Proc. SPIE – 2003. – V.5402. – С.25 – 34.
- A10 Арсланов Н.М. Распространение фемтосекундного импульса света в зонде сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии / Н.М. Арсланов, С.А. Моисеев // Сб.статей “Когерентная оптика и оптическая спектроскопия” под. ред. проф. М.Х. Салахова, проф. В.В. Самарцева – 2002. – Казань, изд. Мастер Лайн – С. 285 – 290.

СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hecht B. Scanning near-field optical microscopy with aperture probes: Fundamentals and applications / B. Hecht, B. Sick, U.P. Wild, V. Deckert, R. Zenobi, O.J.F. Martin, D.W. Pohl // J. Chem. Phys. – 2000. – V. 112. – P. 7761-7776.
2. Girard C. Near fields in nanostructures / C. Girard // Rep. Prog. Phys. – 2005. – V. 68. – P. 1883–1933.
3. Betzig E. Near-field optics microscopy spectroscopy and surface modification beyond the diffraction limit/ E. Betzig, J.K. Trautman// Science - 1992. – V. 257. – P. 189-195.
4. Hosaka S. SPM-based data storage for ultrahigh density recording / S. Hosaka, A. Kikukawa, H. Koyanagi, T. Shintani, M. Miyamoto, K. Nakamura, K. Etoh// Nanotechnology – 1997. – V. 8. – P. A58- A62.

5. Betzig E. Single molecules observed by near-field scanning optical microscopy/ E. Betzig, R.J. Chichester// Science – 1993. – V. 262. – P. 1422-1425.
6. Katsenelenbaum B.Z. et al. Theory of nonuniform waveguides: the cross-section method, Publishing of the IEE, UK, 264 p., 1998.
7. Борн М. Вольф Э. Основы оптики. – 2-е изд. – М.: Наука, 1973.
8. Леонтович М.А. Исследования по распространению радиоволн. – ч. II. - АН СССР, 1948.
9. Novotny L. Light propagation in a cylindrical waveguide with a complex, metallic, dielectric function / L. Novotny, C.Hafner// Phys. Rev. E – 1994. – V. 50. – P. 4094 – 4106.
10. Kuznetsova T.I. Optical fields inside a conical waveguide with a subwavelength-sized exit hole / T.I. Kuznetsova, V.S. Lebedev, A.M. Tselik // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2004. – V. 6. – P. 338-348.
11. Smith S. 100 femtosecond/100 nanometer near-field probe / S. Smith, B.G. Orr, R. Kopelman, T. Norris // Ultramicroscopy – 1995. – V. 57. – P. 173 – 175
12. Lacoste Th. Contrast enhancement using polarization-modulation scanning near-field optical microscopy (PM-SNOM) / Th. Lacoste, Th. Huser, R. Prioli, H.Heinzelmann // Ultramicroscopy – 1998. – V. 71. – P. 333-340.
13. Betzig E. Breaking the diffraction barrier: optical microscopy on a nanometric scale / E. Betzig, J.K. Trautman, T.D. Harris, J.S. Weiner, R.L. Kostelak // Science – 1991. – V. 251. – P. 1468-1470.

