Письма в ЖТФ, том 18, вып. 19 12 октября 1992 г.

01; 07; 09

РЕЗОНАНСНЫЕ АНОМАЛИИ В ОТРАЖЕНИИ ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ

А.Н. Долгина, П.С. Кондратенко

Характер процессов, происходящих при взаимодействии лазерного излучения с конденсированными средами, часто бывает предопределен поверхностными возбуждениями. Особенно ярко это проявляется при резонансном возбуждении поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) на металлических решетках, приводя к известным аномалиям в отражении [1–4]. Присутствие на решетке диэлектрического покрытия добавляет к ПЭВ еще один тип возбуждений – волноводные моды (ВМ), что, как естественно ожидать, способно модифицировать и разнообразить оптические эффекты. Теоретическое исследование особенностей отражения когерентного излучения в условиях резонанса относительно ПЭВ и ВМ составляет предмет настоящего сообщения.

Зададим границы вакуум-диэлектрик и диэлектрик-металл соответственно уравнениями $(\vec{n}\vec{r}) = 0$ и $(\vec{n}\vec{r}) = d + b\sin\vec{g}\vec{r}$, где $\vec{r}$ – трехмерный радиус-вектор, $\vec{n}$ – единичный вектор нормали к границе вакуум-диэлектрик, $\vec{g}$ – вектор периодичности решетки ($(\vec{g}\vec{n}) = 0$), d – средняя толщина покрытия, b – глубина решетки. Оптические свойства покрытия и металла на частоте падающего излучения ω будем описывать соответственно комплексными диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ и поверхностым импедансом ξ. Будем считать выполненными неравенства $b|k| \ll 1$, $\varepsilon'' < \varepsilon'$, $|\xi| \ll 1$, где $k = \sqrt{\varepsilon}k_0$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$.

Рассмотрим сначала отражение падающей из вакуума плоской монохроматической волны (ПМВ) с волновым вектором $\vec{k}_0 = \vec{q} + \vec{n}p_0$, где $p_0 = \sqrt{k_0^2 - |\vec{q}|^2}$, $|\vec{q}| = k_0 \sin\theta$, θ – угол падения. Поля дифракции будем искать в виде разложения по плоским волнам с векторами $\vec{q}_e - \vec{n}p_e$ – в вакууме и $\vec{q}_e \pm \vec{n}P_e$ – в области покрытия, где $\vec{q}_e = \vec{q} + l\vec{g}$, $l = 0, \pm 1, \ldots$; $p_e = \sqrt{k_0^2 - |q_e|^2}$, $P_e = \sqrt{k^2 - |\vec{q}_e|^2}$. Граничные условия приводят к бесконечной системе алгебраических уравнений относительно амплитуд парциальных волн, которую можно решать разложением по малому параметру $x = bk$. В первом порядке по x амплитуды волн с $l = \pm 1$ пропорциональны

$$\frac{x}{F_\alpha(\omega, \vec{q}_{\pm 1})}, \tag{1}$$

где

$$F_p(\omega,\vec{q}_e)=\frac{P_e}{k}f_{ep}^{-}+\sqrt{\varepsilon}\,\zeta f_{ep}^{+};\quad F_s(\omega,\vec{q}_e)=f_{es}^{-}+\zeta\frac{P_e}{k_0}f_{es}^{+};$$

$$f_{e\alpha}^{\pm}=1\pm h_\alpha r_{e\alpha}\exp(2iP_e d),\quad h_p=1,\quad h_s=-1;$$

$$r_{ep}=\left(\frac{P_e}{\varepsilon}-p_e\right)\left(\frac{P_e}{\varepsilon}+p_e\right)^{-1},\quad r_{es}=(P_e-p_e)(P_e+p_e)^{-1}.$$

Индекс $\alpha=p$ соответствует поляризации в плоскости $(\vec{n},\vec{q}_e)$, $\alpha=s$ – перпендикулярно ей. Уравнение $F_\alpha(\omega,\vec{q})=0$ определяет спектр и затухание ВМ для $\alpha=s$ и ВМ и ПЭВ для $\alpha=p$. Нас будет интересовать ситуация резонанса, отвечающего $|F_{\alpha_*}(\omega,\vec{q}_1)|\ll 1$. В разложении по x степени x входят не только сами по себе, но и в сочетании $y=\frac{x^2}{F_{\alpha_*}}$, что при $|y|\gtrsim 1$ делает необходимым суммирование всего ряда теории возмущений. Вместе с тем отношение резонансных частей полей различных дифракционных порядков l от y не зависит. Это позволяет, как и в задаче [2], бесконечную систему уравнений оборвать и замкнуть. В результате для матрицы зеркального отражения $R_{\alpha\beta}$, определенной соотношением $E'_\alpha=\sum_\beta R_{\alpha\beta}E_\beta$, где E_β, E'_α – поляризационные амплитуды электрического поля падающей и отраженной волны соответственно, получается следующее решение, справедливое в нулевом порядке по x и точное по y:

$$R_{\alpha\beta}=R_{\alpha\beta}^{(0)}-\frac{x^2}{F_{\alpha_*}+\Pi_{\alpha_*}}f_{1\alpha_*}^{+}\;\frac{N_{0\alpha}t_{0\alpha}^{+}a_{\alpha\alpha^*}^{01}a_{\alpha^*\beta}^{10}t_{0\beta}^{-}}{f_{0\alpha}^{-}f_{0\beta}^{-}}h_\beta e^{2iP_0 d};\tag{2}$$

$$R_{\alpha\beta}^{(0)}=R_\alpha^{(0)}\delta_{\alpha\beta};\quad R_\alpha^{(0)}=e^{2iP_0 d}\frac{(f_{0\alpha}^{-})^*}{f_{0\alpha}^{-}};\tag{3}$$

$$\Pi_{\alpha_*}=\frac{x^2}{4}f_{1\alpha_*}^{+}\sum_{\gamma,e=0,2}a_{\alpha_*\gamma}^{1e}\frac{N_{e\gamma}f_{e\gamma}^{+}}{f_{e\gamma}^{-}}a_{\gamma\alpha_*}^{e1},\tag{4}$$

$$a_{pp}^{em}=\frac{(\vec{q}_e\vec{q}_m)}{q_eq_m}-\frac{q_eq_m}{k^2},\quad a_{ss}^{em}=\frac{(\vec{q}_e\vec{q}_m)}{q_eq_m}\,\frac{P_m}{k},\quad a_{sp}^{em}=\frac{(\vec{n}[\vec{q}_e\vec{q}_m])}{q_eq_m},\tag{5}$$

$$a_{ps}^{em}=-a_{sp}^{em}\frac{P_e}{k};\quad N_{ep}=\frac{k}{P_e},\quad N_{es}=1;\quad t_{0s}^{\pm}=1\pm r_{0s};\quad t_p^{\pm}=\varepsilon^{\mp 1/2}(1\pm r_{0p}).$$

Матрица $R^{(0)}_{\alpha\beta}$ описывает отражение в отсутствие решетки. