

УДК 535.21

©1993

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ И РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ОПТИЧЕСКОМ ИНИЦИИРОВАНИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ И ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

В.А.Кособужкин

Представлена теория упругого рассеяния плоскополяризованных световых волн на малой диэлектрической неоднородности в слоистой среде с возбуждением цилиндрических поверхностных поляритонов (ЦПП). Во всех порядках теории возмущений учитывается обусловленная эффектами "изображения" перенормировка поляризуемости, полюсы которой соответствуют частотам собственных электромагнитных мод неоднородности. Изучена зависимость поля ЦПП от поляризации и частоты возбуждающей волны; оценки коэффициента взаимодействия света с ЦПП относятся к модели диэлектрического включения эллипсоидальной формы. Обсуждается также пространственная структура стационарного поля интерференции ЦПП с возбуждающей плоской волной, которое определяет конфигурацию периодических структур, образующихся на поверхности конденсированной среды в результате лазерного воздействия.

В работах [1-3] показано, что на плоской поверхности твердых тел могут существовать цилиндрические поверхностные поляритоны (ЦПП). Для возбуждения ЦПП требуются локальные диэлектрические неоднородности, характерные размеры которых малы по сравнению с длиной волны света [2,3]. Интерес к ЦПП как к новому классу поверхностных поляритонов (ПП) [4] возник в связи с изучением периодических поверхностных структур (ППС), образующихся в результате воздействия мощного когерентного излучения на конденсированные среды (металлы и полупроводники) [5-8]. На начальных стадиях лазерного воздействия отчетливо проявляется формирование радиально-угловых ППС [1,6], которое связывают с диссипацией электромагнитной энергии и нагревом вещества в поле интерференции ЦПП и возбуждающей световой волны [1,8]. Качественные особенности поля ЦПП (пространственная структура и интенсивность) изучались в работах [2,3] при нормальном падении света для сильно упрощенных моделей. Как следствие, эти результаты еще не учитывают ряда оптических эффектов, имеющих принципиальное значение для теории и экспериментального изучения ЦПП, а также для приложений фундаментальных результатов в решении прикладных проблем лазерной физики.

Задача данной работы, являющейся развитием [2,3], заключается в построении последовательной теории оптического возбуждения ЦПП, в ко-

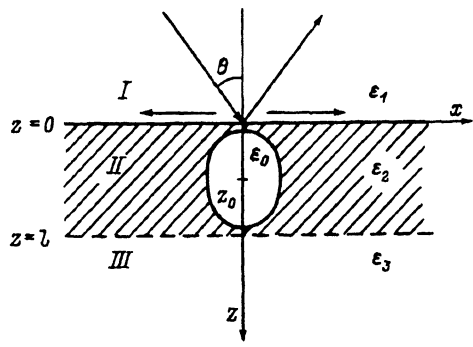


Рис. 1. Геометрия рассеяния света на локальной диэлектрической неоднородности в слоистой среде.

торой учитываются следующие новые аспекты: 1) наклонное падение света и проявление поляризационных эффектов, 2) собственные локальные электромагнитные моды приповерхностной неоднородности и их перенормировка за счет поляризационного взаимодействия с массивной средой, 3) влияние приповерхностных слоев на структуру ШПП. Модель и решение электродинамической задачи в общей постановке изложены в разделе 1. В разделах 2, 3 рассматриваются соответственно поляризационные и резонансные эффекты в возбуждении ШПП и полей их интерференции с внешней волной; там же и в разделе 4 обсуждается влияние переходных слоев на возбуждение ШПП.

1. Модель и решение электродинамической задачи

Отклонения формы реальной поверхности от идеально плоской, связанные с наличием выступа, трещины, приповерхностного включения и т.д., будем рассматривать как дефекты. Это означает, что указанные диэлектрические неоднородности могут характеризоваться вкладом в поляризацию \mathbf{P} , который включается в правую часть уравнений Максвелла

$$[\text{rot rot } -\varepsilon^0(z, \omega) k_0^2] \mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}) = 4\pi k_0^2 \mathbf{P}(\omega, \mathbf{r}). \quad (1)$$

Здесь \mathbf{E} — электрическое поле; $k_0 = \omega/c$; ω — частота; c — скорость света; $\varepsilon^0(z, \omega)$ — диэлектрическая функция невозмущенной ($\mathbf{P} = 0$) планарной системы, образованной однородными в плоскости xy изотропными оптическими средами. Далее рассматривается трехслойная структура (рис. 1), для которой $\varepsilon^0(z, \omega)$ равна ε_1 при $z < 0$, ε_2 при $0 < z < l$ и ε_3 при $z > l$.

Для поляризуемости дефекта в этой модели принимаем $\chi_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} \chi^{(\alpha)}$ ($\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера), причем в (1)

$$P_\alpha(\omega, \mathbf{r}) = \chi^{(\alpha)}(\omega) E_\alpha^0(\omega, \mathbf{r}_0) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (2)$$

где \mathbf{E}^0 — макроскопическое поле в отсутствие дефекта ($\mathbf{P} = 0$), \mathbf{r}_0 определяет положение дефекта ($\mathbf{r}_0 = (0, 0, z_0)$, $z_0 = h$ на рис. 1), а δ -функция отражает малость его размеров по сравнению с длиной волны света $\sim 1/k_0$ (масштабом изменения поля \mathbf{E}^0). Компоненты $\chi^{(\alpha)}$ могут быть получены

из решения граничной квазистатической задачи для одиночного дефекта в однородном внешнем поле аналогично [9-14]. Как функции частоты величины $\chi^{(\alpha)}(\omega)$ могут иметь полюсы, которые соответствуют собственным электромагнитным модам неоднородности, поляризованным вдоль декартовой оси α с ортом \mathbf{e}_α .

Введем тензорные электродинамические функции Грина D уравнением

$$\sum_{\mu} \left\{ [\nabla^2 + \varepsilon^0(z, \omega)k_0^2] \delta_{\alpha\mu} - \frac{\partial^2}{\partial r_\alpha \partial r_\mu} \right\} D_{\mu\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta_{\alpha\beta} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (3)$$

С их помощью для поля, индуцированного дефектом, получаем интегральные уравнения [15], которые при учете локального характера неоднородности посредством (2) сводятся к следующим алгебраическим:

$$E'_\alpha(\omega, \mathbf{r}) = E_\alpha(\omega, \mathbf{r}) - E_\alpha^0(\omega, \mathbf{r}) = -4\pi k_0^2 \sum_{\beta} D_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \tilde{\chi}^{(\beta)}(\omega) E_\beta^0(\omega, \mathbf{r}_0). \quad (4)$$

Входящая в (4) перенормированная поляризуемость локальной неоднородности $\tilde{\chi}^{(\alpha)}(\omega)$ определяется уравнением (ср. с [13,16])

$$\tilde{\chi}^{(\alpha)}(\omega) = \chi^{(\alpha)}(\omega) \sum_{\beta} [\delta_{\alpha\beta} - 4\pi k_0^2 \Delta D_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)] \tilde{\chi}^{(\beta)}(\omega), \quad (5)$$

которое учитывает динамический эффект "изображений" диполя (2) границами раздела сред. В уравнение (5) входит часть ΔD функции Грина $D = D^{(0)} + \Delta D$, описывающая только поверхностные эффекты; объемные эффекты включаются в решение $D^{(0)}$ уравнения (3), содержащего вместо $\varepsilon^0(z, \omega)$ диэлектрическую функцию однородной среды, относительно которой определена поляризация (2).

Используя интегральное представление (П.1) из Приложения с двумерным волновым вектором $\boldsymbol{\kappa} = \kappa(\mathbf{e}_x \cos \varphi^0 + \mathbf{e}_y \sin \varphi^0)$, запишем поле (4) в виде:

$$E'_\alpha(\omega, \mathbf{r}) = -4\pi k_0^2 \sum_{\beta} \left\{ \sum_{\mu\nu} \int_0^\infty \frac{\kappa d\kappa}{(2\pi)^2} d_{\mu\nu}(z, z_0; \kappa\omega) \int_0^{2\pi} d\varphi^0 T_{\alpha\mu}(\varphi^0) T_{\beta\nu}(\varphi^0) \times \right. \\ \left. \times \exp [i\kappa\rho \cos(\varphi^0 - \varphi)] \right\} \tilde{\chi}^{(\beta)}(\omega) E_\beta^0(\omega, \mathbf{r}_0). \quad (6)$$

Здесь $\mathbf{r} = (\rho, z)$, $\rho = \rho(\mathbf{e}_x \cos \varphi + \mathbf{e}_y \sin \varphi)$, $d_{\alpha\beta}(z, z'; \kappa\omega)$ — решения уравнения (3) для волны с $\boldsymbol{\kappa} = \mathbf{e}_x \kappa$, приведенные в Приложении. Матрица поворота с ненулевыми элементами $T_{xx} = T_{yy} = \cos \varphi^0$, $-T_{xy} = T_{yx} = \sin \varphi^0$, $T_{zz} = 1$ определяет зависимость функций Грина общего положения $D_{\alpha\beta}(z, z'; \kappa\omega)$ от угла φ^0 .

Интегрирование по φ^0 в (6) дает функции Ханкеля 1-го рода для расходящихся волн $H_m^{(1)}(\kappa\rho)$. Интеграл по κ распространяется на всю ось $-\infty < \kappa < \infty$ с учетом соотношений $d_{\alpha\alpha}(-\kappa) = d_{\alpha\alpha}(\kappa)$ и $d_{\alpha\beta}(-\kappa) = -d_{\alpha\beta}(\kappa)$ ($\alpha \neq \beta$), а затем контур интегрирования деформируется в верхней полуплоскости комплексной переменной $\kappa = \kappa' + i\kappa''$ [2,3,17]. Вклад в интеграл дают при этом вертикальные пути обхода снизу точек ветвления $\kappa_{bn} = k_0\sqrt{\varepsilon_n}$ ($\text{Im}\kappa_{bn} > 0$) функций $d_{\alpha\beta}(\kappa)$ и пути обхода вокруг их полюсов $\kappa_{sn}(\omega)$ ($\kappa_{sn}'' = \text{Im}\kappa_{sn} > 0$). Эти полюсы, являющиеся корнями дисперсионного уравнения $\tilde{\Delta}_p(\kappa, \omega) = 0$ с $\tilde{\Delta}_p$ из (П.12), определяют дисперсионные ветви ПП $\kappa_{sn}' = \text{Re}\kappa_{sn}$ в невозмущенной системе ($\mathbf{P} = 0$), которые попадают в резонанс с частотой внешней волны ω (параметр нашей задачи). В волновой зоне ($\kappa_{sn}'\rho \gtrsim k_0\rho \gg 1$) вклад от вычетов в полюсах $\kappa_{sn}(\omega)$ становится главным [2,17]. При этом

$$E'_\alpha(\omega, \mathbf{r}) = -2\pi i \sum_n \left(\frac{\kappa}{\partial \tilde{\Delta}_p / \partial \kappa} \right)_{\kappa_{sn}} \sum_\beta B_{\alpha\beta}(\kappa_{sn}(\omega); \mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \tilde{\chi}^{(\beta)}(\omega) E_\beta^0(\omega, \mathbf{r}_0), \quad (7)$$

$$(B_{\alpha\beta}) = \begin{pmatrix} c^2 g_{xx} H_0^{(1)} & scg_{xx} H_0^{(1)} & icg_{xz} H_1^{(1)} \\ scg_{xx} H_0^{(1)} & s^2 g_{xx} H_0^{(1)} & isg_{xz} H_1^{(1)} \\ icg_{zx} H_1^{(1)} & isg_{zx} H_1^{(1)} & g_{zz} H_0^{(1)} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$c \equiv \cos \varphi$, $s \equiv \sin \varphi$, функции $g_{\alpha\beta} = k_0^2 \tilde{\Delta}_p d_{\alpha\beta}(z, z')$ определяются формулами (П.2)–(П.12) при $\kappa = \kappa_{sn}(\omega)$, а $H_m^{(1)} \equiv H_m^{(1)}(\kappa_{sn}\rho)$ берутся в асимптотической форме ($|\kappa_{sn}|\rho \gg 1$)

$$H_m^{(1)}(\kappa_{sn}\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi \kappa_{sn}\rho}} e^{i[\kappa_{sn}\rho - \frac{\pi}{4}(2m+1)]} = (-i)^m H_0^{(1)}(\kappa_{sn}'\rho) e^{-\kappa_{sn}''\rho}. \quad (9)$$

Чтобы оценить константу взаимодействия света с ППП, перейдем на время к двухслойной модели, считая на рис. 1 $l \rightarrow \infty$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_3$, $(r_{23}^{(p)}) = 0$, $t_{23}^{(p)} = 1$ в (П.2)–(П.12)). При этом корень уравнения $\tilde{\Delta}_p = 0$ равен

$$\kappa_s = \kappa_s' + i\kappa_s'' = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (10)$$

при $\varepsilon_2 = \varepsilon(\omega)$. В случае плазменной среды П с

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon' + i\varepsilon'' = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} + i \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \frac{\gamma}{\omega} \quad (11)$$

действительная и мнимая части (10) показаны на рис. 2; в (11) ω_p — частота плазменных колебаний, γ — обратное время релаксации носителей, ε_∞ — фоновая диэлектрическая постоянная. Заметим, что $2\pi/\kappa_s'$ и $1/(2\kappa_s'')$ суть длина волны и длина затухания ПП в случае $\kappa_s' \gg \kappa_s''$.

Для двухслойной среды поле (7) в цилиндрических координатах $\mathbf{r} = (\rho, \varphi, z)$ принимает вид:

$$L'_i(\omega, \mathbf{r}) = \sum_{\beta} \left\{ \theta(-z) B_{i\beta}^{<}(\rho) e^{\bar{\kappa}_1 z} + \theta(z) B_{i\beta}^{>}(\rho) e^{-\bar{\kappa}_2 z} \right\} C_{\beta} E_{\beta}^0(\omega, \mathbf{r}_0). \quad (12)$$

Здесь индекс i обозначает ρ, φ или z , а величина $\bar{\chi}^{(\beta)} E_{\beta}^0$ по-прежнему имеет декартов индекс β ,

$$C_{\beta} = 2\pi i k_0^3 \bar{\chi}^{(\beta)} \frac{\varepsilon_1^2 \varepsilon_2^2}{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(-\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^{5/2}} \exp(-\bar{\kappa}_2 h), \quad (13)$$

$$(B_{i\beta}^{\lessgtr}) = \begin{pmatrix} cH_0^{(1)} & sH_0^{(1)} & (-\varepsilon_1/\varepsilon_2)^{1/2} H_1^{(1)} \\ 0 & 0 & 0 \\ \pm cH_1^{(1)}(-\varepsilon_1/\varepsilon_2)^{\mp 1/2} & \pm sH_1^{(1)}(-\varepsilon_1/\varepsilon_2)^{\mp 1/2} & -H_0^{(1)}(\varepsilon_1/\varepsilon_2)^{1/2 \mp 1/2} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

В (12) $\bar{\kappa}_n = k_0 \sqrt{-\varepsilon_n^2/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}$ — это величины $-iq_n$ ($n = 1, 2$) из (П.11) с $\text{Re } \bar{\kappa}_n > 0, \text{Re } \bar{\kappa}_n \gg |\text{Im } \bar{\kappa}_n|$, вычисленные в полюсе (10) и определяющие при $\omega < \omega_s = \omega_p/\sqrt{\varepsilon_1 + \varepsilon_{\infty}}$ экспоненциальное затухание волны в глубь обеих сред; $\theta(z)$ — единичная ступенчатая функция. При выводе формул (7)—(9) и (12)—(14) опущены малые члены $\sim 1/(\kappa'_s \rho)$ и члены более высокого порядка относительного главного вклада, определяемого функцией (9).

Из формул (7)—(14) следует, что при упругом рассеянии плоской волны как с p -, так и с s -поляризацией на локальной неоднородности типа (2) возбуждаются ЦПП. Они представляют собой двумерные волновые пакеты p -поляризованных “плоских” ПП, характеризующихся одним и тем же волновым числом $\kappa'_s(\omega)$, но разными направлениями распространения от локальной неоднородности как от центра. Угловое распределение поля ЦПП в плоскости xy определяется поляризацией внешней волны \mathbf{E}^0 , а зависимость поля ЦПП от координаты z дается формулами вида (П.2)—(П.9). Непрерывность закона дисперсии ПП $\kappa'_s(\omega)$ (рис. 2) позволяет непрерывным образом перестраивать длину волны ЦПП $2\pi/\kappa'_s$ путем изменения частоты возбуждения ω ; при наличии нескольких ветвей ЦПП $\kappa'_{sn}(\omega)$, согласно (7), могут одновременно возбуждаться ЦПП с разными длинами волны $2\pi/\kappa'_{sn}$.

В образовании периодических поверхностных структур определяющая роль принадлежит полю интерференции волны (7) или (12) с внешней волной \mathbf{E}^0 . С этим полем связан стационарный вклад в плотность электромагнитной энергии

$$Q = \frac{\omega \varepsilon''}{8\pi} \{ 2 \text{Re} ((\mathbf{E}^0)^* \mathbf{E}') + |\mathbf{E}^0|^2 + |\mathbf{E}'|^2 \}, \quad (15)$$

поглощаемой в диссипативной среде в единицу времени. Источник тепловыделения (15) зависит от частоты, причем

$$I(\mathbf{r}) = 2 \text{Re} \left\{ [\mathbf{E}^0(t, \mathbf{r})]^* \mathbf{E}'(t, \mathbf{r}) \right\} = \sum_{\mu} I^{(\mu)}(\mathbf{r}) \quad (16)$$

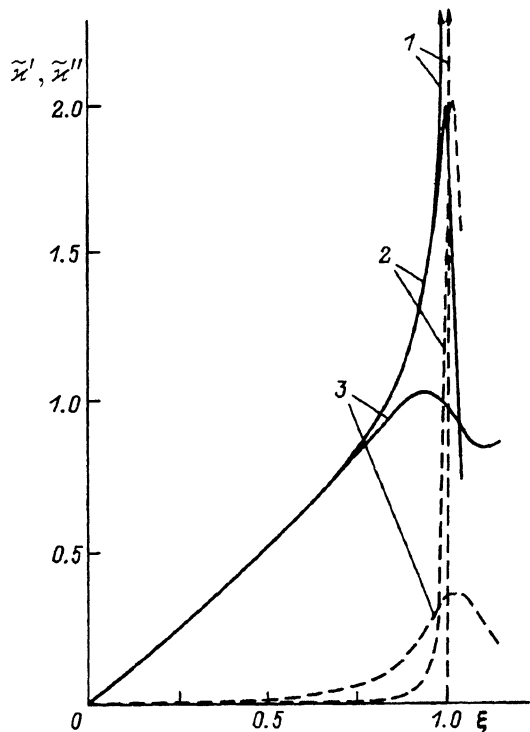


Рис. 2. Безразмерные действительная $\tilde{\kappa}' = \text{Re } \kappa_s/\omega_s$ (сплошные кривые) и мнимая $\tilde{\kappa}'' = \text{Im } \kappa_s/\omega_s$ (штриховые кривые) части волнового вектора поверхностного поляритона из (10) в зависимости от частоты $\xi = \omega/\omega_s = (\omega/\omega_p)\sqrt{\epsilon_1 + \epsilon_\infty}$. Расчет для двухслойной модели ($l \rightarrow \infty$, $\epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon(\omega)$ на рис. 1) с функцией $\epsilon(\omega)$ из (11) при $\epsilon_\infty = 5$, $\epsilon_1 = 1$ и $\gamma/\omega_s = 0(1)$, 0.01 (2) и 0.1 (3).

(μ — поляризация плоской волны \mathbf{E}^0) в отличие от $|\mathbf{E}^0|^2$ и $|\mathbf{E}'|^2$ в (15) имеет периодическую пространственную модуляцию в плоскости поверхности; при достаточно высоком уровне тепловыделения это может привести к плавлению вещества в приповерхностной области с такой же пространственной модуляцией. Не останавливаясь на термодинамических аспектах формирования поверхностных структур, которые существенны для долговременной эволюции ПСС [8], мы исследуем ниже дифракционную задачу, которая описывает картину ППС на начальных стадиях лазерного воздействия на поверхность [1,7].

