

ПРЕОДОЛЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО ПРЕДЕЛА В ОПТИКЕ

М. Н. ЛИБЕНСОН

Санкт-Петербургский государственный институт точной механики и оптики (технический университет)

OVERCOMING THE DIFFRACTIVE LIMIT IN OPTICS

M. N. LIBENSON

Basic physical principles of optical image formation with spatial resolution considerably as many as dictated one by classic diffractive limit are considered. A scheme and applications of Near-Field Microscope are described. Superlocal source of light (a probe) forms an image of object by scanning along its surface with very small distance between probe and surface.

Рассмотрены основные физические принципы получения оптического изображения с разрешающей способностью, значительно превышающей классический дифракционный предел. Описаны устройство и применения микроскопа ближнего поля, в котором изображение строится при сканировании сверхлокального источника света (зонда) вдоль поверхности объекта на малом расстоянии от нее.

ВВЕДЕНИЕ

Еще совсем недавно считалось, что предел возможному в оптике ставит фундаментальный рэлеевский критерий разрешения оптических приборов. Он заключается в том, что минимальный размер различимого объекта несколько меньше длины волны используемого света и принципиально ограничен дифракцией излучения. Однако в последнее время появилась и вызывает все больший интерес возможность изучения и формирования оптическими методами различных структур нанометровых размеров, которые во много раз меньше длины световой волны λ . Такая возможность возникла в связи с развитием ближнепольной оптики (БПО) – нового и чрезвычайно перспективного направления физической и прикладной оптики. С физической точки зрения она основана на присутствии в дальней зоне излучения вполне идентифицируемых следов взаимодействия света с микрообъектом, находящимся в ближнем световом поле, которое локализовано на расстояниях много меньших λ . В техническом смысле БПО сочетает элементы обычной оптики и сканирующей зондовой микроскопии. Отличительным элементом ближнепольных приборов является оптический зонд (рис. 1), обычно представляющий собой заостренное оптическое волокно 1, наружная поверхность которого, за исключением вершины конуса, покрыта непрозрачным слоем металла 2.

Часть светового потока, распространяющегося по волокну, проходит через выходное сечение зонда как сквозь диафрагму в металлическом экране и достигает образца, расположенного в ближнем поле источника. Если расстояние z до поверхности образца и радиус a диафрагмы удовлетворяют условию $a, z \ll \lambda$, то размер светового пятна на образце близок к размеру диафрагмы. При перемещении зонда вдоль образца возможна реализация разрешения, не ограниченного дифракцией, или сверхразрешения.

Подобная идея была предложена еще в 1928 году Сингхом (Е.Н. Syngh), она намного опередила технические возможности своего времени и осталась практически не замеченной. Ее первое подтверждение было

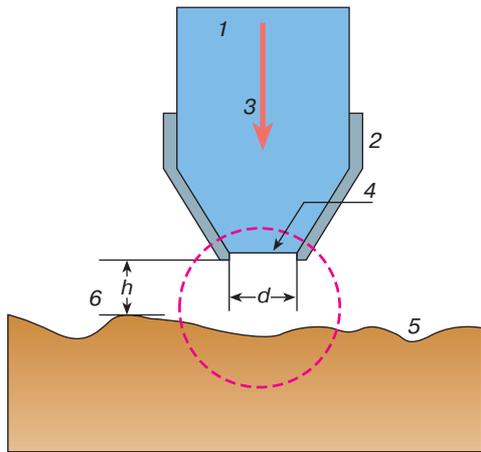


Рис. 1. Схема волоконно-оптического ближнепольного зонда: 1 – заостренное оптическое волокно; 2 – металлическое покрытие; 3 – проходящее через зонд излучение; 4 – выходная апертура зонда, $d \ll \lambda$; 5 – поверхность исследуемого образца; 6 – расстояние между исследуемой поверхностью и апертурой зонда, $h \ll \lambda$. Штрихами очерчена область ближнепольного контакта

получено Эшем (Е.А. Ash) в опытах с микроволнами в 1972 году. В начале 80-х годов группа исследователей из Цюрихской лаборатории фирмы IBM во главе с Дитером Полем (D.W. Pohl) проникла внутрь дифракционного предела и продемонстрировала разрешение $\lambda/20$ на приборе, работающем в видимом оптическом диапазоне и получившем название ближнепольного сканирующего оптического микроскопа (БСОМ). Чуть раньше в той же лаборатории был создан первый сканирующий туннельный микроскоп, принесший ей всемирную известность.

