

SURFACE ELECTROMAGNETIC WAVES IN OPTICS

M. N. LIBENSON

The applications of surface electromagnetic waves of optical range, or surface polaritons, to precision measurements in metal-optics, and to super-high resolution microscopy are considered. The physical processes, in which these waves play leading role, are described.

Рассмотрены применение поверхностных электромагнитных волн оптического диапазона, или поверхностных поляритонов, для высокоточных измерений в металлооптике и микроскопии сверхвысокого разрешения, а также физические процессы, в которых они играют определяющую роль.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ОПТИКЕ

М. Н. ЛИБЕНСОН

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

ВВЕДЕНИЕ

Разработка методов и создание устройств для возбуждения светом поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) открыли в оптической науке и технике новые возможности. Они обусловлены такими удивительными свойствами ПЭВ, как локализация волны в тонких приповерхностных слоях двух граничащих между собой сред, распространение на большие расстояния вдоль поверхности, высокая чувствительность к различного рода поверхностным неоднородностям и дефектам. Эти и другие свойства и особенности ПЭВ рассмотрены в моей статье [7]. Здесь же основное внимание уделяется примерам использования ПЭВ для высокоточных измерений оптических констант металлических зеркальных поверхностей и в оптической микроскопии сверхвысокого разрешения. Кроме того, будет рассказано об интересных и широко распространенных физических явлениях, сопровождающих действие на поверхность интенсивного лазерного излучения, объяснение которых оказалось возможным только с учетом представлений о ПЭВ.

ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕТАЛЛА С ПОМОЩЬЮ ПЭВ

Одним из важнейших, но трудно реализуемых оптических измерений на металлических зеркалах с большим коэффициентом отражения R является измерение с высокой точностью их коэффициента поглощения (или поглощательной способности) $A = 1 - R$. Знать этот параметр необходимо в первую очередь там, где используются интенсивные световые пучки, способные нагревать и разрушать металл. Хорошо известна такая проблема и в технике мощных лазеров, где металлические зеркала используются в качестве “глухих” зеркал в оптических резонаторах, а также как поворотные зеркала в оптических трактах. Использовать традиционные измерения коэффициентов отражения здесь оказывается недостаточно, так как при измерении величины $R = 0,95-0,99$ с относительной погрешностью всего лишь 1% относительная погрешность определения величины A составит уже от 20 до 100%.

Применение ПЭВ для измерения поглощательной способности высокоотражающих зеркальных

поверхностей позволяет преодолеть принципиальные недостатки обычных методов. Сама по себе возможность использовать ПЭВ для таких измерений связана с тем, что обычная электромагнитная волна и поверхностный поляритон сосредоточены внутри металла в одном и том же слое — так называемом скин-слое, толщина которого δ определяется взаимодействием света со свободными электронами металла. В то же время если обычная волна распространяется по металлу поперек скин-слоя, то ПЭВ пробегает свой путь по поверхности вдоль скин-слоя, и длина этого пробега L тем больше, чем меньше поглощение света металлом. В результате оказывается, что если оценивать поглощение по измеренным значениям величины L , то точность измерений растет с уменьшением поглощательной способности металла A .

В предыдущей статье [7] уже рассматривались методы наиболее эффективного возбуждения ПЭВ оптического диапазона. В данном случае для ввода (и вывода) ПЭВ обычно применяют призмы нарушенного полного внутреннего отражения, дифракционные решетки и краевые диафрагмы. Эти специальные элементы возбуждения ПЭВ хорошо зарекомендовали себя на практике. Для получения информации о длине пробега (или затухания) ПЭВ L необходимо уметь регистрировать изменение мощности или интенсивности ПЭВ вдоль пути распространения волны. Для этого на различных расстояниях x от элемента ввода ПЭВ размещают аналогичный элемент, служащий для обратного преобразования ПЭВ в объемное излучение (рис. 1). При этом регистрируемый сигнал экспоненциально спадает от своего исходного значения \mathfrak{Z}_0

$$\mathfrak{Z}(x) = \mathfrak{Z}_0 \exp(-x/L), \quad (1)$$

где x — расстояние между элементами ввода и вывода ПЭВ. Измеряя зависимость $\mathfrak{Z}(x)$, легко определить величину L . Точность измерения L (или ее изменений) в каждом конкретном случае обеспечивается