2. Поляризационные эффекты

Поляризационные эффекты проявляются как зависимость полей (7) или (16) от поляризации μ (s или p) возбуждающей плоской волны. В среде с дефектом ($0 < z < l$ на рис.1) для внешней волны имеем

$$E_\alpha^0(\omega, \mathbf{r}) = e^{i\kappa^0 x} \sum_\mu E_{\mu, \alpha}^0 \frac{t_{12}^{(\mu)}(0)}{\Delta_\mu(\kappa, \omega)} \left\{ e^{-z\sqrt{(\kappa^0)^2 - \epsilon_2 k_0^2}} + r_{23}^{(\mu)}(l) e^{z\sqrt{(\kappa^0)^2 - \epsilon_2 k_0^2}} \right\}, \quad (17)$$

где $\alpha = y$ для s - и $\alpha = x$ для p -поляризованной волны, причем в последнем случае $E_z^0 = \{-i\kappa^0 / [(\kappa^0)^2 - \epsilon_2 k_0^2]\} dE_x^0/dz$. Коэффициенты $r_{mn}^{(\mu)}$ и $t_{mn}^{(\mu)}$ вычисляются по формулам (П.10), $\Delta_\mu(\kappa, \omega)$ — по формулам (П.12) при $\kappa = \kappa^0$, где $\kappa^0 = e_x \sqrt{\epsilon_1} k_0 \sin \theta$, θ — угол падения света в среде I .

Рассмотрим интенсивность поля интерференции (16) при возбуждении ППП s - или p -поляризованной компонентами поля (17).

Возбуждение ППП s -поляризованным светом. Подстановка E_s^0 и (7)–(9) в (16) дает

$$I^{(s)}(\mathbf{r}) = \sqrt{32\pi} \sin^2 \varphi \sum_n \left| E_y^{0*}(z; \kappa^0, \omega) g_{xx}(z, z_0; \kappa_{sn}(\omega)) \tilde{\chi}^{(y)}(\omega) \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\kappa}{\partial \Delta_p / \partial \kappa} \right)_{\kappa_{sn}} E_y^0(z_0; \kappa^0, \omega) \right| \frac{1}{\sqrt{\kappa'_{sn} \rho}} \exp(-\kappa'_{sn} \rho) \cos(\kappa_{ef, n} \rho + \psi_y - 3\pi/4), \quad (18)$$

где $\kappa_{ef, n} = \kappa'_{sn} - \sqrt{\epsilon_1} k_0 \sin \theta \cos \varphi$; ψ_y — фаза величины, стоящей в (18) под знаком модуля. Угловая зависимость $\sin^2 \varphi$ поля (18) означает, что s -поляризованной волной могут возбуждаться только ППП с угловым числом $m = 1$. Для каждого ППП поле интерференции (18) и обусловленное им структурное изменение поверхности в виде ППС имеют максимумы, концентрически расходящиеся в плоскости поверхности от точки расположения локальной неоднородности ($\rho_0 = 0$ на рис.1). Расстояния между этими максимумами (периоды ППС согласно [1])

$$\lambda_{sn} = \frac{2\pi}{\kappa'_{sn} - \sqrt{\epsilon_1} k_0 \sin \theta \cos \varphi} \quad (19)$$

при наклонном падении света ($\theta \neq 0$) зависят от угла φ между векторами κ^0 из (17) и ρ . Это приводит к асимметрии периодов ППС, которая выражается в разрежении максимумов в направлении вперед ($\cos \varphi > 0$) и в их сгущении в направлении назад ($\cos \varphi < 0$) по сравнению с нормальным падением ($\theta = 0$), когда такая асимметрия отсутствует. В случае трехслойной среды с $\epsilon_2 = \epsilon(\omega)$ вклад в (7), (18) могут давать два ППП; при сильно различающихся диэлектрических постоянных ϵ_1 и ϵ_3 амплитуда одного из них будет максимальна вблизи внешней ($z = 0$), а другого — вблизи внутренней ($z = l$) границ переходного слоя, где и будет инициироваться плавление вещества.

Возбуждение ППП p -поляризованным светом. Поле $I^{(p)}$ в (16) удобно представить в виде суммы, слагаемые которой $I_{\alpha\beta}^{(p)}$ характеризуются индексами α и β , принимающими значения x или z . В соответствии с (16) индекс α в выражении $I_{\alpha\beta}^{(p)}$ относится к компоненте возбуждающего поля E_α^0 , участвующей в интерференции непосредственно, а индекс β — к компоненте E_β^0 , которая проявляется в интерференции через возбуждаемое ею поле ППП из (7) или (12). Чтобы избежать лишней громоздкости, приведем выражения $I_{\alpha\beta}^{(p)}$ для двухслойной модели ($l \rightarrow \infty$, $\epsilon_2 = \epsilon_3$). После подстановки в (16) выражений (12)–(14) и (9) получаем

$$I_{xx}^{(p)} = \cos^2 \varphi \left| E_x^{0*}(z; \kappa^0, \omega) F^{(x)}(z, \rho; \kappa_s(\omega)) C_x E_x^0(z_0; \kappa^0, \omega) \right| \cos(\kappa_{ef} \rho + \psi_{xx} - \pi/4), \quad (20)$$

$$I_{xz}^{(p)} = \cos \varphi \left| E_x^{0*}(z; \kappa^0, \omega) F^{(x)}(z, \rho; \kappa_s(\omega)) \sqrt{-\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} C_z E_z^0(z_0; \kappa^0, \omega) \right| \times$$

$$\times \cos(\kappa_{ef}\rho + \psi_{zx} - 3\pi/4), \quad (21)$$

$$I_{zx}^{(p)} = \cos \varphi \left| E_z^{0*}(z_0; \kappa^0, \omega) F^{(z)}(z, \rho; \kappa_s(\omega)) \sqrt{-\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} C_x E_x^0(z; \kappa^0, \omega) \right| \times \\ \times \cos(\kappa_{ef}\rho + \psi_{zx} - 3\pi/4), \quad (22)$$

$$I_{zz}^{(p)} = \left| E_z^{0*}(z; \kappa^0, \omega) F^{(z)}(z, \rho; \kappa_s(\omega)) C_z E_z^0(z_0; \kappa^0, \omega) \right| \times \\ \times \cos(\kappa_{ef}\rho + \psi_{zz} - 5\pi/4), \quad (23)$$

где

$$F^{(\alpha)}(z, \rho; \kappa_s(\omega)) = \sqrt{\frac{8}{\pi \kappa_s' \rho}} e^{-\kappa_s'' \rho} \left[\theta(-z) e^{\bar{\kappa}_1 z} + f^{(\alpha)} \theta(z) e^{-\bar{\kappa}_2 z} \right], \quad (24)$$

$f^{(x)} = 1$, $f^{(z)} = \varepsilon_1/\varepsilon_2$; $\psi_{\alpha\beta}$ — зависящие от z фазы выражений, стоящих в (20)—(23) под знаком модуля, величины C_α , $\bar{\kappa}_n$ определены в (13); E_α^0 — в (17) (для среды II). Эффективный волновой вектор $\kappa_{ef} = \kappa_s' - \sqrt{\varepsilon_1} k_0 \sin \theta \cos \varphi$ в (20)—(23) выражается той же формулой, что $\kappa_{ef,n}$ в (18), это означает, что длина волны ЦПП (19), проявляющаяся в интерференционной картине, не зависит ни от поляризации возбуждающей волны μ , ни от углового числа m ЦПП. Поля (20)—(23), как и (18), кроме ослабления $\sim 1/\sqrt{\kappa_s' \rho}$, характерного для цилиндрических волн, имеют диссипативное экспоненциальное затухание вдоль радиуса ρ на длине $1/\kappa_s''$, которая вдвое превышает длину свободного пробега ЦПП $1/(2\kappa_s'')$.

