

SURFACE OPTICAL ELECTROMAGNETIC WAVES

M. N. LIBENSON

Modern physical concepts of surface optical electromagnetic waves, scarcely known earlier and intensively studied today, are stated. Their main properties and methods of excitation by laser radiation are considered.

Изложены современные физические представления о поверхностных электромагнитных волнах – малоизвестных ранее и интенсивно изучаемых электромагнитных возбуждениях оптического диапазона. Рассмотрены их основные свойства и методы возбуждения лазерным излучением.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

М. Н. ЛИБЕНСОН

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

ВВЕДЕНИЕ

Современная оптика, сильно изменившаяся после появления лазеров и голографии, в последнее десятилетие пополнилась новым перспективным разделом – оптикой поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ). В определенных условиях такие волны распространяются вдоль границы раздела двух разнородных сред и обладают отличными от обычных (объемных) электромагнитных волн свойствами.

Теоретически ПЭВ известны с начала нашего века. Их некоторые свойства и структура поля были изучены еще А. Зоммерфельдом. Однако представления о ПЭВ долгое время были достоянием узкого круга специалистов и, за исключением радиофизики, практически нигде не использовались. Гораздо лучше известны поверхностные акустические, или звуковые, волны, с которыми в жизни сталкивался, наверное, каждый.

В оптику представления о ПЭВ проникли в 70-х годах, когда их научились возбуждать лазерным излучением и детектировать различными методами. В настоящее время исследования и применения ПЭВ развиваются достаточно динамично. Это обусловлено уникальными свойствами таких волн: высокой пространственной локализацией и возможностью значительного усиления напряженности поля в ПЭВ.

Научный интерес к изучению ПЭВ оптического диапазона связан также с тем, что они могут эффективно возбуждаться светом на реальной поверхности и существенно влиять на разнообразные явления. Среди них рассеяние света адсорбированными на поверхности частицами, генерация второй гармоники при отражении лазерного излучения от металла, изменение поглощения, фотохимические реакции, а также физико-химические процессы, сопровождающие действие на поверхность интенсивного лазерного излучения, в первую очередь образование поверхностных периодических структур. Практический интерес к ПЭВ и другим поверхностным электромагнитным возбуждениям обусловлен новыми возможностями, открываемыми их использованием в оптической спектроскопии, нелинейной оптике, технологии, а в последнее время и в микроскопии сверхвысокого разрешения.

Ниже мы рассмотрим основные свойства и характеристики ПЭВ оптического диапазона, способы их возбуждения и особенности распространения. Применению ПЭВ для анализа поверхности материалов, в микроскопии и литографии высокого разрешения, а также их влиянию на силовое действие лазерного излучения в режимах, используемых для обработки материалов, будет посвящена отдельная статья.

СВОЙСТВА И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЭВ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

Поверхностными электромагнитными волнами, или *поверхностными поляритонами*, называются волны, распространяющиеся вдоль границы раздела двух разнородных сред и существующие одновременно в них обеих. Поля, переносимые этими волнами, локализованы вблизи поверхности и затухают по обе стороны от нее. В отличие от объемных, чисто поперечных электромагнитных волн ПЭВ являются частично продольными волнами ТМ-типа. Электрический вектор \mathbf{E} имеет две составляющие (рис. 1а): E_x — вдоль волнового вектора¹ ПЭВ k_s и E_z — перпендикулярно поверхности; магнитный вектор \mathbf{H} перпендикулярен направлению распространения волны и лежит в плоскости поверхности. Интересно, что с формальной точки зрения ПЭВ описываются обычными волновыми уравнениями со стандартными граничными условиями, но являются их особым решением. Распределение каждого из компонентов U электрического и магнитного полей на частоте ω в плоской ПЭВ, бегущей вдоль оси x , имеет вид

$$U = U_0 \exp(\pm \kappa_{1,2} z) \cos(\omega t - k_s x), \quad (1)$$

где U_0 — амплитуда, $\kappa_1 > 0$ и $\kappa_2 > 0$ — коэффициенты затухания ПЭВ в средах 1 и 2; t — время. Знак “плюс” относится к среде 1 ($z \leq 0$), “минус” — к среде 2 ($z \geq 0$, рис. 1б).