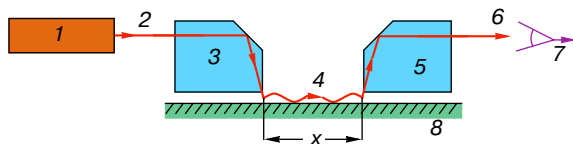


Рис. 1. Схема измерения длины пробега ПЭВ в среднем ИК-диапазоне с помощью призм нарушенного полного внутреннего отражения: 1 — CO₂-лазер непрерывного действия мощностью от 1 до 50 Вт с длиной волны излучения 10,6 мкм; 2, 6 — поляризованное монохроматическое излучение; 3, 5 — призмы ввода и вывода ПЭВ (4) соответственно, находящиеся на варьируемом расстоянии x друг от друга; 7 — фотоприемник; 8 — металлический образец с поверхностью оптического качества. Оптимальный зазор между базовыми гранями призм и образцом составляет 30–50 мкм.

соответствующим выбором и точностью измерения расстояния между зонами ввода и вывода ПЭВ. Заметим, что для возбуждения ПЭВ обычно используют CO₂-лазеры, излучение которых на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм p -поляризовано (электрический вектор лежит в плоскости падения). Для получения спектральных зависимостей величины L иногда производят перестройку длины волны в диапазоне 9–11 мкм с помощью диспергирующих элементов (чаще всего отражательных дифракционных решеток), вводимых в резонатор лазера. Для расширения спектрального интервала используют перестраиваемые лазеры иного спектрального диапазона.

Пересчет результатов измерений величины L на значение поглощательной способности металла A (на той же длине волны) производят с помощью формул теории ПЭВ и теоретической металлооптики. Напомним, что оптические свойства электронного газа в металле определяются соотношением частоты его собственных колебаний, или плазменной частоты ($\omega_p \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$), частоты столкновений электронов ($\gamma \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$) и частоты света ω , которая в оптическом диапазоне составляет $\sim 10^{14} - 10^{15} \text{ с}^{-1}$. При этом, согласно современной теории металлов, хорошо соответствующей эксперименту,

$$A = \frac{2\gamma}{\omega_p} \sim 0,01 - 0,05, \quad \delta = \frac{c_0}{\omega_p} \sim 0,01 - 0,05 \text{ мкм},$$

где c_0 — скорость света в вакууме. Из теории ПЭВ, связывающей длину пробега этой волны с микрохарактеристиками металла, независимо следует, что при тех же соотношениях между величинами ω , γ и ω_p $L = c_0 \omega_p^2 / (\gamma \omega^2)$ и в итоге

$$A = \frac{2c_0 \omega_p}{\omega^2 L}. \quad (2)$$

На длине волны излучения CO₂-лазера (средний ИК-диапазон) типичные значения L для благородных металлов (золота, серебра), а также для меди и алюминия составляют от 1 до 5 см, что позволяет измерять их с относительной погрешностью не выше 10%. Если для данного металла известно значение плазменной частоты ω_p , то найти величину A можно по формуле (2), причем относительная погрешность такого определения также не выше 10%. Конкретный пример использования изложенного метода иллюстрируется табл. 1.

Столь простая связь между длиной пробега ПЭВ и поглощением в металле обычной электромагнитной волны справедлива далеко не всегда. Правильнее считать, что измерения только длины пробега (или затухания) ПЭВ L недостаточно для однозначного определения величины A , поскольку даже для идеальных зеркальных поверхностей L и A зависят от двух неизвестных заранее микрохарактеристик металла: плазменной частоты ω_p и частоты столкновений свободных электронов γ . Поэтому для

Таблица 1. Связь коэффициента поглощения гладких металлических поверхностей с длиной пробега ПЭВ, $\lambda = 10,6$ мкм

Материал	L , см (эксп.)	A (расчет по (2))
Полированная медь	1,8	0,0129
Пленка золота на стекле	2,3	0,0113
Пленка алюминия на стекле	1,5	0,023

корректного определения оптических характеристик металла методом ПЭВ необходимо независимое измерение другого ее параметра. Таким параметром является, например, фазовая скорость ПЭВ $V_{ph} = \omega(k_s)/k_s$. Здесь k_s – волновое число ПЭВ, а $\omega(k_s)$ описывает его частотную дисперсию, подробно рассмотренную в статье [7]. На низких частотах ($\omega \ll \omega_p$) эта скорость очень близка к скорости света, и несущая важнейшую физическую информацию о ПЭВ ничтожная разность этих скоростей крайне трудно измерима.

