

# Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и ближнепольные оптические зонды: свойства, изготовление и контроль параметров

**В.Ф.Дряхлушин, В.П.Вейко, Н.Б.Вознесенский**

*Во введении приведен краткий обзор современных областей использования ближнепольных оптических (БО) устройств, и среди них БО микроскопии, спектроскопии и литографии. Обсуждается проблема создания БО зондов как наиболее важного элемента БО устройств, от которого зависит разрешение и эффективность БО приборов. На основе работ авторов детально рассмотрены два различных подхода к формированию БО зондов с использованием адиабатического утоньшения оптического волокна: механическая вытяжка при лазерном нагреве и химическое травление. Предложен, обоснован и экспериментально опробован неразрушающий оптический метод контроля нанометрической апертуры БО зондов. Идея метода – реконструкция ближнепольного источника с помощью теоретического алгоритма обратной задачи из экспериментального дальнепольного распределения. Обсуждаются некоторые перспективы дальнейшего совершенствования конструкций и технологий БО зондов.*

**Ключевые слова:** ближнепольная оптика, микроскопия, спектроскопия, литография.

## 1. Введение

Получение оптического изображения с высоким разрешением всегда было актуально при проведении самых различных исследований. Особенно важным это стало в последние годы в связи с бурным развитием микро- и нанoeлектроники, микробиологии, физики различных наноструктур и т. д. Однако возможности обычной оптики уже не удовлетворяют исследователей – предельное разрешение этой техники определяется дифракционным пределом и не может превышать  $1.22\lambda/2n$  ( $\lambda$  – длина волны света,  $n$  – показатель преломления среды). Создание сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) позволило лишь частично решить данную проблему, т. к. он может быть использован только для исследования проводящих образцов. Кроме того, для работы СЭМ необходим высокий вакуум, что создает сложности для некоторых применений, в частности для исследований *in vivo* в микробиологии. Решающий шаг в исследовании физических явлений был сделан двадцать лет назад. Это стало возможным благодаря созданию нового поколения изображающих систем, основанных на детектировании и использовании нерадиационных полей: сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), атомно-силового микроскопа (АСМ), сканирующего ближнепольного оптического микроскопа (СБОМ) и ряда других. Сканирующий ближнепольный оптический микроскоп был построен вскоре после появления сканирующего туннельного микроскопа [1 – 3].

**В.Ф.Дряхлушин, В.П.Вейко, Н.Б.Вознесенский.** Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 14; e-mail: veiko@lastech.ifmo.ru, vnb@aco.ifmo.ru

Поступила в редакцию 29 марта 2005 г., после доработки – 29 мая 2006 г.

Принцип работы СБОМ, как и других сканирующих зондовых микроскопов, заключается в сканировании поверхности образца источником (или приемником) оптического излучения с размерами, много меньшими длины волны света, который находится на малом расстоянии от поверхности (в ближнем поле излучения). Это позволяет преодолеть дифракционный предел, т. к. в данном случае разрешение уже не зависит от длины волны. Отличительной особенностью СБОМ по сравнению с СТМ и АСМ является необходимость независимой системы подвода и удержания зонда вблизи поверхности, поэтому, как правило, СБОМ комбинируется с АСМ, который обеспечивает удержание зонда вблизи поверхности так называемым методом *shear-force* [4]. Это усложняет и удорожает СБОМ, но, с другой стороны, позволяет одновременно получить СБОМ- и АСМ-изображения, что дает более полную информацию о поверхности образца.

Уступая СТМ и АСМ в разрешении, СБОМ применяется в научных исследованиях не только для получения оптического изображения с высоким разрешением, но и, прежде всего, в локальной оптической спектроскопии микробиологических и полупроводниковых объектов, а также в нанолитографии и для модификации поверхности с целью сверхплотной записи информации.

Существуют различные модификации СБОМ. Прежде всего, это классический вариант, в котором зонд является источником оптического излучения, проходящего через образец и принимаемого фотоприемником (*illumination transmission mode*) [5]. Фотоприемник может находиться с той же стороны образца, что и зонд, и принимать отраженный от образца сигнал (*illumination reflection mode*) [6, 7]. В других модификациях зонд СБОМ является точечным приемником оптического излучения, макроскопический луч которого падает либо на ту же сторону поверхности образца, вблизи которой находится зонд (*collection reflection mode*), либо на противополож-

ную сторону (collection transmission mode) [8, 9]. Существенно отличается от них по принципу работы так называемый туннельный растровый оптический микроскоп [10], в котором излучение падает на образец через призму под углом полного внутреннего отражения. Эванесцентная волна, возникающая на поверхности образца, трансформируется зондом СБОМ в моду, которая распространяется в нем и поступает на фотоприемник. В качестве источника излучения используются, как правило, «малощумящие» лазеры, в качестве приемника – фотоэлектронные умножители. Более подробно различные конструкции СБОМ описаны в обзоре [11].

Особый интерес представляет сканирующий безапертурный интерференционный микроскоп (СБИМ), который позволяет получать изображения с разрешением до 1 нм [12–14]. Принцип его работы заключается в измерении интерференции опорной волны, а также оптической волны, отраженной от зонда АСМ. Для этого требуется измерять фазу с крайне высокой точностью (до  $10^{-7}$  рад/Гц<sup>1/2</sup>) и необходима очень сложная система выделения сигнала. По-видимому, по этой причине СБИМ не нашел широкого применения, несмотря на замечательные результаты, полученные при его использовании.

СБОМ позволил радикально улучшить разрешение оптического изображения. В настоящее время с его помощью получено рекордное разрешение до 12 нм ( $\lambda/43$ ) [15], что существенно превышает дифракционный предел. Несколькими группами исследователей было достигнуто разрешение  $\sim 30$  нм. Это позволило получить оптическое изображение различного рода объектов, таких как большие органические молекулы, вирусы, отдельные элементы приборов микро- и нанoeлектроники, что невозможно осуществить методами обычной оптики. Развитие ближнепольной оптики стало причиной возникновения новых областей научных исследований – локальной спектроскопии и локальной модификации поверхности с разрешением 30–100 нм.

Локальная модификация поверхности с помощью СБОМ (NF-lithography) может найти применение в сверхплотной записи информации и при создании приборов нанoeлектроники. Прямая ближнепольная оптическая литография с использованием фоторезиста позволяет получить рисунок с размером минимально разрешаемого элемента всего 100 нм [16, 17] вследствие быстрого уменьшения коэффициента прохождения оптического излучения через зонд (пропорционального  $a^6$  [5],  $a$  – апертура зонда). По нашему мнению, более интересные результаты были получены при прямом воздействии излучения, выходящего из зонда СБОМ, на поверхность некоторых образцов. В работе [18] исследована возможность реверсивной записи и считывания информации с помощью малых магнитооптических доменов. Фазовые изменения в пленке полупроводника GeSbTe были рассмотрены в [19]. Наименьший размер бита информации, полученный в этом эксперименте, был равен 60 нм, что соответствует плотности записи  $\sim 28$  Гбит/см<sup>2</sup>. В ряде исследований [20, 21] изучена модификация различных органических пленок с помощью СБОМ, получены отдельные элементы размером  $\sim 70$  нм. Экспериментальные результаты показывают возможность записи информации с плотностью более чем 16 Гбит/см<sup>2</sup> и скоростью считывания выше 1 Мбит/с.

Иной метод изготовления нанометровых элементов с помощью ближнепольной литографии, предназначенный

для создания приборов нанoeлектроники, предложен в [22]. Метод включает в себя нанесение тонкопленочного двухслойного защитного покрытия полимер – металл, непластическую деформацию верхнего слоя металла нагретым зондом СБОМ, перенос рисунка через полимер на поверхность образца с помощью сухого травления и создание различных нанометровых элементов через изготовленную таким образом маску. С помощью этого метода на поверхности различных образцов можно создавать произвольный рисунок (вытравленные ямки, канавки, металлические и диэлектрические точки, линии или их комбинации). Показана возможность создания латеральных элементов с характерными размерами 30–50 нм.

Сканирующая ближнепольная оптическая спектроскопия – другая область научных исследований, возникающая на основе использования СБОМ, является чрезвычайно полезным инструментом для исследования локальных свойств физических, микробиологических и химических объектов с разрешением не более 100 нм [23, 26]. В микробиологии она широко применяется при исследовании свойств одиночных вирусов, нейронов, больших органических молекул *in vivo*, в частности их поляризации и флуоресценции [27, 28]. Привлекательной является также возможность локальной модификации одиночных микробиологических объектов или их элементов (генная инженерия). Несколько замечательных результатов было получено с помощью СБОМ [12] при исследовании отдельных органических молекул и вирусов, где достигнуто разрешение, не превышающее 5 нм [29].

Сканирующая ближнепольная оптическая спектроскопия предоставляет уникальные возможности для исследования полупроводниковых нанобъектов: квантовых ям [30], нитей [31] и точек [32, 33]. Иногда это метод используется в сочетании с пико- [34] и фемтосекундной [31] техникой. Исследованы энергетические спектры одиночных квантовых нанобъектов, времена и длины диффузии неосновных носителей заряда, эмиссия и транспорт экситонов. Показана возможность получения различных взаимно дополняющих результатов при проведении измерений в illumination- и collection-модах. Другим методом изучения наноструктур является метод ближнепольной фотопроводимости, в котором зонд СБОМ сканирует вдоль скола структуры, локально возбуждая носители заряда [35]. Метод позволяет измерять энергетические и геометрические параметры гетероструктуры, а также диффузионную длину неосновных носителей заряда. Важной для практического применения является возможность картирования излучающих поверхностей полупроводниковых лазеров. Эксперименты проводились как на обычных лазерах [36, 37], так и на лазерах с вертикальным резонатором [38]. С помощью метода ближнепольной фотопроводимости можно найти пространственное и спектральное распределения мод излучения в ближней зоне, определить дефекты полупроводниковой гетероструктуры. Отметим также возможность прямого наблюдения рассеяния [39] и ГВГ [40] поверхностных плазмонов, распространяющихся вдоль шероховатой поверхности. Техника сканирующей ближнепольной оптической микроскопии применяется при исследовании полупроводниковых структур субмикронных размеров, границ раздела в полупроводниках и т. п. путем возбуждения фототока с последующим анализом характеристик полупроводниковых структур методами спектроскопии [37].

Зонд является ключевым элементом СБОМ. Апертура зонда определяет разрешение микроскопа, а его эффективность ограничивает мощность оптического излучения, проходящего через зонд, что определяет возможность применения СБОМ для модификации поверхности и в спектроскопии с высоким пространственным разрешением.

Существуют несколько видов зондов СБОМ. Наиболее перспективным и широко распространенным является зонд на основе адиабатически суженного одномодового оптического волокна, покрытого тонкой металлической пленкой и имеющего острие с малой апертурой [41]. Одномодовость оптического волокна необходима для эффективного преобразования его фундаментальной моды  $HE_{11}$  в моду  $TE_{11}$  цилиндрического металлического волновода, имеющую наименьший критический диаметр. Для заполненного кварцем цилиндрического металлического волновода при длине волны излучения 0.5 мкм критический диаметр равен 0.21 мкм для  $TE_{11}$ -моды и возрастает до 0.28 и 0.35 мкм для двух последующих мод [42]. Таким образом, прохождение через апертуру высших мод излучения значительно меньше. Угол сужения зонда также важен для его характеристик, поскольку, с одной стороны, его необходимо сделать плавно сужающимся (для уменьшения отражения и лучшей локализации световой волны), с другой – слишком медленное сужение приводит к увеличению омических потерь на его стенках. Оптимальным углом сужения зонда считается угол  $\sim 10^\circ$  между осью волокна и его границей. Зонды изготавливаются либо методом механического вытягивания оптического волокна при контролируемом нагреве и растяжении [42], либо методом химического травления волокна [43].

Другой вариант зонда СБОМ, используемый в настоящее время, изготавливается на основе кремниевого кантилевера для АСМ [40]. Методом анизотропного травления на поверхности кантилевера вытравливается острая (с углом при вершине  $56^\circ$ ) пирамида, которая методом углового напыления покрывается тонким слоем металла, за исключением малой апертуры на острие, после чего кремний из-под металла удаляется. При работе микроскопа излучение с помощью оптической системы фокусируется на апертуру. Преимущество данного зонда по сравнению с зондом на основе оптического волокна состоит в возможности вводить в зонд излучение значительной мощности (такая система имеет большой теплоотвод), недостаток – в отсутствии в нем плавной локализации излучения, что приводит к уменьшению коэффициента прохождения оптического излучения. Кроме того, необходима точная фокусировка оптического излучения на апертуру зонда, что усложняет работу с ним. В результате более широкое применение находит зонд на основе оптического волокна [44, 46]. Отметим также исследования по созданию точечных фотодетекторов, интегрированных с кантилевером АСМ для работы в collection-моду [46].

Зонд СБОМ определяет как разрешение микроскопа, так и возможности его применения для различных приложений, поэтому интенсивно ведутся работы по совершенствованию существующих зондов и разработке зондов, основанных на новых принципах. Возможности дальнейшего развития и распространения ближнепольной техники во многом ограничиваются также проблемой интерпретации получаемых ближнепольных изобра-

жений. Эта проблема обусловлена, в первую очередь, невозможностью априорного определения размера и формы апертуры, которой обладает ближнепольный оптический зонд (БОЗ). В данной работе представлены различные методы создания и исследования зондов СБОМ и рассмотрены перспективы разработки зондов с качественно лучшими электродинамическими характеристиками. Рассмотрена также возможность определения аппаратной функции оптоволоконных ближнепольных зондов и обоснованы принципы построения оптического метода контроля и тестирования зондов, позволяющего получать информацию об их оптических свойствах.

## 2. Лазерная технология формирования ближнепольных оптических зондов

В большинстве случаев БОЗ представляет собой заостренное оптическое волокно с размерами острия при вершине, много меньшими длины волны света ( $\sim 100$  нм). Для изготовления БОЗ в настоящее время используется один из двух наиболее распространенных методов – химическое травление либо механическая вытяжка разогретого до вязкотекучего состояния локального участка волокна. Разрешение в СБОМ и его эффективность определяются, главным образом, характеристиками БОЗ, используемого в ближнепольном эксперименте. Рассмотрим вначале процесс изготовления БОЗ на основе вытяжки из оптического волокна при его лазерном нагреве. Для того чтобы выполнить вытяжку зондов с заданными характеристиками и получить при этом хорошую воспроизводимость результатов, необходимо знать основные параметры процесса. С этой целью в работах [47, 48] проведено исследование кинетики механической вытяжки оптического волокна при лазерном нагреве и рассмотрены закономерности формирования геометрии БОЗ. Для нагрева в методе так называемой лазерной вытяжки применяется излучение  $CO_2$ -лазера мощностью до 20 Вт с длиной волны 10.6 мкм, на которой происходит фундаментальное поглощение в кварце – материале оптоволоконка. Лазерная вытяжка – наиболее широко используемый метод среди «тепловых», одним из основных преимуществ которого является высокая производительность. Однако контроль параметров вытяжки в ходе процесса представляет собой достаточно сложную задачу. Эта сложность обусловлена быстротой протекания процесса лазерной вытяжки.

Основными технологическими параметрами являются удлинение разогретого участка волокна и изменение его температуры во времени. Даже небольшие изменения температуры в ходе процесса могут привести к изменениям геометрических характеристик формируемого БОЗ.

Форма БОЗ сильно зависит от симметричности источника тепла, сформированного на поверхности волокна за счет поглощенного лазерного излучения. Таким образом, для оптимизации процесса лазерной вытяжки необходима оптическая схема фокусировки излучения, способная создать равномерную кольцевую засветку локального участка волокна. Такая схема была разработана, экспериментально проверена и описана нами в работе [47]. Основным элементом схемы является сферическое зеркало, которое обеспечивает создание кольцевого источника тепла на волокне (рис. 1, а). Механическая часть данной установки содержит механизм, растягивающий волокно в горизонтальной плоскости.

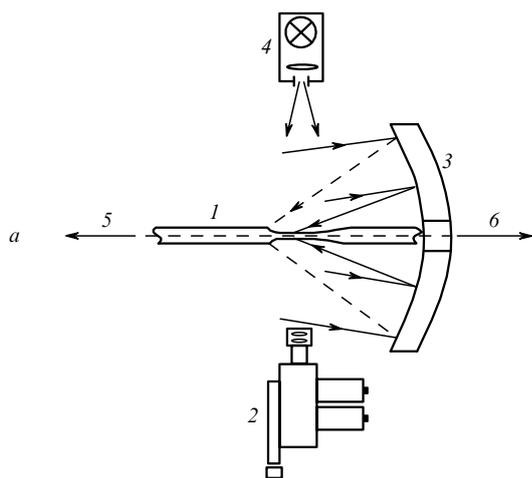


Рис.1. Схема изготовления БОЗ методом лазерной вытяжки (1 – оптоволокно; 2 – высокоскоростная кинокамера СКС-1М; 3 – сферическое зеркало; 4 – осветительная система; стрелками 5 и 6 показано направление растяжения волокна) (а) и фотография зонда (б).