Происхождение диагональных ($\alpha = \beta$) компонент (20) и (23) такое же, как (18). Угловые зависимости в них отражают тот факт, что, согласно (12), (14), компонентой E_x^0 возбуждается ЦПП с угловым числом $m = 1$, а компонентой E_z^0 — ЦПП с $m = 0$. Поля (21), (22) связаны с “перекрестным” проявлением в интерференции компонент E_x^0 и E_z^0 , обладающих различной угловой симметрией, вследствие чего зависимости (21), (22) от угла φ оказываются промежуточными между зависимостями (20) и (23). Величины (21) и (22) стремятся к нулю при нормальном ($\theta \rightarrow 0$) и скользящем ($\theta \rightarrow \pi/2$) падении света, при этом становится возможным проявление только компоненты (20) или (23). Заметим, что в предыдущем рассмотрении предположение о круговой симметрии поляризуемостей в уравнениях (2), (5) необязательно; отсутствие такой симметрии ($\chi^{(x)} \neq \chi^{(y)}$) приводит к зависимости интенсивности возбуждения ЦПП от ориентации вектора κ^0 в плоскости xy .

3. Резонансные эффекты

Зависимость поля ЦПП (7) от частоты возбуждения ω определяется компонентами $\tilde{\chi}^{(\alpha)}(\omega)$ тензора поляризуемости. Для этих компонент из уравнения (5) с учетом представления (II.1) функций $\Delta D_{\alpha\alpha}$ получаем

$$\tilde{\chi}^{(\alpha)}(\omega) = \left[1/\chi^{(\alpha)}(\omega) + \sigma^{(\alpha)}(\omega) \right]^{-1}. \quad (25)$$

$$\sigma^{(\alpha)}(\omega) = k_0^2 \int_0^\infty \kappa d\kappa \{ (\delta_{\alpha x} + \delta_{\alpha y}) (\overline{\Delta d_{xx}} + \overline{\Delta d_{yy}}) + 2\delta_{\alpha z} \overline{\Delta d_{zz}} \} \quad (26)$$

содержит только несингулярную при $z = z' = z_0$ часть $\overline{\Delta d_{\alpha\alpha}} = \Delta d_{\alpha\alpha}(z_0, z_0; \kappa, \omega)$ функций Грина $d_{\alpha\alpha} = d_{\alpha\alpha}^0 + \Delta d_{\alpha\alpha}$, где $d_{\alpha\alpha}^0$ — функция Грина однородной среды.

Для трехслойной модели с дефектом в среде II ($0 < z_0 = h < l$ на рис. 1) подстановка в (26) выражений $\Delta d_{\alpha\alpha}$ из Приложения дает

$$\sigma^{(x)} = \sigma^{(y)} = \sigma^{\parallel} = \frac{1}{2\varepsilon_2} \int_0^\infty \frac{\kappa d\kappa}{\sqrt{\kappa^2 - \varepsilon_2 k_0^2}} [\kappa^2 Q_p^+ - \varepsilon_2 k_0^2 (Q_p^+ + Q_s^+)], \quad (27)$$

$$\sigma^{(z)} = \sigma^\perp = \frac{1}{\varepsilon_2} \int_0^\infty \frac{\kappa^3 d\kappa}{\sqrt{\kappa^2 - \varepsilon_2 k_0^2}} Q_p^-. \quad (28)$$

Здесь

$$Q_\mu^\pm(\kappa, \omega) = \frac{1}{\Delta_\mu(\kappa, \omega)} \left\{ r_{21}^{(\mu)}(0) e^{-2h\sqrt{\kappa^2 - \varepsilon_2 k_0^2}} + r_{23}^{(\mu)}(l) e^{2h\sqrt{\kappa^2 - \varepsilon_2 k_0^2}} \pm 2r_{21}^{(\mu)}(0)r_{23}^{(\mu)}(l) \right\}, \quad (29)$$

Δ_μ выражается формулой вида с (П.12), а коэффициенты $r_{mn}^{(\mu)}(0)$ и $r_{mn}^{(\mu)}(l)$ — формулами (П.11). Существенная область интегрирования в (27), (28) определяется экспоненциальными множителями, в силу чего при весьма общих условиях $h \lesssim l \ll k_0^{-1}$ в этих выражениях достаточно ограничиться членами разложения нулевого порядка по $k_0 h$, $k_0 l \ll 1$. Это соответствует квазистатическому приближению с заменой $Q_s^\pm \rightarrow 0$ ($r_{mn}^{(s)} \rightarrow 0$), $r_{mn}^{(p)}(0) \rightarrow (\varepsilon_m - \varepsilon_n)/(\varepsilon_m + \varepsilon_n)$ и $\sqrt{\kappa^2 - \varepsilon_n k_0^2} \rightarrow \kappa$ в (27)–(29). Получающиеся интегралы известны в теории дисперсионных сил [18], но их вычисление в условиях резонансного возбуждения поверхностных поляритонов ($|r_{21}^{(p)}(0)r_{23}^{(p)}(l)| > 1$) связано с трудностями из-за необходимости учета при наличии двух и более границ раздела множественных “изображений” в них локальной неоднородности.

Для двухслойной модели выражения $\sigma^{(\alpha)} = \sigma_1^{(\alpha)} + i\sigma_2^{(\alpha)}$, получающиеся из (27)–(29) в квазистатическом пределе, включают величины

$$\sigma_1^\parallel = \frac{1}{2} \sigma_1^\perp = \frac{1}{8h^3} \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2(\varepsilon_2 + \varepsilon_1)}, \quad (30)$$

$$\sigma_2^\parallel = -\frac{1}{2} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2'} \sigma_2^\perp = \pi(\kappa_s')^3 \frac{(-\varepsilon_1 \varepsilon_2')^{1/2}}{\varepsilon_1^2 - (\varepsilon_2')^2} \exp\left(-2\kappa_s' h \sqrt{-\varepsilon_2'/\varepsilon_1}\right). \quad (31)$$

Слагаемые $\sigma_2^{(\alpha)}$ связаны с обходом полюса (10); они описывают дополнительное затухание локализованных мод, обусловленное их превращением в распространяющиеся электромагнитные волны.