Сравнительно недавно был предложен, разработан и успешно опробован удобный и перспективный гетеродинный ПЭВ-интерферометр, позволяющий измерять фазовую скорость ПЭВ V_{ph} с высокой точностью. Принципиальная схема такого интерферометра показана на рис. 2. Излучение лазера 1 с помощью светоделителя 2 расщепляется на два пучка. Один из них (I) используется для непосредственного резонансного возбуждения ПЭВ на поверхности металлического образца с помощью дифракционной решетки 6. Другой направляется на специальный движущийся элемент 5, например уголкового отражателя, осуществляющий доплеровский сдвиг частоты излучения на незначительную величину $\Delta\omega$ (порядка 1 кГц). Сдвинутый по частоте

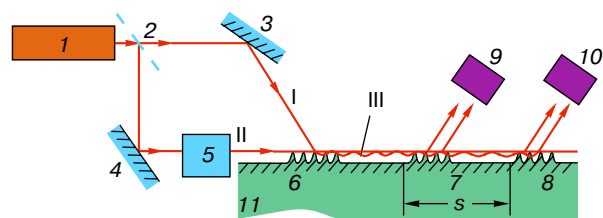


Рис. 2. Схема гетеродинного ПЭВ-интерферометра: 1 – лазер; 2 – светоделитель; 3, 4 – поворотные зеркала; 5 – уголкового отражатель; 6 – дифракционная решетка ввода ПЭВ; 7, 8 – дифракционные решетки вывода ПЭВ; 9, 10 – фотодетекторы; 11 – металлический образец. I – первый световой пучок; II – второй световой пучок, приобретающий сдвиг по частоте после прохождения элемента 5; III – ПЭВ.

световой пучок II направляется над самой поверхностью металла, вдоль нее и коллинеарно распространению ПЭВ. На образец на расстоянии s друг от друга нанесены еще две дифракционные решетки 7 и 8, служащие для обратного преобразования ПЭВ в объемное излучение. На них происходит также частичное рассеяние пучка света II. В результате этих процессов в суммарных интерферирующих световых потоках, распространяющихся в направлении фотоприемников 9 и 10, возникают низкочастотные биения на разностной частоте $\Delta\omega$. Их легко зарегистрировать, используя в качестве фотоприемников пирозлектрические фотодетекторы. Измеряемая при этом разность показаний двух фотодетекторов $\Delta\phi$ будет определяться фазовым сдвигом, накопленным на пути протяженностью s за счет разности скоростей распространения ПЭВ и объемного излучения:

$$|\Delta\phi| = \omega s (v^{-1} - c_0^{-1}) = s(k_s - k_0), \quad (3)$$

где $k_0 = \omega/c_0$ – волновое число света.

В табл. 2 приведены полученные с помощью гетеродинного ПЭВ-интерферометра данные о фазовой скорости распространения ПЭВ на длине волны 10,6 мкм и рассчитанные с их помощью значения плазменной частоты для некоторых металлов.

Таким образом, сочетание измерений длины пробега и фазовой скорости ПЭВ позволяет получить ценную информацию о характеристиках поверхностного поляритона и физических свойствах скин-слоя металла.

Однако, как часто бывает в физике, строгая интерпретация результатов измерений требует одновременного учета нескольких факторов. В частности, поскольку поле ПЭВ максимально на поверхности металла, а пробеги поляритонов достигают макроскопических значений, длина затухания L существенно зависит от микрорельефа поверхности и наличия на ней инородных слоев и пленок. Так, шероховатости поверхности приводят к частичному рассеянию ПЭВ в объемное излучение и тем самым к увеличению затухания за счет дополнительных радиационных потерь мощности по пути распространения ПЭВ. Тонкие диэлектрические пленки, в том числе прозрачные на данной длине волны, как показывает теоретический анализ, сильно влияют на структуру поля ПЭВ и по этой

Таблица 2. Значения фазовой скорости распространения ПЭВ V_{ph} и плазменной частоты ω_p , полученные с помощью ПЭВ-интерферометра для некоторых металлов, $\lambda = 10,6$ мкм

Металл	s , см	$\Delta\phi/\pi$	V_{ph}/c_0	ω_p , c^{-1}
Золото	4,0	0,63	0,999958	$1,38 \cdot 10^{16}$
Медь	3,7	0,52	0,999963	$1,46 \cdot 10^{16}$

причине могут значительно увеличивать диссипативные потери. Например, при наличии на поверхности высокоотражающего металла прозрачной на длине волны излучения 10,6 мкм покровной пленки с показателем преломления 1,5 и толщиной всего лишь 0,002 мкм (несколько атомных слоев) пробег ПЭВ сокращается на 10%! Эти величины хорошо иллюстрируют не только уровень требований к состоянию поверхности исследуемых с помощью ПЭВ образцов, но и уровень чувствительности методики ПЭВ в ряду других методов спектроскопии поверхности.

ПЭВ И БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ ОПТИКА

В последние годы совершен принципальный скачок в развитии сканирующей микроскопии сверхвысокого разрешения: созданы туннельный, атомно-силовой и магнитно-силовой микроскопы, которые позволили видеть и изучать объекты малых, вплоть до атомарных, размеров. Основанные на различных принципах, они содержат зонды-острия предельно малых размеров, которые с помощью пьезоэлектрических манипуляторов подводятся к поверхности объекта на близкое расстояние и перемещаются вдоль нее с точностью до нанометров. Микроскопы снабжены компьютеризированными системами обработки получаемой информации и управления перемещением зонда. К микроскопам такого типа относится и сканирующий ближнепольный оптический микроскоп сверхвысокого разрешения. В нем использован нетрадиционный принцип оптического наблюдения объектов внутри известного дифракционного ограничения. Он заключается в освещении объекта через зонд-световод с выходным отверстием, диаметр которого d значительно меньше длины волны света λ (рис. 3, а). При этом объект находится в непосредственной близости от зонда — в ближней зоне излучения выходного отверстия, являющегося источником вторичных волн. Измеряемый сигнал (на просвет объекта или отражение) зависит от расстояния l между плоскостью отверстия и исследуемой поверхностью ($l \ll \lambda$) и при сканировании зонда несет информацию о рельефе поверхности или профиле диэлектрической проницаемости. Разрешающая способность ближнепольного микроскопа в плоскости сканирования может достигать 10^5 линий/мм. Она определяется в первую очередь диаметром отверстия, составляющего в некоторых системах 0,03–0,05 мкм. Разрешающая способность по нормали к поверхности из-за специфической структуры ближнего поля на порядок выше. Для получения регистрируемого оптического отклика в качестве источников света в ближнепольных устройствах используют лазеры (аргоновые, иногда гелий-неоновые), а в качестве регистраторов слабых сигналов — фотоумножители и другие чувствительные фотоприемники.