На установке были получены зонды с субмикронными размерами острия на основе одномодового кварцевого волокна (диаметр световедущей жилы 9,5 мкм, диаметр кварцевой оболочки 125 мкм). Фотография такого зонда представлена на рис.1,б. В дальнейшем установка была использована при изучении кинетики лазерной вытяжки, так и изменения температуры волокна в процессе.

Технология лазерной вытяжки БОЗ достаточно хорошо развита (см., напр., [8]). Однако оптимизация этой технологии требует более детального ее изучения, особенно кинетики лазерного нагрева и удлинения волокна, что практически не отражено в литературе. В наших исследованиях для этой цели были использованы два метода – скоростная киносъемка и двухволновая пирометрия спектрального отношения.

Кинетика процесса вытяжки БОЗ изучалась методом скоростной киносъемки. Для этой цели была использована камера СКС-1М; съемка проведена с пятикратным увеличением при скорости 600–1000 кадров в секунду.

Этим методом удалось пронаблюдать и изучить процесс визуально, выделив основные его стадии, определить полное время протекания процесса (от начала нагрева волокна и до его обрыва в истонченной части с образованием острий), измерить диаметр и величину удлинения формируемых острий в ходе процесса, изучить влияние изменения мощности лазерного излучения на формообразование микроострия и т. д.

Процесс лазерной вытяжки можно условно разделить на четыре основные стадии (см. рис.2):

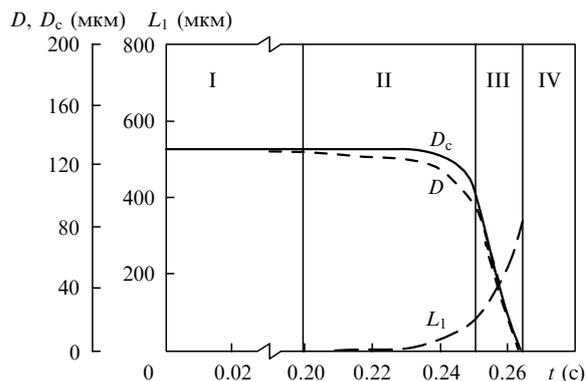


Рис.2. Зависимости геометрических параметров формируемых острий БОЗ в ходе лазерной вытяжки от времени (I–VI – стадии процесса).

1) относительно длительный нагрев волокна (за время  $t \approx 0,15$  с), при котором не происходит заметных изменений диаметра;

2) небольшое плавное утончение разогретой части ( $t \approx 0,15 - 0,23$  с);

3) быстрое уменьшение диаметра при максимальном разогреве материала волокна в фокусе сферического зеркала ( $t \approx 0,23 - 0,26$  с);

4) разрыв с образованием острий.

По данным киносъемки можно выявить временные зависимости минимального диаметра  $D$  волокна в зоне нагрева (рис.2) и длин острий  $L_1$ . Длины острий в процессе вытяжки измерялись от точки наименьшего диаметра тонкой перетяжки до точки с  $D = 125$  мкм.

Полученные экспериментальные данные достаточно хорошо подтверждают результаты теоретического анализа процесса лазерной вытяжки и математическую модель, основанную на законе вязкого течения Ньютона с учетом зависимости температуры от вязкости. Основные положения модели приведены в работе [48]. На рис.2 также показана зависимость  $D_c(t)$ , полученная в результате теоретического расчета.

Вытяжка острий из кварцевого волокна является весьма сложным технологическим процессом, т. к. кварц имеет высокую температуру размягчения. Несколько выше температура, при которой кварц переходит в жидкую фазу и может начаться его интенсивное испарение. При вытяжке острий необходимо работать в узком температурном интервале, что представляет некоторые технологические трудности. Если в процессе вытяжки температура волокна опустится ниже температуры размягчения, то это приведет к отвердеванию и сколу острий, окончательный диаметр которых не достиг еще нанометрового размера. Если же температура приблизится к температуре испарения и материал перейдет в жидкую фазу, начнет сильно сказываться действие сил гравитации на расплавленный объем и вытяжка острий будет протекать с искажением их формы. Особенную трудность представляет поддержание нужной температуры с того момента, когда диаметр волокна в зоне нагрева становится соизмеримым с длиной волны излучения  $\text{CO}_2$ -лазера и начинают проявляться явления рассеяния излучения [50].

Таким образом, получение точной информации о температуре кварцевого волокна в процессе лазерной вытяжки острий является важной задачей. Измерение температуры в процессе вытяжки было проведено методом пирометрии спектрального отношения [50, 51]. Дан-

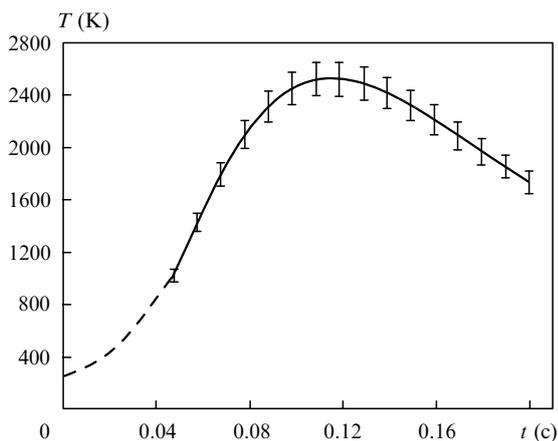


Рис.3. Временная зависимость температуры зоны нагрева кварцевого волокна в процессе лазерной вытяжки острий БОЗ.

ный метод позволяет определить температуру зоны нагрева с большой точностью в диапазоне температур, в котором начинает происходить размягчение кварца, сопровождающееся изменениями диаметра волокна при растяжении.

В основу работы пирометров спектрального отношения положен тот факт, что при увеличении температуры тела максимум интенсивности испускаемого им теплового излучения смещается в сторону малых длин волн. Таким образом, соотношение интенсивностей излучения на двух длинах волн ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) будет определенным образом изменяться в зависимости от температуры.

В результате эксперимента была получена зависимость температуры волокна от времени в ходе лазерной вытяжки острий БОЗ (рис.3). График построен с учетом того факта, что кварц можно считать «равномерно серым» телом, для которого наблюдается постоянство излучательной способности по спектру (т. е.  $\varepsilon_1(\lambda_1) = \varepsilon_2(\lambda_2)$ ), и, следовательно, его цветовая температура равна термодинамической. На рис.3 иллюстрируется процесс вытяжки, длительность которого составляет 0.19 с. Это время хорошо согласуется с данными скоростной киносъемки, полученными при схожих условиях эксперимента.

Как видно из рис.3, в начале вытяжки температура волокна в зоне нагрева начинает резко расти, достигая  $\sim 2500$  К, а затем происходит некоторая стабилизация, сопровождающаяся незначительным снижением температуры. Причина такой стабилизации состоит в том, что общее количество энергии, теряющейся в результате конвективного охлаждения волокна и смещения зоны нагрева (характерного для данной оптической схемы), становится равной энергии, поглощаемой волокном. По-видимому, общая длина получаемого острия не зависит от длины этого участка кривой. Далее температура в зоне растяжения начинает падать. Это происходит в результате уменьшения диаметра волокна до величины, соизмеримой с длиной волны излучения  $\text{CO}_2$ -лазера, и на нагрев волокна начинает влиять рассеяние излучения. Уменьшение температуры приводит к увеличению вязкости кварца, что ведет к обрыву волокна в его наиболее тонкой части при температуре 1600 К. Обрыв при низкой температуре благоприятствует вытяжке, т. к. в этом случае можно избежать оплавления вершины острия под действием сил поверхностного натяжения, которое, в конечном итоге, могло бы привести к снижению коэффициента пропускания и эффективности БОЗ.

Альтернативным методом изготовления БОЗ является метод химического травления.