Чтобы проанализировать частотную зависимость величин (25), рассмотрим неоднородность, которая характеризуется поляризуемостью эллипсоида с диэлектрической проницаемостью ε_0 [9]

$$\chi^{(\alpha)} = \frac{v_0}{4\pi} \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_2}{\varepsilon_0 n^{(\alpha)} + \varepsilon_2(1 - n^{(\alpha)})}. \quad (32)$$

Поляризуемость типа (32) пригодна для моделирования широкого класса приповерхностных неоднородностей, обладающих собственными локальными электромагнитными модами [11,14]. В (32) v_0 — объем эллипсоида; $n^{(\alpha)}$ — факторы деполяризации, удовлетворяющие соотношениям $n^{(\alpha)} > 0$, $n^{(x)} + n^{(y)} + n^{(z)} = 1$ и зависящие от отношения длин полуосей эллипсоида.

Обсудим спектральную зависимость поля ЦПП (7), которое в случае двухслойной модели определяется формулой (12) с коэффициентом (13), характеризующим взаимодействие света с ЦПП. С учетом (30), (32) для этого коэффициента имеем

$$|C_\alpha| = (\omega_s/c)^3 (v_0/4\pi) |K| \left(4\pi |\tilde{\chi}^{(\alpha)}|/v_0\right).$$

Частотная зависимость величины

$$|K| = 2\pi \left(\frac{\omega}{\omega_s}\right)^3 \left| \frac{(\varepsilon_1 \varepsilon_2)^2}{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^{5/2}} \right| \exp(-\tilde{x}_2 h) \quad (33)$$

связана с наличием частотной дисперсии в среде II, что необходимо для существования в этой среде ЦП (при условии $\text{Re} \varepsilon_2 < -\varepsilon_1 < 0$). Представленная на рис. 3 (кривая 1) зависимость $|K|$ от частоты $\xi = \omega/\omega_s$ показывает, что максимальные значения $|K| \gtrsim 1$ достигаются при $\omega \approx \omega_s$, в то время как при $\omega \ll \omega_s$, где $|\varepsilon_2| \gg \varepsilon_1, \varepsilon_\infty$, $|K| \sim (\omega/\omega_s)^6$. Как следствие, вдали от резонансных частот функции $\tilde{\chi}^{(\alpha)}(\omega)$ (при $4\pi |\tilde{\chi}^{(\alpha)}| \sim v_0$) получаем оценки: $|E'/E^0| \sim (\omega_s/c)^3 v_0 (\omega/\omega_s)^6$, если $\omega \ll \omega_s$, и $|E'/E^0| \sim (\omega_s/c)^3 v_0$, если $\omega \approx \omega_s$, причем должно выполняться условие квазиклассичности отклика (2) $(\omega_s/c)v_0^{1/3} \ll 1$.

Эта оценка существенно увеличивается при наличии собственных локальных электромагнитных мод неоднородности, частоты которых ω_α определяются из уравнения

$$\text{Re} \left[\varepsilon(\omega)(1 - n^{(\alpha)}) + \varepsilon_0 n^{(\alpha)} \right] = 0,$$

минимизирующего абсолютную величину резонансного знаменателя в (32).

На рис. 3 представлены поляризуемость $4\pi |\tilde{\chi}^{(\alpha)}|/v_0$ из (25), (30)–(32) (кривые 2–4) и зависимости резонансных частот ω_α/ω_s от параметра $n^\perp = n^{(z)}$ (кривые 5, 6) для вакуумных полостей в форме эллипсоидов вращения ($n^{(x)} = n^{(y)} = \frac{(1-n^\perp)}{2}$) с длинами полуосей a (вдоль ортов e_x и e_y)

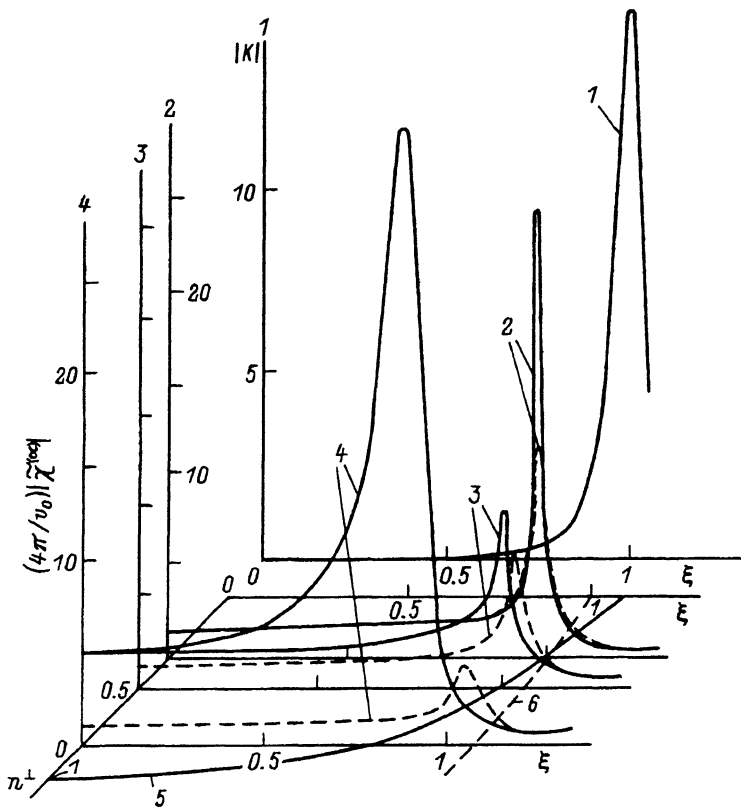


Рис. 3. Величина $|K|$ из (33) (кривая 1) и безразмерные поляризуемости $4\pi|\tilde{\chi}^\perp|/v_0$ (сплошные кривые 2-4) и $4\pi|\tilde{\chi}^\parallel|/v_0$ (штриховые кривые 2-4) в зависимости от частоты $\xi = \omega/\omega_s = (\omega/\omega_p)\sqrt{\epsilon_1 + \epsilon_\infty}$ для эллипсоидов вращения при значениях фактора деполаризации n^\perp , равных 1/3 (2), 0.5 (3) и 0.8 (4).