В отличие от туннельного и атомно-силового микроскопов, сразу завоевавших признание, БСОМ некоторое время оставался в тени. Уникальные возможности БСОМ были убедительно продемонстрированы лишь в начале 90-х годов, когда удалось решить две важные технические проблемы: существенно повысить энергетическую эффективность зондов и обеспечить надежный контроль расстояния между острием и образцом. В последние годы в десятках лабораторий успешно ведутся работы по использованию БСОМ при решении широкого круга задач физики поверхности, биологии, техники записи и считывания информации и др. С 1993 года в США ведется промышленный выпуск приборов БПО.

Ниже рассмотрена одна из простейших схем ближнепольного микроскопа, дано объяснение возможности получить сверхразрешение в оптике исходя из первых принципов, обсуждаются некоторые применения

БПО. Фактически эту статью можно рассматривать как введение в ближнепольную оптику.

БЛИЖНЕПОЛЬНЫЙ МИКРОСКОП

К настоящему времени создано около 20 типов БСОМ, различающихся особенностями оптической схемы и функциональным назначением зонда. В зависимости от наличия или отсутствия диафрагмы на конце зонда их можно разбить на две основные группы: апертурные и безапертурные. Принцип действия апертурных БСОМ, составляющих преобладающее большинство современных приборов, поясняет приведенная на рис. 2 блок-схема микроскопа.

Луч лазера (обычно гелий-неонового или аргонового) через согласующий элемент попадает в заостренное металлизированное волокно и на выходе сужается до размеров диафрагмы. Взаимное перемещение острия и образца в трех измерениях x, y, z осуществляется с помощью пьезодвижителей. Прошедшие через образец или отраженные и рассеянные фотоны улавливаются одним из микрообъективов (2 или 1 соответственно, см. рис. 2) и направляются в регистрирующий прибор, обычно фотоумножитель. Такой микрообъектив, как правило, входит в схему обыкновенного оптического

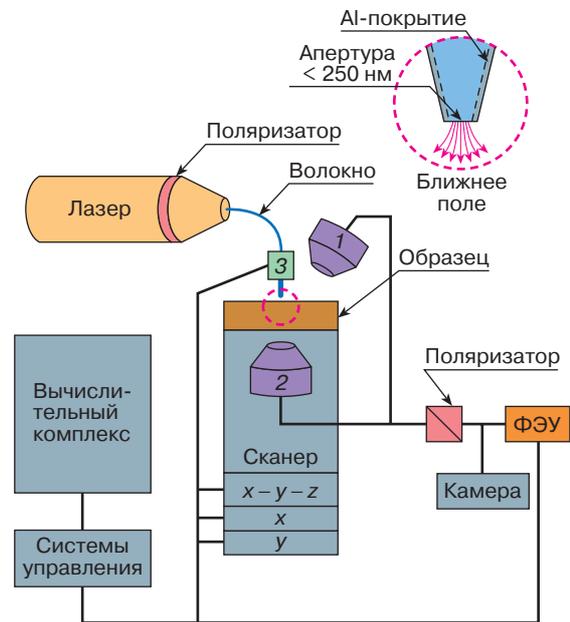


Рис. 2. Блок-схема ближнепольного микроскопа: 1 – микрообъектив, работающий в отраженном свете; 2 – микрообъектив, работающий в проходящем свете; 3 – пьезодвижитель для перемещения зонда. Штрихами очерчена область ближнепольного контакта

микроскопа, что позволяет осуществить выбор исследуемого участка и его привязку к более широкому полю. Приведенная на рис. 2 схема относится к приборам, работающим в режиме освещения (illumination mode). Широко распространены приборы, работающие в режиме сбора фотонов (collection mode), когда зонд переносит фотоны от образца, освещенного, например, через микрообъектив, к детектору. В комбинированном режиме (освещение/сбор) зонд выполняет одновременно обе функции.

Чтобы установить острие на нужной высоте над образцом, во всех сканирующих зондовых микроскопах используют зависимость величины I регистрируемого сигнала от z . В большинстве типов БСОМ зависимость $I(z)$ неоднозначна, поскольку наряду с ближнепольным сигналом I_1 регистрируется также периодически изменяющийся с z сигнал I_2 , вызванный интерференцией падающей и переотраженных в системе зонд—образец волн. Это затрудняет или делает полностью невозможным надежный контроль z по величине $I = I_1 + I_2$ при сближении острия с образцом. Лучшим решением проблемы является введение в БСОМ вспомогательных узлов, позволяющих им осуществлять также функции сканирующего туннельного или атомно-силового микроскопов, в которых определение z не вызывает существенных трудностей. В таких комбинированных приборах запись изображения осуществляется одновременно по двум каналам, один из которых воспроизводит рельеф поверхности, а другой — локальное распределение показателя преломления в тончайшем приповерхностном слое. Возможность различения оптического и топографического контрастов существенно упрощает интерпретацию изображения. Наибольшее распространение получил метод контроля z , основанный на изменении тангенциальной составляющей силы физического взаимодействия острия с образцом (shear force).

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ БЛИЖНЕПОЛЬНЫХ МИКРОСКОПОВ

Основной характеристикой БСОМ является пространственное разрешение, которое в сильной степени зависит от условий освещения или в более общем случае — от наблюдения образца, структуры его поверхности и микрогеометрии зонда. Известно, что функция импульсного отклика дифракционно-ограниченной оптической системы описывается распределением Эри. Полуширина главного максимума распределения соответствует разрешению по Рэлю: $\Delta x = 0,61\lambda/\sin\varphi$, где φ — апертурный угол. В пределе при $\varphi \rightarrow \pi/2$ $\Delta x \rightarrow \Delta x_{\min} = 0,61\lambda$. При прохождении света через малую диафрагму из-за рассеяния и геометрических ограничений происходит искажение и расширение Δf спек-

тра переносимых пространственных частот, которое также описывается распределением Эри $\Delta f = 0,61/a$. В результате при $a \rightarrow 0$ волновое поле непосредственно за диафрагмой содержит сколь угодно большие пространственные частоты и как следствие этого $\Delta x_{\min} \rightarrow 0$. В реальной ситуации из-за конечной проницаемости металлического экрана (покрытия) минимальный эффективный радиус диафрагмы определяется глубиной проникновения света в металл или толщиной δ скин-слоя. С учетом этого ожидаемое предельное разрешение, например, для зонда с алюминиевым покрытием в видимом диапазоне спектра составляет $\Delta x_{\min} \approx 2\delta \approx 13$ нм, что соответствует лучшим экспериментальным результатам. Отсутствие физических ограничений размера вершины зонда в безапертурных БСОМ позволяет реализовать в них разрешение лучше 1 нм.

ЧТО ТАКОЕ БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ

Критерий Рэля является одной из иллюстраций принципа неопределенности Гейзенберга, согласно которому любая попытка повысить степень локализации или точность определения положения Δx источника света приводит к возрастанию неопределенности Δp_x сопряженного импульса фотонов. При рассеянии фотонов в максимальном диапазоне углов $-\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$ $\Delta p_x = \hbar \Delta k_x = 4\pi\hbar/\lambda$ (\hbar — постоянная Планка, k_x — x -компонента волнового вектора k) и $\Delta x \geq \lambda/2$. Возможность реализации разрешения $\Delta x \ll \lambda/2$, казалось бы, противоречит одному из основных физических принципов. Следует, однако, иметь в виду, что соотношение неопределенности в самом общем виде относится к положению частицы в импульсно-координатном пространстве. Поэтому, ограничивая одну из компонент волнового вектора, оно позволяет варьировать другие. Можно принять, например, $k_y = 0$, $k_z = -i\gamma$, где γ — вещественное положительное число. Тогда $k_x = (k^2 - k_z^2)^{1/2} = (k^2 + \gamma^2)^{1/2} > k$. При $\gamma \rightarrow \infty$ область допустимых значений k_x неограниченно растет, а Δx может быть сколь угодно малым.