При заданной амплитуде магнитного вектора \mathbf{H} амплитуды остальных компонентов составляют

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{1}{\sqrt{-(\epsilon_1 + \epsilon_2)}} H, \\ E_{1z} &= \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1(\epsilon_1 + \epsilon_2)}} H, \quad E_{2z} = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2(\epsilon_1 + \epsilon_2)}} H, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\epsilon_1 = \epsilon_1(\omega)$, $\epsilon_2 = \epsilon_2(\omega)$ — диэлектрические проницаемости граничащих сред на частоте ω . При этом электрический компонент E_x сдвинут относительно магнитного вектора на 90° , а E_{1z} — на 180° .

Постоянная распространения ПЭВ k_s отличается от волнового числа света $k_0 = \omega/c_0$, где c_0 — ско-

¹ Вектор, направленный вдоль направления распространения волны и по модулю равный отношению ее частоты к фазовой скорости.

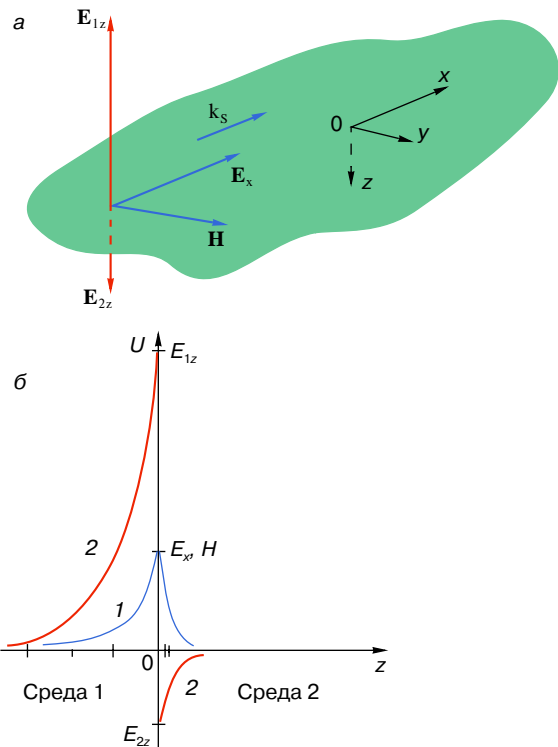


Рис. 1. Поверхностные электромагнитные волны: а — ориентация электрического и магнитного векторов в ПЭВ, бегущей вдоль поверхности в направлении оси x ; б — распределение полей в ПЭВ в плоскости, перпендикулярной направлению распространения.

1 — для компонентов E_x и $H_y = H$, изменяющихся при $z = 0$ непрерывно; 2 — для компонента E_z , испытывающего при $z = 0$ скачок.

рость света в вакууме, и через диэлектрические проницаемости обеих сред зависит от частоты

$$k_s = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}. \quad (3)$$

Эта так называемая дисперсионная зависимость описывает свойства поверхностных поляритонов и определяет, в частности, их фазовую и групповую скорости. Другой важный параметр ПЭВ — толщина слоев $l_{1,2} = 1/\kappa_{1,2}$, в которых переносится энергия волны по каждой из сред 1 и 2, также зависит от их диэлектрических проницаемостей и тем самым от частоты света

$$\kappa_1 = k_s \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}, \quad \kappa_2 = k_s \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}. \quad (4)$$

Если считать, что потери энергии ПЭВ при ее распространении вдоль поверхности пренебрежимо малы, то параметры k_s , κ_1 и κ_2 должны быть вещественными положительными числами. Тогда из формул (3) и (4) следует, что *ПЭВ могут существовать и*