### 3. Зонды СБОМ, изготовленные методом химического травления

Метод изготовления зондов СБОМ, основанный только на химическом травлении оптического волокна, был предложен в [39]. Мы усовершенствовали эту технику. Основным преимуществом зондов, изготовленных методом химического травления, является то, что сердцевина волокна доходит до апертуры зонда. В механически вытянутом волокне она довольно быстро перестает удерживать излучение в центре волокна, и оно распространяется в сверхразмерном волноводе, что приводит к перекачке оптического излучения в высшие моды. В зонде на основе химически травленого волокна данный недостаток отсутствует. Кроме того, при изготовлении зондов мы использовали оптическое волокно с сердцевинной малого диаметра и соответственно малой (менее 5 мкм) областью локализации оптического излучения. Все это способствует более эффективному преобразованию моды  $\text{HE}_{11}$  одномодового оптического волокна в моду  $\text{TE}_{11}$  цилиндрического металлического волновода. Сохранение сердцевины в волокне при изготовлении зонда способствует также лучшей концентрации оптического излучения в области сужения волокна и, следовательно, уменьшению омических потерь на стенках металлического волновода. В результате зонды, изготовленные методом химического травления, имеют коэффициент прохождения излучения через зонд  $(10^{-2} - 3) \times 10^{-4}$ , что на 2–3 порядка больше, чем у зондов, изготовленных методом механического вытягивания.

При изготовлении зонда предварительно очищенное волокно вертикально помещается в сосуд, содержащий две несмешивающиеся жидкости. В верхней части сосуда находится жидкость, не взаимодействующая с волокном (толуол), в нижней части – травящая смесь (плавиковая кислота, фтористый аммоний и вода в соотношении 10:1:10). В области границы раздела жидкостей на поверхности волокна образуется мениск, высота которого меняется при изменении диаметра волокна в процессе травления. При этом на границе раздела жидкостей на волокне формируется конус. Подбирая жидкости, поразному смачивающие волокно, можно сформировать конус с нужным углом сужения. В указанном выше травителе скорость травления волокна составляет  $\sim 2.5$  мкм/мин.

Это позволяет изготовить конус с размерами острия не более 100 нм. Для получения конуса с меньшим острием (и соответственно зондов с меньшей апертурой) волокно дополнительно помещалось в смесь состава  $\text{HF}:\text{NH}_4\text{F}:\text{H}_2\text{O} = 1:10:120$ , где травление осуществлялось со скоростью 0.2 мкм/мин. В результате размер острия конуса достигал 30 нм.

На рис.4 показано полученное с помощью СЭМ изображение острия волокна, покрытого тонкой ( $\sim 10$  нм) пленкой металла. Затем на заостренное волокно методом электронно-лучевого испарения в вакууме наносится тонкая двухслойная металлическая пленка. Угол между осью волокна и направлением разлета металла составляет  $\sim 20^\circ$ , в результате на острие конуса, находящемся в «тени», остается малая апертура. Как правило, используется двухслойное покрытие, состоящее из ванадия ( $\sim 20$



Рис.4. СЭМ-изображение суженного оптического волокна.

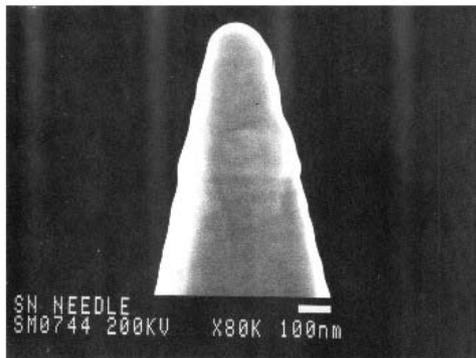


Рис.5. СЭМ-изображение зонда СБОМ.

нм) и алюминия ( $\sim 70$  нм). Выбор металлов определен тем, что ванадий имеет хорошую адгезию к кварцу, а алюминий – малую глубину скин-слоя для видимого света ( $\sim 7$  нм). СЭМ-изображение зонда СБОМ показано на рис.5. Воспроизводимость данного метода  $\sim 90\%$ .

В результате получены зонды СБОМ с коэффициентами прохождения оптического излучения, составляющими  $10^{-2} - 10^{-3}$  для зеленого света ( $\lambda = 0.48 - 0.56$  мкм),  $5 \times 10^{-3} - 5 \times 10^{-4}$  для красного света ( $\lambda = 0.60 - 0.68$  мкм) и  $2 \times 10^{-3} - 2 \times 10^{-4}$  для инфракрасного света ( $\lambda = 0.78 - 1.05$  мкм).

Зонды СБОМ, изготовленные методом химического травления, имеют следующие преимущества.

- Сердцевина оптического волокна достигает апертуры зонда. Это обуславливает лучшую локализацию оптического излучения в области сужения и, следовательно, увеличение коэффициента прохождения и уменьшение омических потерь на стенках металлического волновода, т. е. его меньший нагрев.

- Данный метод изготовления зондов не требует дорогостоящего оборудования.

СБОМ-изображение тест-объекта (очень тонкой, не более 10 нм, пленки ванадия на кварце, частично протравленной до подложки) показано на рис.6. Коэффициент прохождения излучения для данного зонда ( $\lambda = 0.63$  мкм) составляет  $4 \times 10^{-3}$ , минимально разрешаемый элемент изображения не превышает 40 нм.

Необходимо отметить работы по изготовлению зондов с двух- и трехступенчатым сужением оптического волокна [52, 53], что приводит к уменьшению области, где волна экспоненциально затухает в запредельном металлическом волноводе, и соответственно к увеличению коэффициента прохождения оптического излучения.

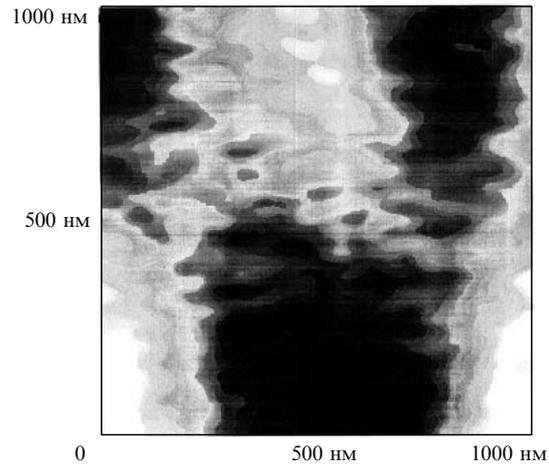


Рис.6. СБОМ-изображение тест-объекта.

Проблема неразрушающего (и не травмирующего) метода on-line контроля БОЗ до сих пор не решена. Их апертуру обычно измеряют апостериори при помощи СЭМ, после чего зонд не может быть использован в СБОМ. Правда, апертуры зондов, так же как и их эффективности, могут быть определены непосредственно в СБОМ на эталонных образцах. Тем не менее независимое измерение БОЗ во время или непосредственно после их изготовления является чрезвычайно важным вопросом их аттестации и совершенствования технологии.

Ниже предложен и реализован один из перспективных подходов к этой задаче, основанный на регистрации дальнепольного распределения излучения БОЗ и на теоретическом восстановлении его апертуры путем решения обратной задачи дифракции.

#### 4. Определение аппаратной функции оптоволоконных СБОМ-зондов по измеренным угловым распределениям интенсивности света в дальней зоне

Из теории дифракции [54] следует, что распределения электромагнитного поля в ближней и дальней зонах дифракции взаимосвязаны, что позволяет решать обратные задачи дифракции и оптического сверхразрешения при наличии соответствующих априорных данных.

Необходимость решения обратных задач такого рода возникла в ближнепольной оптике в связи с трудностями точного исследования субволновой апертуры на оконечности СБОМ-зондов, изготовленных на основе оптических волокон. Эту апертуру нельзя различить в обычный оптический микроскоп, а другие методы микроскопии высокого разрешения (электронная сканирующая микроскопия, атомно-силовая микроскопия и др.) не могут дать о ней однозначной информации вследствие неоптической природы методов наблюдения. Одним из методов, обеспечивающих получение необходимой информации, является метод исследования СБОМ-зондов по характеристикам дальнего светового поля [55, 56].

Взаимосвязь ближнего и дальнего полей можно установить на основе описания распространения и дифракции светового поля на субволновых структурах путем введения неоднородного скалярного потенциала  $\tilde{f}_e$ , определенного с учетом поляризации излучения [57–59]. Распределение амплитуды дальнего поля выражается наиболее строго через пространственно-частотный спектр

указанного потенциала  $\tilde{f}_e$ , который может быть выражен также и в угловом измерении. Описание взаимосвязи сформированного в плоскости апертуры зонда распределения поля с дальнепольной интенсивностью не зависит от параметров объекта, на котором произошла дифракция. Это обстоятельство используется в данной работе для реконструкции распределения интенсивности ближнего поля в плоскости апертуры зонда по интенсивности поля в дальней зоне.