Мнимым k_z соответствуют затухающие волны. Следовательно, при реализации субволнового разрешения антенна-зонд должна располагаться в пределах затухающего поля вблизи поверхности образца, то есть заведомо при $z \leq \lambda$.

Мы можем теперь уточнить понятие ближнего поля, ассоциируя его с областью существования затухающих и, следовательно, нерадиационных волн, амплитуда которых меняется с расстоянием z от границы раздела сред или малого рассеивающего объекта по закону $E(z) = E(0)\exp(-gz)$, где $g > 0$. Величина g^{-1} характеризует глубину проникновения затухающей волны и по порядку соизмерима с размерами субволнового

рассеивателя. В частности, для диафрагмы радиуса a в тонком проводящем экране $g^{-1} \approx 2a$. Для поверхности со сложным рельефом величина g^{-1} определяется суммарным вкладом компонент спектра пространственных частот, причем m -я компонента с периодом $d_m \ll \lambda$ обнаружима на расстоянии $z \leq \gamma_m^{-1} \approx d_m / (2\pi)$. (В режиме сбора фотонов точность воспроизведения профиля поверхности возрастает с увеличением числа m компонент затухающего поля, участвующих в образовании изображения, а значит, с уменьшением z .) В дальнем поле при $z \geq \lambda$ присутствуют лишь распространяющиеся волны, к которым применимы законы и ограничения обычной оптики. Естественно, что они также вносят вклад в результирующее поле в ближней волновой зоне. Структуру ближнего поля могут определять также и различного рода поверхностные резонансные электромагнитные моды, возбуждаемые светом вблизи выходного сечения зонда (например, поверхностные поляритоны, о которых уже писалось в наших предыдущих статьях в “Соросовском Образовательном Журнале”).

Решение задачи о прохождении света через диафрагму радиусом $a \ll \lambda$ в бесконечно тонком проводящем экране было впервые получено Г. Бёте. Оказалось, что диафрагма такого размера пропускает значительно меньше света, чем можно ожидать, экстраполируя результаты расчета при $a > \lambda$. В частности, сечение рассеяния σ неполяризованного света связано с величиной a и волновым числом $k = 2\pi/\lambda$ соотношением

$$\sigma = \frac{64}{27\pi} k^4 a^6 \left(1 - \frac{3}{8} \sin^2 \theta\right), \quad (1)$$

где θ – угол падения излучения.

Формула (1) помимо численного коэффициента отличается от используемой в расчетах по методу Кирхгофа дополнительным множителем $(ka)^2 \ll 1$. Различие вызвано тем, что значительная часть электромагнитной энергии переходит в нерадикационную форму, которая не может быть воспринята удаленным наблюдателем. С точки зрения такого наблюдателя, диафрагма рассеивает свет как пара взаимно перпендикулярных диполей: электрического, направленного вдоль оси диафрагмы, и магнитного, моменты которых равны соответственно

$$\vec{\mu}_e = \frac{a^3}{3\rho} \vec{E}_0, \quad \vec{\mu}_m = -\frac{2a^3}{3\rho} \vec{H}_0, \quad (2)$$

где \vec{E}_0, \vec{H}_0 – электрический и магнитный векторы поля перед экраном. Чисто качественно формула (2) справедлива также и в случае, когда вместо диафрагмы выступает сфера радиуса a ; при этом для количественного

совпадения необходимо положить, что диэлектрическая проницаемость материала сферы $\epsilon \approx 2$.

Предсказываемый формулой (1) быстрый ($I \sim a^6$) спад детектируемого сигнала I по мере уменьшения радиуса a диафрагмы или вершины зонда является основной причиной трудности реализации предельного разрешения в БСОМ. На практике чаще всего используют диафрагмы с $a \approx 50$ нм исходя из компромисса между желаемым разрешением и допустимым уровнем отношения сигнал/шум. При этом коэффициент пропускания или эффективность зонда с учетом потерь в конической части перед диафрагмой составляет $\sim 10^{-6} - 10^{-4}$.