В координатах $\xi - n^\perp$ показаны зависимости от n^\perp собственных частот $\xi_\perp = \omega_\perp/\omega_s$ (5) и $\xi_\parallel = \omega_\parallel/\omega_s$ (6) для электромагнитных мод локальной неоднородности, поляризованных перпендикулярно и параллельно поверхности $z = 0$. Расчет для модели $l \rightarrow \infty$, $\epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon(\omega)$ с функцией $\epsilon(\omega)$ из (11) в случае $a^2b/h^3 = 1$ при $\epsilon_\infty = 5$, $\gamma/\omega_s = 0.1$, $\epsilon_0 = \epsilon_1 = 1$

и b (вдоль e_z) в случае $b/a < 1$. Эти кривые демонстрируют резонансное возрастание $|\tilde{\chi}^{(\alpha)}|$ вблизи частот ω_α , сдвиг которых по направлению к ω_s , обусловлен перенормировкой $\chi^{(\alpha)}$ за счет эффекта "изображений". Произведение величин $|K|$ и $4\pi|\tilde{\chi}^{(\alpha)}|/v_0$, приведенных на рис. 3, показывает, что вблизи полюсов функций $|\tilde{\chi}^{(\alpha)}(\omega)|$ оценка $|E'/E^0|$ увеличивается на порядок величины в соответствии с принятым здесь условием $\omega_s/\gamma \sim 10$. Максимум $|E'/E^0|$ при этом оказывается расположенным между частотами ω_α и ω_s , но ближе к ω_s , чем максимум $|\tilde{\chi}^{(\alpha)}(\omega)|$. Полученную оценку можно еще увеличить, уменьшая параметр диссипативного затухания γ в диэлектрической функции (11) среды II, но при этом будет сужаться

область частот, в которой эффективность возбуждения ЦПП резонансно увеличена.

Важно, что существуют оптимальные для возбуждения ЦПП размеры неоднородности $a \sim b$. Так, выход из условий квазистатики $(\omega_s/c)v_0^{1/3} \ll 1$ при увеличении размеров неоднородности приводит к возрастанию радиационного распада локальных мод с вероятностью $\sim (\kappa'_s)^3 v_0$; этот процесс в присутствии подложки определяется в (25) величинами (31). В случае изолированной металлической сферы радиус, при котором вероятность возбуждения локальных плазмонов максимальна, составляет $50 - 100 \text{ \AA}$ [19]; близкая к этой оценка сохраняется и для эллипсоидов.

4. Заключительные замечания

Мы показали, что при упругом рассеянии света приповерхностной локальной диэлектрической неоднородностью могут возбуждаться ЦПП. Эффективность этого процесса обладает характерными зависимостями от поляризации и частоты возбуждающей плоскополяризованной волны. При мощном лазерном воздействии на поверхность ЦПП, интерферирующие с внешней волной, могут инициировать образование радиально-угловых поверхностных структур вблизи локальных флуктуаций рельефа поверхности. При наличии у локальных неоднородностей собственных электромагнитных мод эффективность процесса существенно повышается для той совокупности неоднородностей, которые взаимодействуют со светом резонансно. Как следствие, картина ППС, образующихся на статистически шероховатой поверхности при определенных резонансных условиях, должна качественно меняться при перестройке частоты возбуждения.

Рассмотренные представления предполагают существование на поверхности массивной среды поверхностных поляритонов. При наличии дисперсионной ветви ПП, добавочной к обычному закону дисперсии (10), становится возможным одновременное возбуждение ЦПП, различающихся пространственными периодами; такая ситуация рассматривалась выше в случае однородного переходного слоя с двумя ветвями ПП. Добавочные ветви ПП возможны и в случае одиночной границы раздела сред, если поверхностно-активная среда II с $\text{Re} \epsilon_2 < -\epsilon_1 < 0$ неоднородна [20] или обладает пространственной дисперсией [21]. В этих случаях также следует ожидать появления добавочных ЦПП, характеристики которых определяются, как и выше, полюсами функций электромагнитного отклика в плоскости комплексного волнового числа. С другой стороны, наличие запрещенных значений волнового вектора для "плоских" ПП означало бы невозможность существования ЦПП при соответствующих частотах. Указанные эффекты могут проявиться и при наличии микроскопически тонких переходных слоев, образованных адсорбированными молекулами или окислом [14, 22]. Эта ситуация качественно описывается представленной выше теорией, однако при анализе свойств ЦПП, входящих в выражение (7), следует пользоваться функциями Грина, резонансные знаменатели которых перенормированы с учетом нелокальности оптического отклика молекулярных слоев [22].

Рассмотренная теория является асимптотической, поскольку вывод уравнений для поля \mathbf{E}' связан с условием $\kappa'_s \rho \gg 1$, при котором в рассеянии проявляются поверхностные поляритоны. Однако предложенная модель обладает большой общностью и может быть использована для ана-

лиза эффектов ближнего поля, возбуждаемого по изученному нами механизму. Такая ситуация реализуется, например, в туннельной оптической микроскопии, где проявляются и локальные электромагнитные моды [23]; это направление мы считаем наиболее перспективным для дальнейшего развития изложенных в статье представлений.

Приложение.
Электродинамические функции Грина
 $D_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}')$

Функции Грина планарной системы с компонентами тензора диэлектрической проницаемости $\delta_{\alpha\beta}\varepsilon^0(z, \omega)$ определяются уравнением (3) и максвелловскими граничными условиями по переменной z . При использовании для них интегрального представления

$$D_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int \frac{d^2 \boldsymbol{\kappa}}{(2\pi)^2} e^{i\boldsymbol{\kappa}(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}')} \sum_{\mu\nu} T_{\alpha\mu}(\boldsymbol{\kappa}) d_{\mu\nu}(z, z'; \boldsymbol{\kappa}\omega) T_{\beta\nu}(\boldsymbol{\kappa}) \quad (\text{II.1})$$

с ненулевыми элементами матрицы поворота $T_{xx} = T_{yy} = \kappa_x/\kappa$, $-T_{xy} = T_{yx} = \kappa_y/\kappa$, $T_{zz} = 1$ задача сводится к решению обыкновенных дифференциальных уравнений для фурье-компонент $d_{\mu\nu}(z, z'; \boldsymbol{\kappa}\omega)$, соответствующих плоской волне с волновым вектором $\boldsymbol{\kappa} = \boldsymbol{\kappa}e_x$ [15, 22].

В случае, когда источник находится в среде II с $0 < z' < l$ (модель представлена на рис. 1), получаем следующие ненулевые выражения, в которых $d_{\alpha\beta}^{(nm)}$ обозначает функцию $d_{\alpha\beta}(z, z')$ с z и z' , попадающими в среды с диэлектрическими функциями ε_n и ε_m :

$$d_{xx}^{(12)} = -\frac{i}{2k_0^2\beta_2} \frac{t_{21}^{(p)}(0)}{\Delta_p} e^{-iq_1 z} \left\{ e^{iq_2 z'} + r_{23}^{(p)}(l) e^{-iq_2 z'} \right\} = \frac{q_1}{\kappa} d_{zx}^{(12)}, \quad (\text{II.2})$$

$$d_{xz}^{(12)} = -\frac{i}{2k_0^2\beta_2} \frac{\kappa}{q_2} \frac{t_{21}^{(p)}(0)}{\Delta_p} e^{-iq_1 z} \left\{ e^{iq_2 z'} - r_{23}^{(p)}(l) e^{-iq_2 z'} \right\} = \frac{q_1}{\kappa} d_{zz}^{(12)}, \quad (\text{II.3})$$