Для простоты представим, что апертура зонда – это отверстие в тонком металлическом экране. В плоскости этого экрана, с его тыльной стороны, формируется рассеянное поле, источником которого является, во-первых, падающее на экран с фронтальной стороны излучение, а во-вторых, наводимые токи, которые, в свою очередь, также создают переменное электромагнитное поле. В результате в непосредственной близости от экрана в среде возникает электромагнитное поле с характерным размером пространственной структуры, меньшим длины волны падающего света. Это поле образует основную часть так называемого ближнего поля, состоящего из неоднородных плоских волн, которые быстро затухают в перпендикулярном экрану направлении [54]. Однако вдоль поверхности экрана волны ближнего поля распространяются от отверстия на достаточно большие расстояния (теоретически – до бесконечности), и закон сохранения энергии проявляется в плавном, чрезвычайно медленном затухании этих волн.

Энергия дальнего поля распространяется, соответственно, в дальнюю зону дифракции и регистрируется приемником. Из сравнения различных экспериментальных данных с моделируемыми распределениями можно заключить, что увеличение проводимости, а также толщины экрана приводит к более равномерным дальнепольным распределениям интенсивности по угловым координатам. При ограничении проводимости или уменьшении толщины экрана становится доминирующей волна, распространяющаяся нормально от экрана, и очень быстро уменьшается доля излучения в других направлениях. Моделируемое угловое распределение интенсивности имеет максимум в центре при гауссовом законе распределения и не достигает нулевого значения в пределах телесного угла  $\pm 90^\circ$ .

На рис. 7 показаны модельные дальнепольное и ближнепольное распределения интенсивности света при диф-

ракции на апертуре диаметром 140 нм с учетом того, что экран имеет конечную проводимость [60].

Учет конечной проводимости экрана приводит к отличиям характера дальнепольных распределений от идеализированных картин, известных из классического курса векторной дифракции света, которые показывают бесконечно большое рассеяние дифрагирующего поля в направлении поляризации [54].

Задачи реконструкции размеров и формы субволновых объектов по дальнему полю излучения отличаются тем, что для их однозначного решения необходимо располагать априорными данными. В нашем случае такими данными являются субволновой размер отверстия, простая форма отверстия (круг или эллипс), весьма малые различия фаз волн, выходящих из зонда, и знание направления поляризации излучения.

Решение задачи реконструкции основано на аналитическом продолжении неизвестных (нерадационных) участков фурье-спектра скалярного потенциала  $\tilde{f}_{e0}$  поля излучения, прошедшего через отверстие, с целью доопределения параметров ближнепольных компонент – неоднородных плоских волн. Аналитически продолженный фурье-спектр скалярного потенциала  $\tilde{f}_{e0}$  несет информацию о контурах отверстия, размеры которого составляют доли длины волны.

В качестве базисных функций для аналитического продолжения спектра использованы двумерные функции отсчетов в виде [61 – 63]

$$\tilde{f}_{re}(v_x, v_y) = \sum_i \sum_j f_{ij} \sin c \left( \frac{v_x - i}{\Delta v_x}, \frac{v_y - j}{\Delta v_y} \right),$$

где  $\tilde{f}_{re}$  – реконструируемый спектр;  $f_{ij}$  – коэффициенты разложения спектра в ряд по функциям отсчетов

$$\sin c \left( \frac{v_x - i}{\Delta v_x}, \frac{v_y - j}{\Delta v_y} \right);$$

$\Delta v_x$  и  $\Delta v_y$  – параметры, значения которых подбираются с целью достижения наилучшего приближения.

Важной задачей при построении алгоритма вычисления коэффициентов  $f_{ij}$  является формирование критерия аналитического продолжения. Обычно в задачах сверхразрешения такой критерий определяется в пространстве предметов по пороговому значению интенсивности вто-

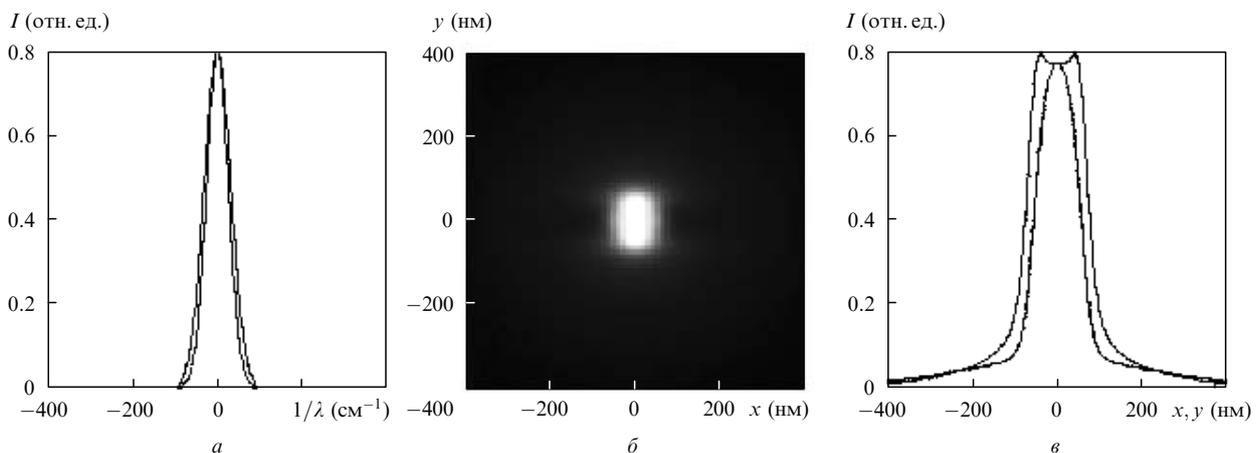


Рис. 7. Поперечные сечения дальнепольного распределения интенсивности излучения при его дифракции на апертуре 140 нм (а), а также полутонкая картина ближнего поля (б) и поперечные сечения ближнего поля (в) для апертуры 140 нм.

ростепенных деталей, которыми можно пренебречь. В данном случае критерий определяется в пространстве фурье-спектра в следующем виде:

$$\iint_{\Omega} |\tilde{f}_{rem} - \tilde{f}_{e0}|^2 dv_x dv_y / \iint_{\Omega} |\tilde{f}_{e0}|^2 dv_x dv_y \leq \varepsilon_s,$$

где  $\varepsilon_s$  – выбранное пороговое значение;  $\tilde{f}_{rem}$  – радиационная часть  $m$ -й итерации аналитически продолженного фурье-спектра скалярного потенциала дифрагировавшего поля;  $\tilde{f}_{e0}$  – измеренный спектр;  $\Omega$  – область интегрирования. Как показали компьютерные исследования, такой критерий работает достаточно устойчиво при наличии гауссова шума со среднеквадратичным отклонением от максимума интенсивности дальнего поля 10 %.

Для получения информации о дальнем поле достаточно зарегистрировать угловое распределение интенсивности, поскольку при дифракции на субволновых апертурах изменение фазы в пределах угла охвата  $\pm 90^\circ$  пренебрежимо мало. Основной трудностью регистрации дальнепольного излучения является его весьма малая яркость, что ранее считалось непреодолимой проблемой. Однако современные оптоволоконные СБОМ-зонды обладают световой эффективностью не менее  $10^{-4}$ , при этом мощность излучения на выходе зонда достигает нескольких милливатт, что позволяет применять стандартные ПЗС-приемники для научных исследований. В частности, могут быть использованы ПЗС-матрицы с отношением сигнал/шум от 56 до 62 дБ и чувствительностью  $\sim 1$  лк для длины волны 632.8 нм.

Для регистрации распределения по угловой координате может применяться либо угловое сканирование фотопремником с диафрагмой, либо схема для одновременной регистрации всего поля в телесном угле до  $180^\circ$ . В данной работе использованы результаты измерений, полученные с применением сферического зеркала.

На рис.8 показана схема взаимного расположения составных частей измерительной установки, обеспечивающей угол одновременного охвата не менее  $\pm 87^\circ$ . На плоскость ПЗС-приемника «проецируется» картина углового распределения яркости излучения, выходящего из зонда. Следует отметить, что при описании связи линейного распределения освещенности площадки ПЗС и углового распределения яркости излучения зонда в предложенной схеме следует учитывать сферическую аберрацию зеркала.