распространяться только вдоль границ раздела сред с диэлектрическими проницаемостями разных знаков. Если, например, в среде 1 $\epsilon_1 > 0$, то диэлектрическая проницаемость среды 2 (или при более строгом рассмотрении ее действительная часть $\text{Re}\epsilon_2$) должна быть отрицательной, причем

$$\epsilon_2 < 0, \quad |\epsilon_2| > \epsilon_1. \quad (5)$$

Такая среда называется *поверхностно-активной средой* (ПАС), а частотный диапазон, в котором $\text{Re}(\omega) < 0$, — *областью аномальной дисперсии*. Ниже мы приведем примеры таких сред.

Еще один важный вывод, вытекающий из соотношений (3) и (4), заключается в том, что затухание ПЭВ в граничащих средах необязательно связано с потерями энергии, так как существует и при отсутствии в них поглощения ($\text{Im}\epsilon_{1,2} = 0$). В этом случае затухание объясняется эффективным “вытеснением” поля волны из объема сред к поверхности раздела. Из (5) следует также, что

$$k_s > k_0, \quad \kappa_1 < k_s < \kappa_2. \quad (6)$$

Последнее неравенство означает, что энергия ПЭВ в основном сосредоточена в поверхностно-неактивной среде 1 ($\epsilon_1 > 0$) и преимущественно переносится вдоль направления распространения волны k_s . В то же время благодаря продольному компоненту электрического вектора E_x энергия в ПЭВ циркулирует и через поверхность попеременно из одной среды в другую¹. Наличие потерь (например, поглощения в среде 2 или рассеяния на шероховатой границе), а также адсорбированных слоев и тонких пленок на поверхности приводит к ограничению длины пробега волны L вдоль k_s .

Обычно в оптике имеют дело с ПЭВ на границе поверхностно-активной среды с воздухом ($\epsilon_1 = 1$) или другим прозрачным диэлектриком. Неравенства (5) при этом выполняются для металлов и легированных полупроводников с высокой концентрацией свободных носителей, у которых область аномальной дисперсии диэлектрической проницаемости охватывает весь ИК- и видимый (для металлов) диапазон частот. ПЭВ могут также возбуждаться на поверхности полупроводников и диэлектриков в среднем ИК-диапазоне, в интервале между частотами продольного и поперечного оптических фононов, где аномальная дисперсия связана с непосредственным взаимодействием света с решеткой. Соответствующие ПЭВ называются также поверхностными фонон-поляритонами. Существуют ПЭВ и в области экситонного поглощения в полупроводниках.

Повышенный интерес в последние годы проявляется к ПЭВ, возбуждаемым на границе сред с высокой проводимостью (металлы и полупроводники) с воздухом. Эти ПЭВ называют также поверхност-

¹ В таком характере переноса энергии легко убедиться, рассматривая взаимную ориентацию электрических и магнитного векторов поля ПЭВ на рис. 1а.

ными плазмон-поляритонами, поскольку отрицательный знак $\text{Re}\epsilon$ здесь обусловлен доминирующим вкладом электронного газа (плазмы) в поляризуемость вещества. Как известно из физики твердого тела, оптические свойства электронного газа определяются соотношением частоты его собственных колебаний, или плазменной частоты (ω_p), частоты электронных столкновений (γ) и частоты света. В этом случае в оптическом диапазоне частот ($\omega \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ с}^{-1}$) для металлов ($\omega_p \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\gamma \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ с}^{-1}$) выполняется условие $\gamma < \omega < \omega_p$, при котором $\text{Re}\epsilon_2 = \epsilon \approx 1 - \omega_p^2/\omega^2$ и

$$k_s \approx k_0 \left(1 + \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \right), \quad (7)$$

$$\kappa_1 = k_0 \frac{\omega}{\omega_p}, \quad \kappa_2 = k_0 \frac{\omega_p}{\omega}.$$

Поскольку $|\epsilon| \gg 1$, относительные отклонения величины k_s от k_0 на длине волны $\lambda \approx 1 \text{ мкм}$ (вблизи длины волны излучения неодимовых лазеров) не превышают 10^{-2} , а на $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ (лазер на углекислом газе) — 10^{-4} . Такие ПЭВ затухают в металле на глубине

$$l_2 = 1/\kappa_2 \sim c_0/\omega_p \sim 10^{-6} \text{ см},$$

совпадающей с глубиной скин-слоя δ (то есть с глубиной проникновения в металл объемной волны), а в воздухе сосредоточены в слое

$$l_1 = 1/\kappa_1 \approx \delta(\omega_p/\omega)^2 \sim (10^2 - 10^4)\delta \sim 1 - 100 \text{ мкм}$$

в зависимости от частоты. Фактически здесь металл играет роль открытого волновода для ПЭВ, которая пробегает по его поверхности путь, ограниченный лишь различного рода потерями. Если основной вклад в потери вносит поглощение света в металле, то длина пробега

$$L = \frac{c_0 l_1}{\gamma l_2} \quad (8)$$

и в средней ИК-области ($\lambda \sim 10 \text{ мкм}$) достигает 1 — 5 см. Из выражения (2) следует, что из компонент электрического вектора ПЭВ наибольшим является E_{1z} , причем в данном случае

$$E_{1z} \approx -H, \quad \left| \frac{E_x}{E_{1z}} \right| = \left| \frac{E_{2z}}{E_x} \right| = \frac{\omega}{\omega_p} \ll 1.$$

На рис. 2 приведена типичная дисперсионная кривая $\omega(k_s)$ для поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл—воздух, следующая из (3). Видно, что отклонение этой кривой от световой линии 2 на рис. 2 растет с частотой, причем и фазовая, и групповая скорости волны соответственно

$$V_{\text{ph}} = \frac{\omega(k_s)}{k_s}, \quad V_{\text{gr}} = \frac{d\omega}{dk_s}$$

уменьшаются. Это свидетельствует об усилении роли продольного компонента поля волны на высоких

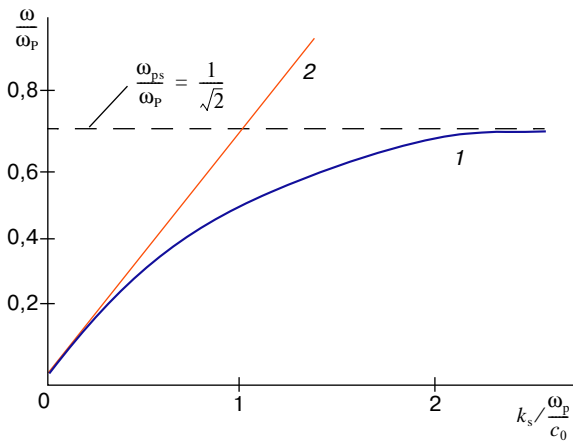


Рис. 2. 1 – Дисперсионная кривая поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела металл–вакуум. ω_p – плазменная частота электронов, 2 – световая линия $\omega = ck_s$.

частотах, когда ПЭВ становится все менее фотоноподобной. Предельная частота поверхностного поляритона здесь равна частоте

$$\omega_{ps} = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \sim (5 - 10) \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$$

чисто “продольного” возбуждения в электронном газе – частоте локализованного поверхностного плазмона.

Хотя ПЭВ является собственной модой плоской границы раздела, для ее возбуждения светом нужны специальные условия, поскольку волновой вектор ПЭВ k_s больше волнового вектора света k_0 на той же частоте (см. рис. 2 и формулу (6)). К настоящему времени разработаны два эффективных метода возбуждения ПЭВ светом (рис. 3): призмный и решеточный.