Полученные Бёте и позднее несколько уточненные формулы, описывающие распределение поля непосредственно за диафрагмой ($z \rightarrow +0$), до настоящего времени остаются единственным строгим аналитическим представлением ближнего поля. В последнее время большое внимание уделяют разработке методов компьютерного моделирования, в которых пространство вблизи вершины зонда разбивается на ряд ячеек и ищется решение электродинамической задачи при распространении возмущения из одной ячейки в другие. Разрешение математических моделей определяется размером ячеек, то есть в конечном итоге разумным временем вычислений, и составляет ~ 1 нм. Использование методов моделирования позволило наглядно представить структуру поля не только в зоре зонд-образец, но и в части зонда, примыкающей к вершине и близкой к сечению отсечки основной волноводной моды. Было показано, в частности, что распределение поля в зонде характеризуется наложением сложной системы стоячих волн, возникающих из-за многократных отражений света от стенок конуса.

ПРИМЕНЕНИЯ БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ ОПТИКИ

Возможность улучшения на порядок и более локальности оптических методов исследования поверхности весьма существенна при решении широкого круга научных и прикладных задач. Анализируя взаимодействие света с неоднородной поверхностью методами обычной оптики, приходится усреднять влияние многих дефектов, находящихся в пределах облучаемого участка. Применение БСОМ облегчает исследование отдельных неоднородностей нанометрового размера. Первым подтверждением этой особенности стало обнаружение одночастичных плазмонов, возбуждаемых светом в металлизированных латексных сферах.

К числу объектов, для которых проблема локальности оптического анализа играет первостепенную роль, относятся гетероструктуры с квантово-размерными свойствами. В них с помощью БСОМ удастся не только локализовать отдельные центры люминесценции, что

само по себе представляет значительный интерес, но и разделить их спектры. Такие исследования дают ценную информацию как о структурных особенностях системы, в том числе о шероховатости (на атомном уровне) границ раздела, так и о механизме диффузии и распада квазичастиц типа экситонов. Исследования в БСОМ эффекта наведенного фототока позволяют выявлять приповерхностные дефекты в полупроводниковых образцах с разрешением почти на порядок лучше, чем разрешение широко используемых на практике методов ОВІС и ЕВІС (optical/electron beam induced current).

Ближнепольная микроскопия представляет большой интерес для различных биологических исследований. В первую очередь это связано с тем, что с ее помощью (как и с помощью многих других оптических методов) можно изучать биологические объекты без их повреждения и в естественном окружении (*in vivo*). БСОМ дает контрастное изображение как для прозрачных, так и для отражающих или рассеивающих объектов, причем обладает не только высоким пространственным, но и временным разрешением. Несколько лет назад в работах ван Хюльста (van Hulst) была убедительно показана уникальная возможность обнаружения с помощью БСОМ люминесцентных меток нанометровых размеров, обладающих избирательной способностью к сцеплению с различными элементами внутриклеточной структуры или участками ДНК.

БСОМ способен регистрировать единичные молекулы флуорофоров. При этом многократное сканирование поверхности позволяет следить за динамикой процессов, связанных с изменением положения молекул, их ориентацией, прочностью связи с окружающей матрицей и т.д., в том числе при импульсном облучении с нано- и пикосекундным разрешением во времени.

Методы БПО интересны для наноэлектроники, где они позволяют исследовать поверхность и топологию элементов с высокой локальностью. Вместе с тем можно оказывать на поверхность и тонкий слой “силовое” воздействие (в частности, модифицировать их структуру), если ближнее поле характеризуется высокой напряженностью. Это направление применений БПО, называемое также нанооптикой, также интенсивно развивается. Примером может служить нанесение с помощью БСОМ различных рисунков, характерный размер элементов которых составляет 50–70 нм (!).