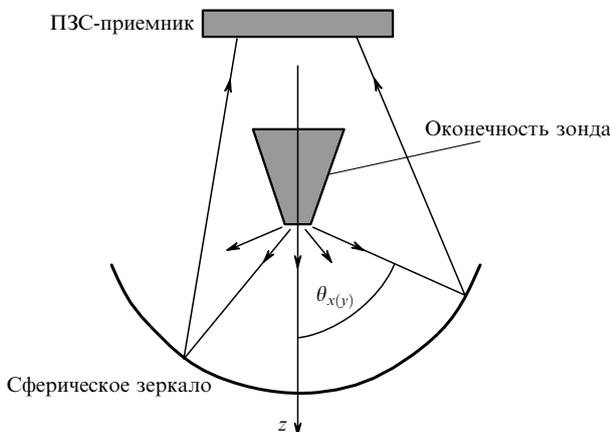


Рис.8. Схема регистрации дальнепольного распределения интенсивности с углом охвата не менее  $\pm 87^\circ$ .

При использовании такой схемы, несмотря на ее кажущуюся простоту, требуется дополнительная процедура – замена диафрагм вблизи ПЗС-приемника (на рис.8 не показаны), поскольку направляющие косинусы лучей (плоских волн), отраженных от зеркала, нелинейно связаны с соответствующими направляющими косинусами плоских волн, выходящих из зонда и попадающих на зеркало. Поэтому «поле» измерения должно быть разделено на зоны, в пределах которых отсутствует неоднозначность при идентификации угловых координат на ПЗС-приемнике.

На рис.9 и 10 проиллюстрированы этапы обработки измеренных дальнепольных распределений для двух СБОМ-зондов, изготовленных в ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова». Измерения проводились для длины волны излучения 0.63 мкм. Измеренные интенсивности дальнего поля в пределах угла охвата  $\pm 87^\circ$  показаны соответственно на рис.9,а, б и 10,а, б, интенсивности после

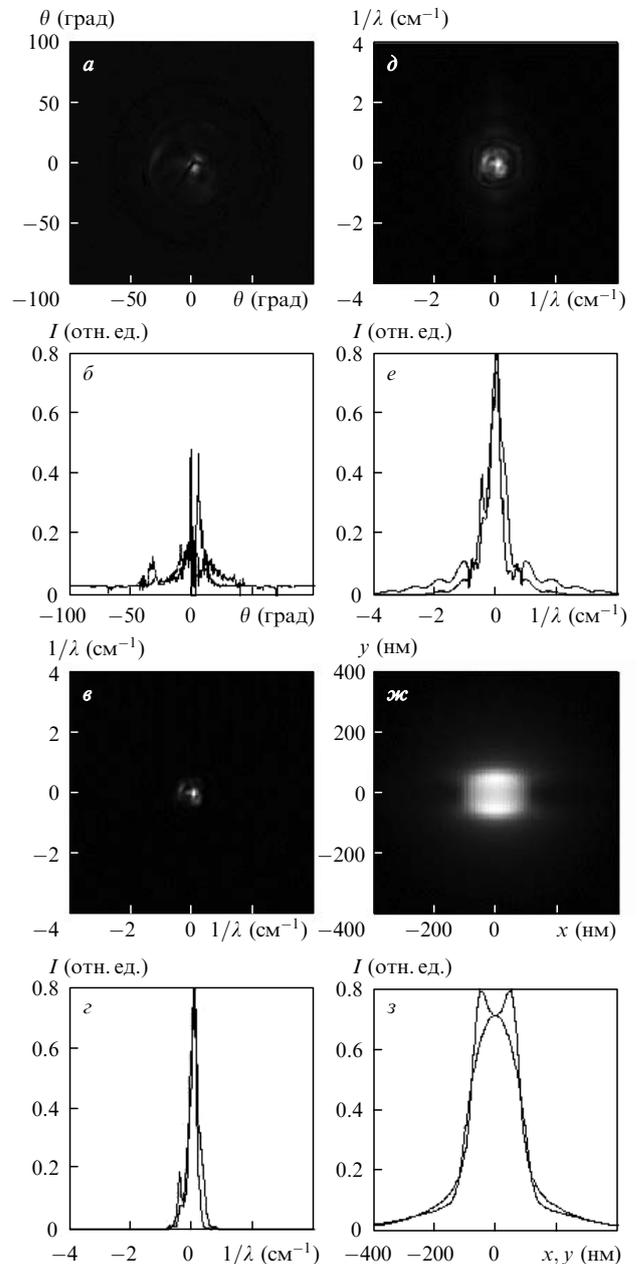


Рис.9. Иллюстрации к этапам обработки результатов дальнепольных измерений для зонда с апертурой 150 нм.

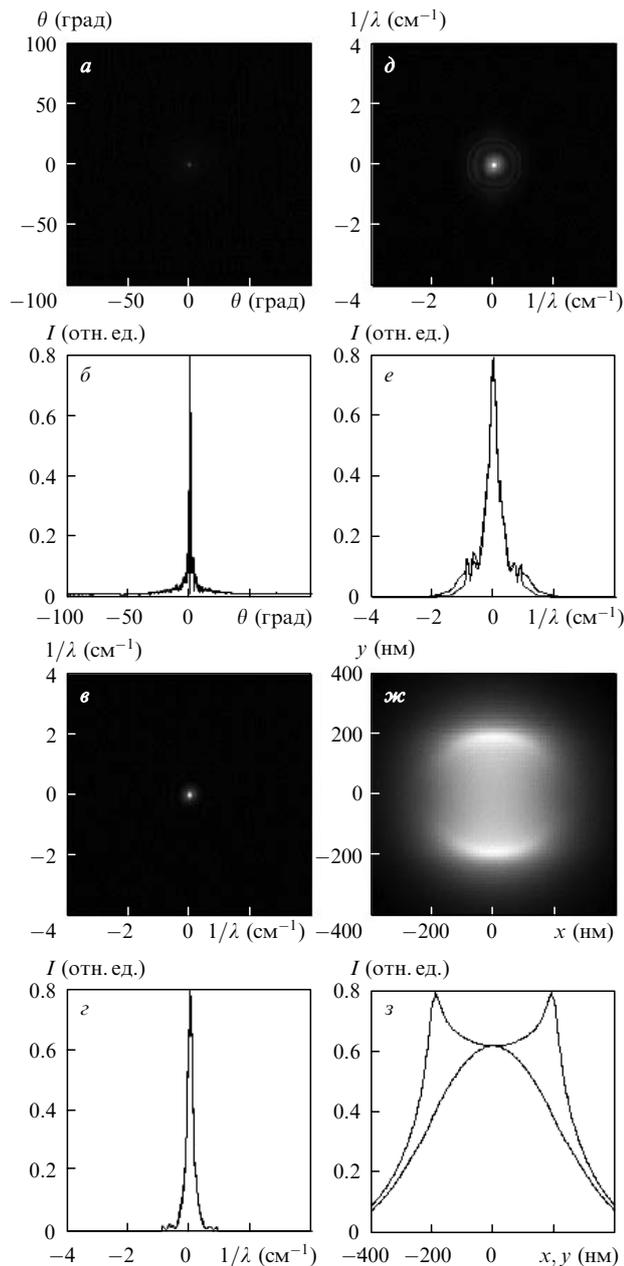


Рис. 10. Иллюстрации к этапам обработки результатов дальнеполюсных измерений для зонда с апертурой 380 нм.

сглаживания шума и приведенные к фурье-выборке – на рис.9,в, г и 10,в, г, аналитически продолженные спектры – на рис.9,д е и 10,д е, а реконструированные интенсивности ближнего поля – на рис.9,ж, з и 10,ж, з.

На рис.9,ж, з и 10,ж, з представлена аппаратная функция зонда, которую невозможно определить неоптическими методами, что исключает возможность применения любых альтернативных методов зондовой микроскопии, кроме рассмотренного в данной работе.

Дополнительная проверка вышеприведенных результатов реконструкции ближнего поля СБОМ-зондов проводилась непосредственно на туннельном растровом оптическом микроскопе (ТРОМ) в ГОИ [64]. В отличие от СБОМ, такой микроскоп работает в режиме сбора фотонов, т. е. зонд не излучает, а воспринимает свет, отраженный от образца. Несмотря на это, эксперименты с ТРОМ позволили реально оценить порядок величины апертуры зонда и подтвердить достигнутые разрешения 150 и 380

нм, соответствующие параметрам поля на рис.9,ж, з и 10,ж, з.

Данный метод, несмотря на полученные положительные результаты, имеет теоретические и практические ограничения, связанные, прежде всего, с многовариантностью аналитического продолжения фурье-спектра скалярного потенциала  $\tilde{f}_{e0}$  и возможностями дискретизации.

Для адекватного моделирования необходимо использовать фурье-выборку объемом не менее  $1024 \times 1024$ . В таком случае интервалы дискретизации в пространственной и частотной областях могут быть сделаны малыми, и при этом в частотной области их будет достаточно много для полного описания ближнеполюсных и эванесцентных компонент. Однако этого может оказаться недостаточно, поскольку при доопределении эванесцентных компонент фурье-спектров необходим еще и довольно малый шаг квантования по уровню крайне слабых сигналов, что может потребовать еще большего объема выборки. Для этого следует использовать мощные компьютеры с параллельными процессорами.

Следствием указанных вычислительных ограничений является, в частности, наличие в реализованной методике нижнего предела для измеряемого диаметра апертуры  $2a_{\min}$ , составляющего  $\sim 100$  нм (или  $0.15\lambda$ ). Погрешность определения поперечных размеров эффективного ближнеполюсного распределения в плоскости апертуры равна примерно  $\pm 0.6a_{\min}$  (или  $\pm 0.05\lambda$ ).

В настоящее время нанозонды, изготавливаемые в ГОИ, успешно проверяются по предложенной методике на макете установки, созданной по схеме рис.8. Эти зонды обеспечивают качественную работу туннельного растрового оптического микроскопа ТРОМ-1. Предлагаемая методика контроля нанозондов обладает следующими преимуществами:

- отсутствием механических контактов зонда с измерительными устройствами, что крайне важно из-за весьма малого диаметра острия (примерно 150 нм);
- оптическим принципом получения информации, что необходимо для адекватной оценки зонда как сканирующего инструмента, обеспечивающего заданное разрешение микроскопа;
- высокой производительностью метода, поскольку все измерения и обработка их результатов могут быть выполнены в течение нескольких минут.

На рис.11 приведены изображения, полученные на ТРОМ-1 при помощи одного из протестированных зондов. Разрешение приведенных картин по горизонтали составляет 150 нм, по вертикали – от 10 до 100 нм, что обеспечивается геометрией самого острия и работой обратной связи.

## 5. Заключение

Основной задачей совершенствования конструкции зондов СБОМ является минимизация апертуры и увеличение коэффициента прохождения оптического излучения. Первый параметр определяет возможность получения изображения с большим разрешением, второй – возможности применения СБОМ для локальной спектроскопии и модификации поверхности. Прогресс в разрешении зондов СБОМ ограничивается глубиной скин-слоя в металле, удерживающем излучение в зонде, и, по видимому, рекордное разрешение, полученное в [15], может быть улучшено лишь незначительно. В этой связи

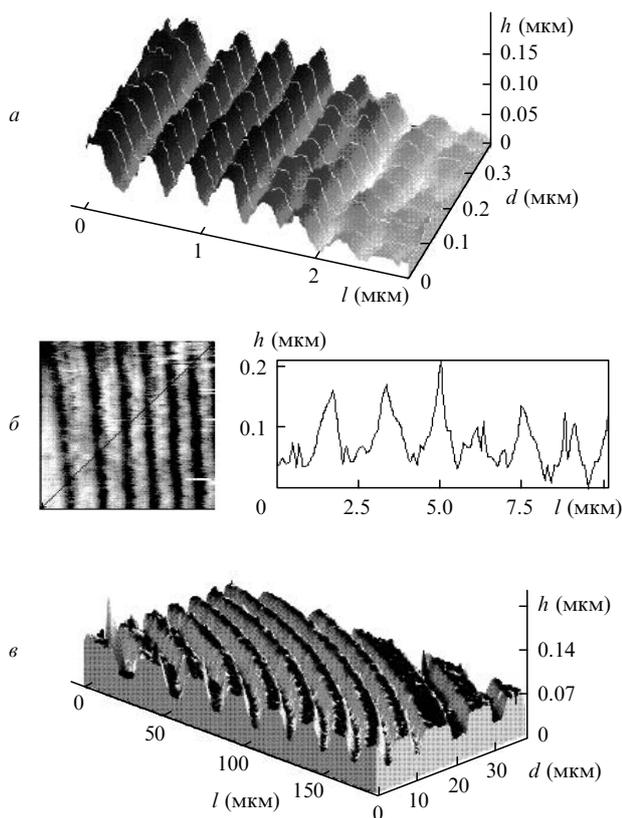


Рис. 11. Изображение структуры фототермопластической записи (а), полутоновое изображение и профилограмма нарезной дифракционной решетки 600 штр./мм (б) и топографическое изображение оптического диска (в), полученные на ТРОМ-1 при помощи одного из контролируемых зондов.

важны работы по восстановлению оптического изображения с учетом размера апертуры зонда и нелокальности его взаимодействия с поверхностью [56–65]. Значительно лучшее разрешение было получено с помощью СБИМ [12] и, возможно, будет получено в зондах на основе поверхностных плазмонов [66], где указанное ограничение, типичное для зондов СБОМ, отсутствует.

Основным недостатком используемых в настоящее время зондов является наличие в сужающемся металлическом волноводе запредельной области, в которой излучение экспоненциально затухает. В ряде работ предложены и реализованы альтернативные конструкции зондов СБОМ на основе двухпроводных линий передачи. Известно, что двухпроводные линии передачи, включая микрополосковую линию и коаксиал, не имеют частоты отсечки для основной моды излучения, что должно значительно увеличить прохождение оптического излучения через зонд.

Зонды, изготовленные на основе микрополосковых линий, предназначены только для поляризованного света. В [67] авторы вычислили величину затухания световой волны в микрополосковой линии с учетом дисперсии диэлектрической проницаемости и проводимости металла. Оценки показывают, что коэффициент прохождения излучения для микрополосковой линии, состоящей из серебра и имеющей апертуру 30 нм, может достигать для ближнего инфракрасного диапазона 60%. Этот результат обусловлен аномально слабым затуханием поверхностных плазмонов при их распространении вдоль поверхности благородных металлов. В видимом диапазоне

длин волн коэффициент прохождения значительно меньше, но для некоторых материалов он может превысить 10%.

О зонде, изготовленном на основе микрополосковой линии, сообщалось в работе [67]. Двухслойная металлическая пленка (ванадий и алюминий) была напылена только на две противоположные стороны адиабатически суженного одномодового оптического волокна. Коэффициент прохождения излучения через такой зонд сильно зависит от направления поляризации света (изменяется на порядок), и его максимальное значение достигает нескольких процентов (для зеленого света). При этом диаграмма направленности излучения из зонда является дипольной при максимальном прохождении (важный критерий качества зонда) и меняется при других направлениях поляризации. Мы считаем, что применение других металлов в качестве микрополосок позволит существенно улучшить параметры зонда для ближнего инфракрасного диапазона.

Другой перспективный вариант зондов СБОМ на основе коаксиала был предложен и реализован в [68]. Зонд был изготовлен с помощью сфокусированного ионного пучка, и для апертуры более 200 нм его коэффициент прохождения достигал единицы.

В работах [69, 70] в качестве зонда СБОМ использовалось тетраэдральное острие. Зонд не имеет апертуры как элемента ограничения света, поэтому его разрешение может достигать 10 нм. К недостаткам зонда можно отнести то, что он требует СТМ-, но не АСМ-удержания, т. е. он применим только для проводящих поверхностей.

Следует также отметить, что в процессе выполнения данной работы, во-первых, предложена и экспериментально подтверждена концепция дифракции света на основе векторного описания электромагнитного гармонического поля в неоднородном пространстве с использованием математического аппарата теории линейных систем и, во-вторых, получено практическое решение важной и достаточно сложной задачи реконструкции параметров субволновых зондов СБОМ, размеры апертуры и ближнепольное распределение интенсивности которых оцениваются по измеренному угловому распределению интенсивности в дальнем поле.

Очевидно, что работы по созданию и совершенствованию зондов СБОМ будут продолжены. В данной статье мы хотели подчеркнуть важность и актуальность этой проблемы и указать наиболее перспективные, на наш взгляд, направления исследований.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ «Фундаментальные основы лазерных микротехнологий» № НШ 5967.2006.8 и гранта РФФИ № 07-02-00887-а.

1. Bednorz G., Denk W., Lanz M., Pohl D.W. Eur. Patent no. 0 112 401, Int. Cl. H01J/14 (1982).
2. Lewis A., Isaacson M., Murray A., Harootunian A. *Biophys. J.*, **41**, 405 (1983).
3. Pohl D.W., Denk W., Lanz M. *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 651 (1984).
4. Betzig E., Finn P.L., Weiner J.S. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 2484 (1992).
5. Durig U., Pohl D.W., Rohner F. *J. Appl. Phys.*, **59**, 3318 (1986).
6. Fisher U.Ch., Durig U.T., Pohl D.W. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 249 (1988).
7. Durkan C., Shvets I.V. *J. Appl. Phys.*, **83**, 1171 (1988).
8. Betzig E., Isaacson M., Lewis A. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 2088 (1987).
9. Courjon D., Sarayedine K., Spayer M. *Opt. Commun.*, **71**, 23 (1989).
10. Fornel F., De, Goudonnet J.P., Salomon L., Lesniewska E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1159**, 77 (1989).