ПРИЗМЕННЫЙ МЕТОД ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЭВ

Преобразование света в ПЭВ призмным методом основано на явлении нарушенного полного внутреннего отражения при падении p -поляризованного излучения (поляризованного в плоскости падения) на ПАС со стороны оптически более плотной среды. Угол падения θ выбирается из известного в оптике условия

$$\theta > \arcsin(\epsilon_1/\epsilon_3)^{1/2}, \quad \epsilon_1 < \epsilon_3,$$

где ϵ_3 – диэлектрическая проницаемость материала призмы. Метод существует в двух модификациях: геометрия Отто (рис. 3а) и геометрия Кречманна (рис. 3б). Этим методом ПЭВ возбуждается на гладкой поверхности, поскольку при трансформации объемного излучения в ПЭВ удается согласовать их волновые векторы. В большинстве случаев источниками света в соответствующих устройствах генера-

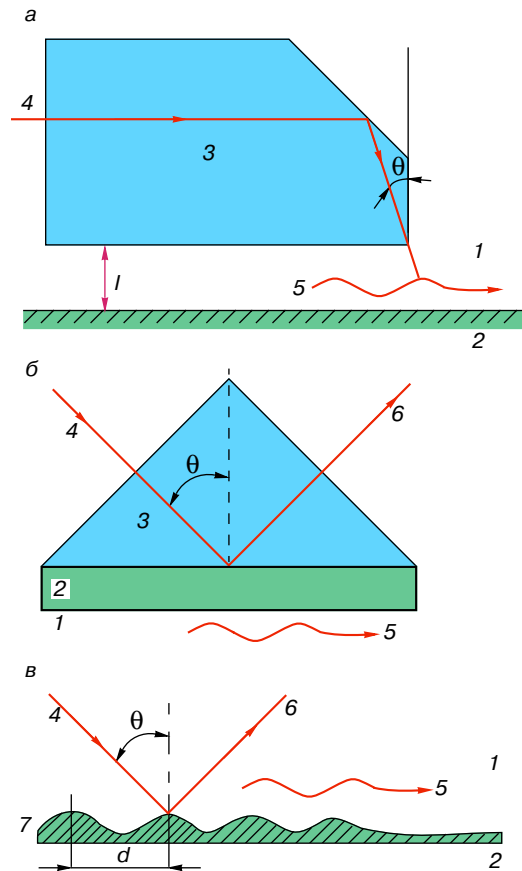


Рис. 3. Возбуждение ПЭВ светом: а – призмный метод, геометрия Отто; б – призмный метод, геометрия Кречманна; в – решеточный метод. 1 – диэлектрик (воздух); 2 – поверхностно-активная среда; 3 – призма; 4 – падающее излучение; 5 – ПЭВ; 6 – зеркально отраженное излучение; 7 – решетка; l – зазор размером $\sim \lambda$; d – период решетки.

ции ПЭВ являются лазеры. Эффективность преобразования падающего объемного излучения в ПЭВ в схеме Отто, чаще применимой для ИК-области спектра (CO_2 -лазеры), достигает десятых долей, а в геометрии Кречманна для видимого света практически доходит до 1. Однако в последнем случае вывод ПЭВ за пределы призмы затруднен, и ПАС обычно наносится на ее грань в виде тонкой пленки. Обратное преобразование ПЭВ в объемное излучение также возможно с помощью призм.

Двупризмный метод возбуждения и детектирования ПЭВ в геометрии Отто успешно используется в ИК-спектроскопии твердого тела. Длина пробега ПЭВ вдоль поверхности может достигать нескольких сантиметров, она весьма чувствительна к процессам в поглощающем слое, состоянии поверхности и его изменениям, наличию адсорбированных слоев, пленок, шероховатости и др. Это обеспечивает

возможность исследовать поверхности и границы раздела с помощью ПЭВ, а также осуществлять прецизионные оптические измерения, например измерять малое поглощение высоко отражающих металлических зеркал на уровне 0,01 с ошибкой не более до 10%.

ДИФРАКЦИОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЭВ НА РЕШЕТКАХ

Свойством возбуждать ПЭВ обладают и дифракционные решетки, нанесенные на поверхностно-активную среду (рис. 3б) и рассеивающие излучение под определенными углами. Когда при некоторых углах падения света θ дифрагированная волна оказывается направленной вдоль поверхности, она представляет собой ПЭВ. Волновой вектор \mathbf{g} соответствующей так называемой резонансной, гармонической решетки¹ связан с волновым вектором ПЭВ \mathbf{k}_s и векторной проекцией \mathbf{k}_t волнового вектора излучения \mathbf{k}_0 на поверхность (рис. 4а) равенством

$$\mathbf{k}_t + m\mathbf{g} = \mathbf{k}_s, \quad m = 1, 2, \dots; \quad k_t = k_0 \sin \theta. \quad (9)$$

Оно выражает закон сохранения импульса (иначе – условие фазового синхронизма) при преобразовании света в поверхностные поляритоны без изменения частоты. В выражении (9) m – порядок дифракции, который ниже считается равным единице. Взаимную ориентацию векторов \mathbf{k}_t , \mathbf{k}_s и \mathbf{g} удобно поясняет круговая векторная диаграмма (рис. 4б). С ее помощью легко найти модуль вектора \mathbf{g} и период d резонансной решетки, на которой при данном угле падения света возбуждается ПЭВ, распространяющаяся под углом β к вектору \mathbf{k}_t :

$$g = k_0(\sin^2 \theta + \eta^2 - 2\eta \sin \theta \cos \beta)^{1/2}, \quad d = \frac{2\pi}{g}. \quad (10)$$

Здесь $\eta = k_s / k_0$ – показатель преломления границы для ПЭВ, причем согласно выражению (6) $\eta \approx 1$.

В простейшем, но часто встречающемся случае, когда ПЭВ распространяется поперек штрихов решетки ($\beta = 0, \pi$), ее период

$$d = \lambda / (\eta \pm \sin \theta). \quad (11)$$

В предшествующее десятилетие была построена количественная теория преобразования света в ПЭВ на периодических решетках. Из нее следует, что для излучений p - и s -поляризаций продольный компонент поля ПЭВ на поверхности E_x и действующее внешнее поле E_t пропорциональны, а соответствующий коэффициент пропорциональности в первом приближении линейно зависит от высоты h резонансной гармонической решетки. Для случая нормального падения излучения эта связь наиболее проста:

$$E_x = \mu h E_t. \quad (12)$$

¹ Волновой вектор решетки с периодом d направлен перпендикулярно ее штрихам и по модулю равен $2\pi/d$.

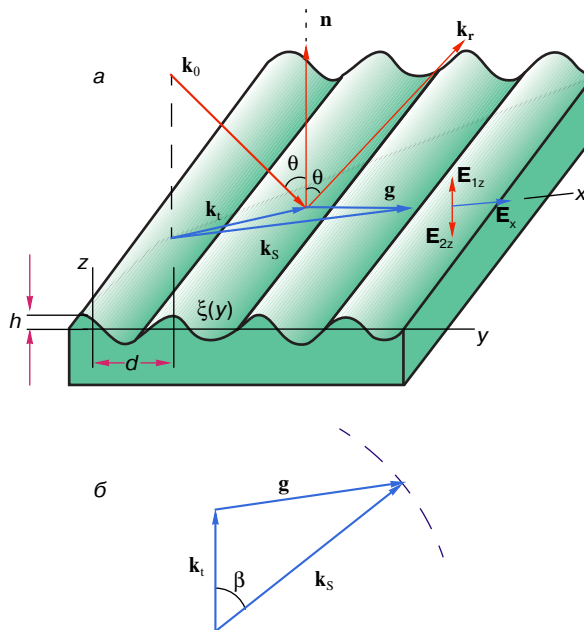


Рис. 4. Взаимная ориентация (а) и круговая диаграмма (б) векторов, определяющих преобразование света в ПЭВ на гармонической решетке $\xi(y) = h \cos(gy)$ с амплитудой h , пространственной частотой g и периодом $d = 2\pi/g$.