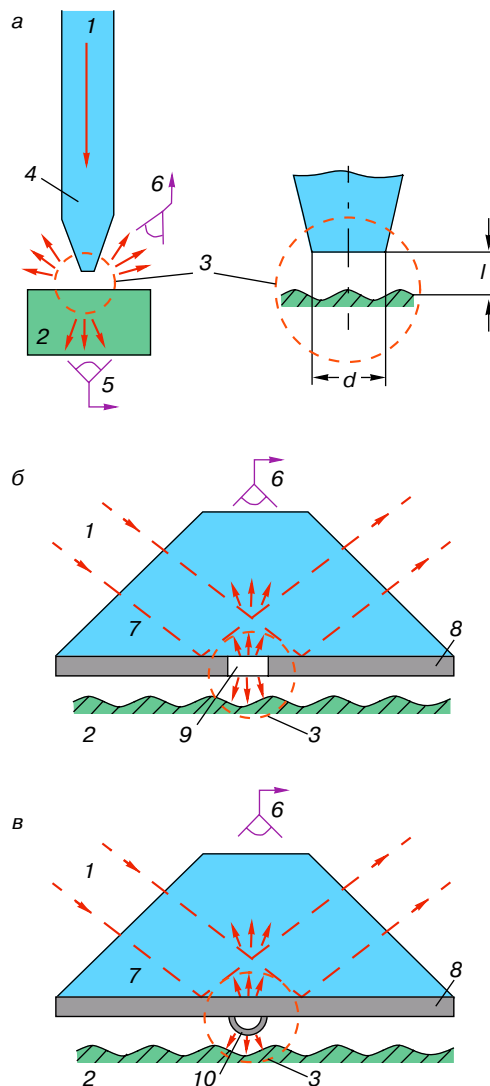


Рис. 3. Схемы оптических ближнепольных устройств с регистрацией рассеянного излучения на просвет (а) и на отражение (б, в): 1 – световой пучок с длиной волны λ ; 2 – исследуемый объект; 3 – область ближнепольного взаимодействия; d – диаметр излучателя, l – локальный зазор между излучателем и поверхностью объекта, $d, l \ll \lambda$; 4 – волоконный зонд-острие (с металлическим покрытием); 5, 6 – фотоприемники рассеянного света; 7 – стеклянная рабочая призма; 8 – тонкая металлическая пленка; 9 – отверстие субмикронных размеров; 10 – металлизированная полусфера.

В последние годы ближнепольная оптика превратилась в крупное научно-техническое направление, рассмотрение которого выходит далеко за рамки данной статьи. Здесь же мы заметим, что, как правило, ближнепольные осветительные и приемные оптические системы отличаются низкой энергетической эффективностью: отношение мощностей выходного и входного сигналов составляет 10^{-6} – 10^{-4} .

Преодолению такого недостатка может способствовать возбуждение ПЭВ в зоне ближнепольного контакта с объектом. При прочих равных условиях это должно многократно повысить действующую там освещенность. В подтверждение сказанного рассмотрим приведенные на рис. 3, б, в две иные известные схемы освещения объекта в ближнепольном устройстве с регистрацией оптического сигнала на отражение, в которых, по-видимому, возбуждаются ПЭВ. В обоих случаях свет вводится в прозрачную пластину, на поверхность которой (обращенную к объекту) нанесена тонкая металлическая пленка. Для связи с объектом в схеме на рис. 3, б используется отверстие в пленке, а в схеме на рис. 3, в — металлизированная полусфера. Оба элемента связи имеют субмикронные размеры.

В первых практических реализациях схем, осуществленных одним из создателей ближнепольной оптики, Дитером Полем, на поверхность плоских стеклянных пластин наносились пленки сплава тантала с вольфрамом толщиной 20 нм. Исследователи располагали технологией получения в пленках одиночных отверстий диаметром 70–100 нм, а также могли “закреплять” на пленке полусферические металлизированные частицы столь же малых размеров из латекса. При этом наблюдалась следующая интересная особенность оптического отклика из зоны ближнепольного контакта в зависимости от расстояния между ближнепольным источником и поверхностью (рис. 4). Если для сплошной полупрозрачной пленки регистрируемый сигнал рассеяния мал (кривая 1), а для системы с отверстием мо-

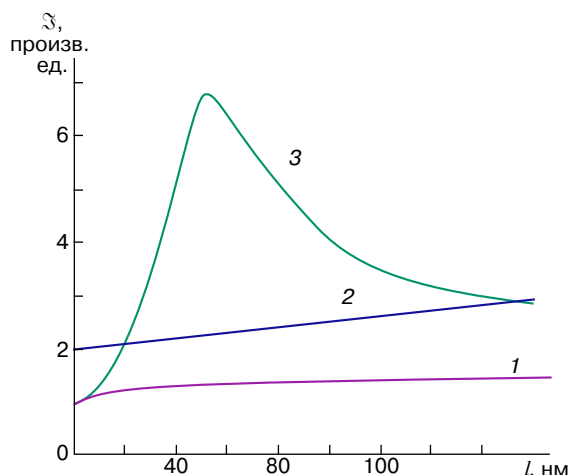


Рис. 4. Зависимость регистрируемого сигнала Z рассеянного излучения на длине волны 632 нм от зазора l между поверхностями излучателя и тест-объекта. Излучатель: 1 – сплошная металлическая пленка; 2 – пленка с отверстием (рис. 3, б); 3 – пленка с металлизированной полусферой (рис. 3, в).

нотонно нарастает с расстоянием (кривая 2), то для системы с полусферой наблюдается отчетливый максимум (кривая 3), появляющийся при определенных углах падения света и его поляризации. Судя по всему, единственное непротиворечивое объяснение его возникновения связано с возбуждением светом цилиндрических поверхностных поляритонов. В настоящее время идеи использования поверхностных поляритонов и других электромагнитных резонансов в ближнепольной оптике находятся в стадии интенсивной теоретической и экспериментальной проработки.

ПРОЯВЛЕНИЕ ПЭВ В СИЛОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МАТЕРИАЛЫ

В начале 80-х годов было предположено, а в дальнейшем однозначно установлено, что поверхностные поляритоны играют большую роль в воздействии мощного лазерного излучения на материалы (металлы, полупроводники), приводящем к их нагреву и разрушению. Одним из главных признаков и следствий генерации ПЭВ в процессе такого силового воздействия излучения на вещество является образование поверхностных периодических структур (ППС), представляющих собой систему упорядоченных линейных выступов и впадин рельефа поверхности (рис. 5). Структуры имеют период порядка длины волны света λ и преимущественно ориентированы своими штрихами перпендикулярно проекции электрического вектора световой волны на поверхность (при линейной поляризации излучения).

Согласно разработанным физическим представлениям об образовании ППС, силовое воздействие обязано частичному преобразованию лазерного излучения в ПЭВ на резонансных периодических решетках, в той или иной мере представленных в пространственном спектре случайных неровностей реальной поверхности. Как это подробно рассматривалось в [7], период и ориентация резонансных решеток соответствуют условиям, когда дифрагированные в плюс первом или минус первом порядке волны направлены вдоль поверхности. В процессе своего распространения они интерферируют с падающим лазерным излучением. В результате интерференции этих двух бегущих в различных направлениях волн возникает результирующее “неподвижное” распределение воздействующего излучения, модулированное в пространстве с тем же периодом, что и резонансная решетка. При достаточной интенсивности излучения в сформировавшемся интерференционном поле происходят неоднородный разогрев среды и вызванное им увеличение высоты резонансного рельефа вследствие активации различных тепловых процессов на поверхности. Последнее замыкает цепь положительных обратных связей и приводит к росту резонансного рельефа, от высоты