Возможность в несколько раз улучшить разрешение при фотолитографии, а также на порядок и более повысить плотность записи информации (например, на магнитооптических средах) является чрезвычайно заманчивой и стимулирует большое число работ, направленных на решение этих задач. Однако переход от лабораторных исследований к разработке промышлен-

ных технологий сдерживается малой скоростью нанесения рисунка на поверхность путем сканирования зонда. Требуемая скорость сканирования связана с мощностью излучения, которая ограничена термической устойчивостью зонда. Как уже отмечалось, в типичных условиях лишь 10^{-6} – 10^{-4} часть светового потока попадает на образец, а основная часть поглощается металлическим покрытием зонда и нагревает его. Соответствующий анализ показал, что распределение температуры в зонде существенно зависит от его микрогеометрии и структуры поля вблизи вершины. Обычно наиболее нагретая область находится на значительном удалении от вершины. Этого, однако, достаточно, чтобы уже при световой мощности ~ 10 мВт, падающей на входное сечение стеклянного волоконного зонда с алюминиевым покрытием выходной конической части, при мощности дошедшего до образца излучения ~ 10 нВт происходило разрушение зонда из-за плавления алюминиевого покрытия в согласии с результатами измерений.

Существенное увеличение энергетической эффективности ближнепольных зондов является одной из важнейших научно-технических проблем нанооптики. Один из интересных путей ее решения заключается в использовании металлического стержневого зонда, подвод излучения к вершине которого осуществляется за счет возбуждения цилиндрической поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ). При этом отпадают трудности, вызванные отсечкой поля в заостренном кварцевом волоконном зонде и как следствие — большими потерями энергии. Анализ показывает, что поле ПЭВ у вершины зонда сконцентрировано в области, соизмеримой с ее диаметром.

При рассмотрении эффективности воздействия интенсивного света на вещество в области ближнепольного контакта (см. рис. 1) необходимо иметь в виду, что длина свободного пробега неравновесных носителей, возникших при поглощении света, и размер области, где происходит разветвленный процесс фотовозбуждения и разогрева вещества, могут существенно превосходить размер апертуры зонда.

Область применений БПО быстро расширяется. Новые направления находятся на стадии формирования идеи или ее экспериментальной проверки. Одна из них связана с возможностью использования методов БПО для контроля поверхности элементов мощных лазеров. Как правило, оптический пробой оптических материалов и элементов инициируется дефектами, природа которых не всегда известна. Наиболее естественный подход к обнаружению таких дефектов состоит в использовании для анализа поверхности и тонких слоев излучения с той же частотой, что и при силовом воздействии. Возможность визуализации малых

оптических неоднородностей и проведения их спектрального анализа в БСОМ позволяет рассматривать его как эффективное средство решения этой задачи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Преодоление дифракционного предела в оптике или в более широком смысле — в науке о волнах — означает на самом деле более глубокое проникновение в заложенные в электродинамике информативные возможности. Еще раньше были достигнуты значительные успехи в расшифровке дифракционных картин (например, комических объектов), позволяющие определять размер объекта (например, диаметр звезды), даже если он значительно меньше длины волны регистрируемого излучения. Однако для такой расшифровки необходимо заранее знать форму объекта. Принципиально новым моментом, связанным с созданием и развитием ближнепольной оптики, является возможность получить с помощью оптических методов информацию о мельчайших объектах произвольной формы и локально воздействовать на них.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. *Pohl D.W., Denk W., Lanz M.* // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 44. P. 651–664.
2. *Кумар Уикрамасингх Х.* // В мире науки. 1989. № 12. С. 62–71.

3. *Диденко И.А., Либенсон М.Н.* // Опт. вестн. 1992. № 5/6. С. 1–2.
4. *Betzig E., Chichester R.J.* // Science. 1993. Vol. 262. P. 1422–1425.
5. *Либенсон М.Н.* Поверхностные электромагнитные волны в оптике // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 11. С. 103–110.
6. *Жданов Г.С., Либенсон М.Н., Марциновский Г.А.* Оптика внутри дифракционного предела // УФН. 1998. Т. 168, № 7. С. 801–804.

Рецензент статьи Ю.В. Копаев

* * *

Михаил Наумович Либенсон, доктор физико-математических наук, профессор кафедры лазерной технологии и прикладной экологии Санкт-Петербургского государственного института точной механики и оптики (технического университета), начальник лаборатории фотофизики поверхности Государственного оптического института им. С.И. Вавилова, Лауреат Государственной премии СССР, заслуженный деятель науки и техники РФ. Область научных интересов – теория взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом, лазерно-индуцированные неустойчивости и самоорганизация, лазерная химия, поверхностные электромагнитные волны, ближнепольная оптика. Автор двух монографий, около 200 научных работ и 25 изобретений.