\mathbf{k}_t – проекция волнового вектора \mathbf{k}_0 на плоскость поверхности; \mathbf{k}_s – волновой вектор ПЭВ; \mathbf{k}_t – волновой вектор отраженного излучения; \mathbf{g} – волновой вектор решетки; \mathbf{n} – нормаль к усредненной поверхности; θ – угол падения света. Штриховкой очерчена часть окружности радиуса k_s на круговой диаграмме.

Параметр μ называется коэффициентом преобразования и является комплексной величиной, зависящей от волнового числа поверхностного поляритона k_s . Модуль этого параметра $|\mu|$, рассматриваемый как функция k_s , фактически описывает форму линии возбуждения поверхностного поляритона когерентным излучением при нормальном падении на резонансную решетку ($g = k_s$). Ее типичный вид для поверхностного плазмон-поляритона на границе металл–воздух показан на рис. 5. Центр линии $k_s = k_{s0}$ практически совпадает с волновым числом “идеального” возбуждения, определяемым соотношением (3), а значение $|\mu|$ в максимуме линии M и ее ширина Δ определяются диссипативными потерями в скин-слое металла. При этом

$$M = \frac{2\omega}{\delta\gamma}, \quad \Delta = \frac{1}{\sqrt{2}}L. \quad (13)$$

Для определенности отметим, что первая из формул (13) справедлива только для ближней ИК-области спектра. Если принять, например, что ПЭВ возбуждается на длине волны 1 мкм при нормальном

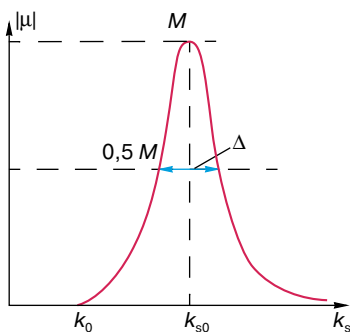


Рис. 5. Зависимость модуля коэффициента преобразования $|\mu|$ излучения в ПЭВ от волнового числа возбуждения k_s при условии нормального падения излучения на решетку с пространственной частотой $g = k_s$.

падении света на резонансную решетку, то, как это следует из (13),

$$\Delta \approx 50 - 200 \text{ см}^{-1}, \quad M \sim 10^7 \text{ см}^{-1}.$$

Отсюда следует, что поляритонная линия достаточно узкая, а продольное электрическое поле ПЭВ E_x сравнивается с полным полем на поверхности E_t при высоте резонансной решетки всего лишь

$$h \sim 10^{-3}\lambda \sim 10^{-7} - 10^{-6} \text{ см (!)}.$$

На решетках большей высоты поле ПЭВ может превысить возбуждающее световое поле в десятки раз, что не противоречит никаким законам сохранения.

Эти результаты, оказавшиеся неожиданными для оптики, свидетельствуют о реальной возможности значительного электродинамического усиления светового поля на поверхности с резонансной решеткой, хотя преобразование в ПЭВ — чисто линейный по полю процесс, не зависящий от интенсивности света. Такое усиление является следствием, с одной стороны, сфазированной подкачки энергии объемной волны в ПЭВ при ее распространении вдоль резонансной решетки (отсюда видна важная роль когерентности падающего излучения), а с другой — высокой локализации энергии в ПЭВ. Эффект усиления поля при возбуждении светом ПЭВ позволяет объяснить многие неясные ранее фотофизические явления на поверхности, протекающие в поле лазерного излучения. Наконец все перечисленное показывает высокую энергетическую эффективность дифракционного способа возбуждения ПЭВ светом с помощью резонансных решеток.