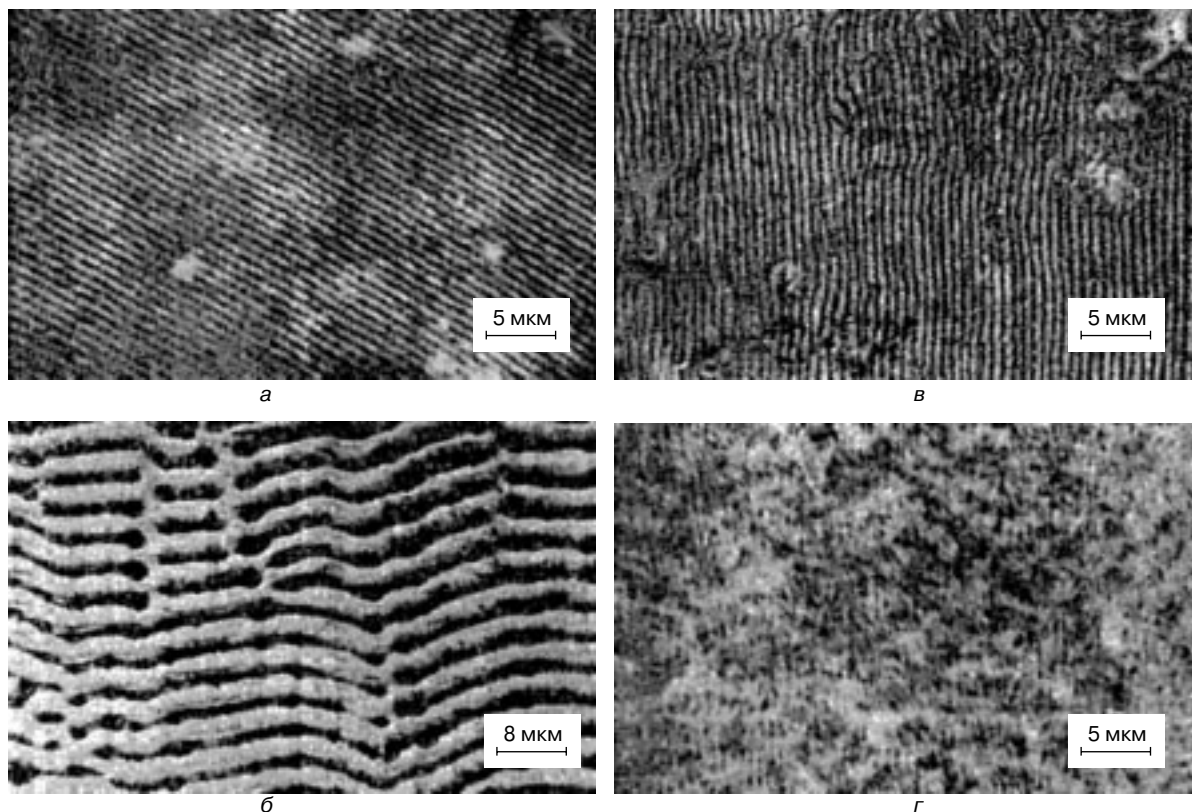


Рис. 5. Поверхностные периодические структуры, сформированные при воздействии на материал лазерного излучения с различными параметрами: длиной волны λ , длительностью импульса τ , числом воздействующих импульсов в серии N , плотностью светового потока q_0 . Структуры представляют собой остаточный микрорельеф поверхности.

Фрагмент	Материал	λ , мкм	τ	N	q_0 , Мвт/см ²
<i>a</i>	Германий	1,06	200 нс	20	60
<i>б</i>	Кремний	1,06	1 мс	1	0,7
<i>в</i>	Нержавеющая сталь	1,06	30 нс	40	30
<i>г</i>	Титан	10,6	40 мкс	80	1

которого зависят эффективность возбуждения ПЭВ и глубина модуляции интерференционного поля.

После окончания воздействия и остывания поверхности наведенный рельеф закрепляется в виде ППС. Конкретными процессами их образования могут быть испарение, оплавление поверхности и вытеснение расплава избыточным давлением паров, термокапиллярные явления и термохимические реакции, термические деформации и др. В целом явление носит универсальный характер и представляет собой интересный пример самоорганизации в системе, где изначально отсутствуют выделенные направления и структуры. Формирование ППС наблюдается при воздействии лазерного излучения на поверхностно-активные среды в широком диапазоне длин волн (от ИК- до УФ-области спектра) и импульсов (от пикосекундных до непрерывных воздей-

ствий). При этом явлению свойственна “память”: рельеф может нарастать в течение серии световых импульсов. Наиболее типичными материалами, на которых возникают ППС по описанному механизму, являются металлы и сплавы, а также большинство полупроводников, переходящих в поверхностно-активное состояние по достижении температуры плавления. Период структур зависит от угла падения θ и состояния поляризации излучения: для p -поляризованного света он меняется в соответствии с формулой

$$d_z^{(p)} = \frac{\lambda}{1 \pm \sin \theta}, \quad (4)$$

а для s -поляризованного излучения близок к величине

$$d^{(s)} = \frac{\lambda}{\cos \theta}. \quad (5)$$

Энергетические режимы получения ППС соответствуют нагреву материала до температуры, примерно равной температуре плавления (нижний предел), но не выше температуры развитого испарения и обычно относятся к диапазону умеренных плотностей светового потока $q_0 = 0,1\text{--}100 \text{ МВт/см}^2$ в зависимости от длительности импульса. Как установлено в последние годы, ППС образуются под действием излучения с различным состоянием поляризации (линейной, круговой, хаотической).

Наряду с поверхностными поляритонами к образованию структур может приводить возбуждение светом волноводных мод. Этот процесс более свойствен диэлектрикам и неметаллизирующимся при плавлении полупроводникам. Период таких структур при нормальном падении излучения равен λ/n , где n — показатель преломления материала, а их ориентация ортогональна рассмотренным выше.

Росту ППС сопутствует и специфическое оптическое явление — заметное уменьшение коэффициента зеркального отражения, связанное с генерацией ПЭВ (или других мод) и их поглощением при распространении вдоль поверхности. Вследствие этого изменяется поглощательная способность материала A , которая может заметно возрасти, иногда почти до 1. Одновременно появляется совершенно специфическая размерно-ориентационная зависимость поглощения, определяемая направлением и длиной пробега ПЭВ, если последняя превышает размер зоны лазерного облучения. В этих условиях удастся успешно управлять степенью теплового воздействия излучения, изменяя ориентацию электрического вектора световой волны относительно какого-либо другого выделенного направления, например направления движения мощного светового пучка вдоль поверхности.