11. Courjon D., Bannier C. *Rep. Prog. Phys.*, **57**, 989 (1994).
12. Zenhausern F., Martin Y., Wickramasinghe H.K. *Science*, **269**, 1083 (1995).
13. Fukuzawa K., Tanaka Y. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 169 (1997).
14. Gresillon S., Ducourtieux S., Lahrech A., Aigouy L., Rivoal J.C., Boccara A.C. *Appl. Surf. Sci.*, **164**, 118 (2000).
15. Betzig E., Trautman J.K., Harris T.D., Weiner J.S., Kostelak R.L. *Science*, **251**, 1468 (1991).
16. Davis C.C., Atia W.A., Gungor A., Mazzoni D.L., Pilevar S., Smolyaninov I.I. *Laser Phys.*, **11**, 243 (1997).
17. Herndon M.K., Collins R.T., Hollingsworth R.E., Larson P.R., Johnson M.B. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 141 (1999).
18. Betzig E., Trautman J.K., Wolfe R., Gyorgy E.M., Finn P.L., Kryder M.H., Chang C.H. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 142 (1992).
19. Hosaka S., Kikukawa A., Koyanagi H., Miyamoto M., Nakamura K., Etoh K. *Nanotechnology*, **8**, A58 (1997).
20. Zeisel D., Dutoit B., Deckert V., Roth T., Zenobi R. *Anal. Chem.*, **69**, 749 (1997).
21. Naber A., Dziomba T., Ficher U.C., Maas H.-J., Fuchs H. *Appl. Phys. A*, **70**, 227 (2000).
22. Dryakhlushin V.F., Klimov A.Yu., Rogov V.V., Shashkin V.I., Sukhodoev L.V., Volgunov D.G., Vostokov N.V. *Nanotechnology*, **11**, 188 (2000).
23. Herndon M.K., Collins R.T., Hollingsworth R.E., Larson P.R., Johnson M.B. *Appl. Phys. Lett.*, **74** (1), 141 (1999).
24. Smolyaninov I., Mazzoni D.L., Davis C.C. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 3859 (1995).
25. Davy S., Spajer M. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 3306 (1996).
26. Massanell J., Garcia N., Zlatkin A. *Opt. Lett.*, **21**, 12 (1996).
27. Maheswari R. Uma, Tatsumi H., Katayama Y., Ohtsu M. *Opt. Commun.*, **120**, 325 (1995).
28. Nagahara L.A., Yanagi H., Tokumoto H. *Nanotechnology*, **8**, A50 (1997).
29. Martin Y., Zenhausern F., Wickramasinghe H.K. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2475 (1996).
30. Crowell P.A., Young D.K., Keller S., Hu E.L., Awschalom D.D. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 927 (1998).
31. Guenther T., Emiliani V., Intonti F., Lienau C., Elsaesser T. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3599 (1999).
32. Chaves-Pirson A., Temmyo J., Kamada H., Gotoh H., Ando H. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 3494 (1998).
33. Matsuda K., Saiki T., Saito H., Nishi K. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 73 (2000).
34. Richter A., Subtitz M., Heinrich D., Lienau Ch., Elsaesser T., Ramsteiner M., Notzel R., Ploog K.H. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2176 (1998).
35. Unlu M.S., Goldberg B.B., Herzog W.D., Sun D., Towe E. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 1862 (1995).
36. Herzog W.D., Unlu M.S., Goldberg B.B., Rhodes J.H., Harder C. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 688 (1997).
37. Дряхлушин В.Ф., Климов А.Ю., Рогов В.В., Филатов Д.О., Круглов А.В. *Поверхность*, **15** (11), 64 (2000).
38. Kim J., Boyd J.T., Jackson H.E., Choquette K.D. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 526 (2000).
39. Smolyaninov I.I., Mazzoni D.L., Mait J., Davis C.C. *Phys. Rev. B*, **56**, 1601 (1997).
40. Smolyaninov I.I., Zayats A.V., Davis C.C. *Phys. Rev. B*, **56**, 9290 (1997).
41. Valaskovich G.A., Holton M., Morrison G.H. *Appl. Opt.*, **34**, 1215 (1995).
42. Dryakhlushin V.F., Klimov A.Yu., Rogov V.V., Gusev S.A. *Instrum. Experim. Techniques*, **41** (2), 138 (1998).
43. Zeisel D., Nettesheim S., Dutoit B., Zenobi R. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2491 (1996).
44. Radmacher M., Hillner P.E., Hansma P.K. *Rev. Sci. Instrum.*, **65**, 2737 (1994).
45. Danzebrink H.U., Wilkening G., Ohlsson O. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 1981 (1995).
46. Akamine S., Kuwano H., Yamada H. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 579 (1996).
47. Kalachev A.I., Smirnov I.B., Veiko V.P., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3822**, 199 (1999).
48. Атласов К.А., Вейко В.П., Калачев А.И., Капорский Л.Н., Яковлев Е.Б. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **65** (6), 941 (2001).
49. Williamson R.L., Miles M.J. *Appl. Phys.*, **80** (9), 4804 (1996).
50. Снопко В.Н. *Основы методов пирометрии по спектру теплового излучения* (Минск: изд.-е Вн-та физики им. Б.И.Степанова, 1999, с. 224).
51. Рибо Г. *Оптическая пирометрия* (М.–Л.: ГТТИ, 1934, с. 455).
52. Yatsui K., Itsumi K., Kourogi M., Ohtsu M. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 2257 (2002).
53. Saiki T., Matsuda K. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 2773 (1999).
54. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970, с. 856).
55. Вейко В.П., Вознесенский Н.Б., Воронин Ю.М., Родионов С.А., Смирнов И., Калачев А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63** (10), 1954 (1999).
56. Veiko V.P., Voronin J. M., Voznessenski N.B., Rodionov S.A., Smirnov I.B., Kalachev A.I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3688**, 406 (1999).
57. Вознесенский Н.Б., Иванова Т.В., Виноградова Г.Н. *Оптич. журн.*, **65** (10), 43 (1998).
58. Вознесенский Н.Б., Родионов С.А., Домненко В.М., Иванова Т.В. *Тез. междунар. конф. «Прикладная оптика-96»* (С.-Петербург: изд.-е ЛИТМО, 1996).
59. Вознесенский Н.Б., Родионов С.А., Домненко В.М., Иванова Т.В. *Оптич. журн.*, **64** (3), 48 (1997).
60. Вознесенский Н.Б., Иванова Т.В. *Сборник материалов всерос. совещ. «Зондовая микроскопия-2000»* (Н. Новгород, 2000, с. 326).
61. Вейко В.П., Вознесенский Н.Б., Гусев А.Е., Иванова Т.В., Родионов С.А. *Оптич. журн.*, **65** (10), 49 (1998).
62. Veiko V.P., Voznessenski N.B., Domnenko V.M., Ivanova T.V., Rodionov S.A., Goussev A.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3467**, 313 (1998).
63. Veiko V.P., Voznessenski N.B., Domnenko V.M., Ivanova T.V., Rodionov S.A., Goussev A.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3736**, 341 (1999).
64. Воронин Ю.М., Вознесенский Н.Б. *Оптич. журн.*, **65** (1), 94 (1998).
65. Gaikovich K.P., Dryakhlushin V.F., Kruglov A.V., Zhilin A.V. *Phys. Low-Dim. Struct.*, **5/6**, 93 (2002).
66. Gurevich V.S., Libenson M.N. *Ultramicroscopy*, **57**, 77 (1995).
67. Дряхлушин В.Ф., Климов А.Ю., Рогов В.В., Круглов А.В. *Поверхность*, **15** (7), 40 (2000).
68. Kassing R. *Proc. Int. Workshop «Scanning Probe Microscopy-2002»* (Nizhny Novgorod, 2002, p. 52).
69. Koglin J., Fischer U.C., Fuchs H. *Phys. Rev. B*, **55**, 7977 (1997).
70. Ferber J., Fischer U.C., Hagedorn N., Fuchs H. *Appl. Phys. A*, **69**, 581 (1999).