$$d_{xx}^{(22)} = -\frac{i}{2k_0^2\beta_2} \left\{ e^{iq_2|z-z'|} + \frac{1}{\Delta_p} \left[r_{21}^{(p)}(0) e^{iq_2(z+z')} + r_{23}^{(p)}(l) e^{-iq_2(z+z')} + 2r_{21}^{(p)}(0)r_{23}^{(p)}(l) \cos q_2(z-z') \right] \right\}, \quad (\text{II.4})$$

$$d_{zx}^{(22)} = \frac{i}{2k_0^2\beta_2} \frac{\kappa}{q_2} \left\{ \text{sgn}(z-z') e^{iq_2|z-z'|} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\Delta_p} x \left[r_{21}^{(p)}(0) e^{iq_2(z+z')} - r_{23}^{(p)}(l) e^{-iq_2(z+z')} + 2ir_{21}^{(p)}(0)r_{23}^{(p)}(l) \sin q_2(z-z') \right] \right\}, \quad (\text{II.5})$$

$$d_{xz}^{(22)} = \frac{i}{2k_0^2\beta_2} \frac{\kappa}{q_2} \left\{ \text{sgn}(z-z') e^{iq_2|z-z'|} - \frac{1}{\Delta_p} \left[r_{21}^{(p)}(0) e^{iq_2(z+z')} - \right.$$

$$\left. -r_{23}^{(p)}(l)e^{-iq_2(z+z')} - 2ir_{21}^{(p)}(0)r_{23}^{(p)}(l) \sin q_2(z-z') \right\}, \quad (\text{П.6})$$

$$d_{zz}^{(22)} = -\frac{i}{2k_0^2\beta_2} \left(\frac{\kappa}{q_2}\right)^2 \left\{ e^{iq_2|z-z'|} - \frac{1}{\Delta_p} \left[r_{21}^{(p)}(0)e^{iq_2(z+z')} + r_{23}^{(p)}(l)e^{iq_2(z+z')} - 2r_{21}^{(p)}(0)r_{23}^{(p)}(l) \cos q_2(z-z') \right] \right\} + \frac{1}{\varepsilon_2 k_0^2} \delta(z-z'), \quad (\text{П.7})$$

$$d_{xx}^{(32)} = -\frac{i}{2k_0^2\beta_2} \frac{t_{23}^{(p)}(l)}{\Delta_p} e^{iq_3z} \left\{ e^{-iq_2z'} + r_{21}^{(p)}(0)e^{iq_2z'} \right\} = -\frac{q_3}{\kappa} d_{xx}^{(32)}, \quad (\text{П.8})$$

$$d_{xz}^{(32)} = \frac{i}{2k_0^2\beta_2} \frac{t_{23}^{(p)}(l)}{\Delta_p} e^{iq_3z} \left\{ e^{-iq_2z'} - r_{21}^{(p)}(0)e^{iq_2z'} \right\} = -\frac{q_3}{\kappa} d_{xz}^{(32)}. \quad (\text{П.9})$$

Здесь

$$r_{mn}^{(p)}(l) = \frac{\beta_m - \beta_n}{\beta_m + \beta_n} e^{i2q_m l \operatorname{sgn}(n-m)},$$

$$t_{mn}^{(p)}(l) = \frac{2\beta_m}{\beta_m + \beta_n} e^{i(q_m - q_n) l \operatorname{sgn}(n-m)} \quad (\text{П.10})$$

— коэффициенты отражения и пропускания волны с p -поляризацией на границе раздела между средами m и n при $z = l$;

$$\beta_n = \varepsilon_n / q_n, \quad q_n = \sqrt{\varepsilon_n k_0^2 - \kappa^2}, \quad (\text{П.11})$$

а резонансный знаменатель определяется формулой

$$\Delta_p(\kappa, \omega) = 1 - r_{21}^{(p)}(0)r_{23}^{(p)}(l) = \tilde{\Delta}_p(\kappa, \omega) [(\beta_1 + \beta_2)(\beta_2 + \beta_3)]^{-1}. \quad (\text{П.12})$$

Для s -поляризованной волны единственные ненулевые компоненты $d_{yy}^{(m2)}$ могут быть получены из функций $d_{xx}^{(m2)}$ при замене $\beta_n \rightarrow q_n/k_0^2$ ($x \rightarrow y$, $p \rightarrow s$) в (П.2), (П.4), (П.8), (П.10) и (П.12).

Список литературы

- [1] Либенсон М.Н., Румянцев А.Г. // Опт. и спектр. 1986. Т. 60. № 4. С. 675–677.
- [2] Кособукин В.А., Либенсон М.Н., Румянцев А.Г. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. № 4. С. 948–951.
- [3] Кособукин В.А., Либенсон М.Н., Румянцев А.Г. // Препринт ПФТИ. 1989. № 1363. 27 с.
- [4] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 528 с.
- [5] Бонч-Бруевич А.М., Коченгина М.К., Либенсон М.Н., Макин В.С., Пудков С.Д., Трубаев В.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 6. С. 1186–1193.
- [6] Keilmann F., Vai Y.H. // Appl. Phys. A. 1982. V. 29. N 1. P. 9–18.
- [7] Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеев Н.И., Семиногов В.Н. // УФН. 1985. Т. 147. № 4. С. 675–745.
- [8] Бонч-Бруевич А.М., Либенсон М.Н. // ОЦМ. 1988. № 12. С. 35–47.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
- [10] Гигантское комбинационное рассеяние. М.: Мир, 1984. 408 с.

- [11] Brako R., Hrnčević J., Sunjić M. // Z. Phys. 1975. V. 21. N 2. P. 193-201.
- [12] Das P.C., Gersten J.I. // Phys.Rev. 1982. V. B25. N 10. P. 6281-6290.
- [13] Кособукин В.А. // Поверхность. 1983. № 12. С. 5-21.
- [14] Бродский А.М., Урбах М.И. Электродинамика границы металл/электролит. М.: Наука, 1989. 296 с.
- [15] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1978. Ч. 2. 448 с.
- [16] Brodsky A.M., Urbakh M.I. // J. Electroanal. Chem. 1987. V. 228. N 1. P. 179-196.
- [17] Зоммерфельд А. Дифференциальные уравнения в частных производных физики. М.: ИЛ, 1950. 456 с.
- [18] Бараш Ю.С. Силы Ван-дер-Ваальса. М.: Наука, 1988. 344 с.
- [19] Kosobukin V.A. // Phys. Lett. A. 1991. V. 160. N 6. P. 584-588.
- [20] Либенсон М.Н., Макин В.С., Макин Р.С. // Опт. и спектр. 1985. Т. 59. № 4. С. 916-919.
- [21] Агранович В.М. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. № 3 (9). С. 1124-1133.
- [22] Кособукин В.А. //ЖТФ. 1986. Т. 56. № 8. С.1481-1488.
- [23] Fischer U.Ch., Pohl D.W. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 4. P. 458-461.

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе
РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
9 октября 1992 г.