Упомянутые особенности влияния ПЭВ на силовое действие лазерного излучения имеют существенное практическое значение для лазерной технологии обработки поверхности материалов. Одним из основных направлений здесь может стать получение дифракционных элементов (см. как простейший пример рис. 5, а), особенно перспективное для субмикронной литографии. Другое направление связано с управлением поглощательной способностью и характером распределения интенсивности света у поверхности при генерации ПЭВ путем изменения только поляризационных характеристик излучения. Это может найти применение в термообработке, сварке, фотоосаждении материалов и др. сканируемым световым пучком и, судя по экспериментам с неодимовыми лазерами на алюмоиттриевом гранате, с большой эффективностью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенное практически целиком относится к ПЭВ на металлах, или, иначе, к поверхностным плазмон-поляритонам. На примере этих возбуждений, обладающих существенно отличной от объемных волн структурой поля, были проиллюстрированы новые возможности в оптической спектроскопии и для прецизионных оптических измерений. Среди них представляется несомненно перспективным использование в спектроскопии поверхности и тонких слоев методов гетеродинной интерферометрии, позволяющих одновременно измерять два ключевых параметра ПЭВ: скорость распространения и затухание. Это относится не только к ПЭВ на металлах, но и к другому крупному направлению в физике ПЭВ и ПЭВ-спектроскопии, связанному с поверхностными волнами ИК-диапазона в полупроводниках, когда отрицательная поляризуемость обусловлена прямым взаимодействием света с колебаниями решетки.

Другое важное свойство ПЭВ — высокая локализация поля и возможность значительного его усиления. Оно может быть использовано в ближнепольной оптике при создании новых эффективных источников поля с размерами много меньше длины световой волны. Их действие должно быть основано на испускании поверхностных поляритонов или других локализованных резонансных электромагнитных возбуждений.

Наконец, еще одно свойство ПЭВ — возможность эффективной генерации на микрошероховатостях и других дефектах реальной гладкой поверхности. Резонансное возбуждение поверхностных поляритонов при действии на такую поверхность достаточно мощного лазерного излучения и их участие в различных физических и оптических процессах, в том числе нелинейных, подтверждаются многочисленными примерами. Один из самых характерных и универсальных — образование поверхностных периодических структур. Убедительное объяснение этого явления с помощью представлений о ПЭВ значительно продвинуло понимание механизмов и закономерностей воздействия лазерного излучения на конденсированное вещество. Среди других лазерно-индуцированных нелинейных оптических явлений на поверхности с участием поверхностных поляритонов необходимо упомянуть “гигантское” комбинационное рассеяние адсорбированными молекулами и усиленную генерацию второй гармоники при отражении света от металла.

Важную и интересную роль должны играть ПЭВ в поверхностных и приповерхностных химических процессах. Поскольку поле ПЭВ максимально на поверхности и быстро затухает по обе стороны от нее, с помощью ПЭВ можно проводить фотокаталитические и фотохимические реакции (например, фотодиссоциацию газа с осаждением одного из ее продуктов на поверхность). Сейчас известны

несколько успешных попыток их осуществления. Таким образом, физику и оптику поверхностных поляритонов можно с уверенностью отнести к перспективным научным направлениям. Уникальные свойства этих электромагнитных возбуждений безусловно обеспечат им прочное место в науке, технике и технологии XXI века.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. С. 6–10.
2. Жижин Г.Н., Москалева М.А., Шомина Е.В., Яковлев В.А. Распространение поверхностных электромагнитных волн по металлическим поверхностям // Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. С. 70–104.
3. Либенсон М.Н., Макин В.С., Пудков С.Д. Поверхностные электромагнитные волны в оптике. Л.: Ленингр. отд-ние о-ва “Знание” РСФСР, 1990. 24 с.
4. Физическая энциклопедия. М.: Большая российская энциклопедия, 1992. Т. 3. С. 650–651.
5. Кумар Уикрамасингх Х. // В мире науки. 1989. № 12. С. 62–71.

6. Bonch-Bruевич A.M., Libenson M.N., Makin V.S., Trubaev V.V. Surface Electromagnetic Waves in Optics // Opt. Eng. 1992. V. 31. № 4. P. 718–730.

7. Либенсон М.Н. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 10. С. 92–98.

* * *

Михаил Наумович Либенсон, доктор физико-математических наук, профессор, начальник лаборатории фотофизики поверхности Государственного оптического института им. С.И. Вавилова, профессор Санкт-Петербургского государственного института точной механики и оптики (технического университета). 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.