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ПЭВ

Наряду с плоскими ПЭВ важную роль в усилении поля и оптических процессах могут играть цилиндрические поверхностные электромагнитные волны (ЦПВ). Как и плоская ПЭВ, ЦПВ является частично продольной волной ТМ-типа (отсутствует нормальный к поверхности компонент \mathbf{H}) и экспоненциально затухает по обе стороны от границы раздела сред, одна из которых поверхностно-активна. Однако в отличие от плоской волны ЦПВ исходит из некоторого центра и за счет радиального разбегания убывает по мере удаления от него

вдоль поверхности. Радиальное распределение полей в ЦПВ описывается специальными функциями (функциями Ханкеля), а ее волновое число — дисперсионным соотношением (3). Угловая структура этой волны характеризуется наличием выделенного направления, задаваемого поляризацией падающего света. Перенос энергии в ЦПВ осуществляется преимущественно вдоль этого направления, а также попеременно из одной среды в другую, как и в ПЭВ. ЦПВ могут возбуждаться на различных радиально-симметричных неоднородностях, микровыступах и микровпадинах поверхности. В частности, при рассеянии на цилиндрическом выступе линейно поляризованный свет возбуждает ЦПВ, максимальное значение поля в которой достигается в диэлектрике (воздухе) на границе с выступом (высотой h и радиусом r_0) и составляет

$$E_{1z} = 8\pi^2 \frac{hr_0}{\lambda^2} E_t. \quad (14)$$

Из формулы (14) следует, что на выступе с размерами порядка десятой доли длины волны действующее поле в результате генерации ЦПВ удваивается!

К настоящему времени установлено, что ЦПВ эффективно участвуют в образовании периодических структур на поверхности материалов при лазерном воздействии (особенно на начальных стадиях). Они могут оказывать влияние на снижение порога оптического пробоя металлических поверхностей. Наконец, представления о ЦПВ существенны для ПЭВ-микроскопии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, мы рассмотрели отличительные физические особенности существования в оптическом диапазоне, распространения по поверхности и возбуждения специфических, частично продольных электромагнитных волн — поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ), или поверхностных поляритонов. Оказывается, что поле ПЭВ локализовано в тонких приповерхностных слоях двух граничащих сред, одна из которых должна иметь на данной частоте отрицательную поляризуемость. Такими средами в оптике являются металлы и в определенных условиях полупроводники. ПЭВ могут пробегать по поверхности значительные (в масштабах длин волн) расстояния, которые в то же время резко зависят от состояния и чистоты поверхности, наличия на ней адсорбированных слоев и др. Это позволяет разработать новые спектроскопические методики исследования поверхности с использованием ПЭВ. Наиболее эффективно ПЭВ возбуждаются с помощью призм и резонансных дифракционных решеток. Благодаря особой структуре полей в ПЭВ и возможности сфазированно перекачивать в нее энергию падающего когерентного света можно достигать большого, чисто электродинамического по своей природе усиления светового поля, действующего на

поверхность. Этот уникальный оптический процесс играет важную, а иногда и определяющую роль в лазерно-индуцированных физико-химических процессах на поверхности и нелинейных оптических явлениях.

Представления о возбуждении светом ПЭВ необходимым образом дополняют общую картину о существующих в природе оптических явлениях и процессах. Накопленные теоретические знания и экспериментальные данные о ПЭВ позволяют сформулировать важный общий вывод: *при падении света на границу раздела наряду с его отражением и преломлением может происходить частичное преобразование света в поверхностные поляритоны без изменения частоты.*

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 // По-

верхностные 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.: Ленинград. отд-ние о-ва “Знание” РСФСР, 1990.

4. Физическая энциклопедия. М.: Большая российская энциклопедия, 1992. Т. 3. С. 649 – 651.

* * *

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.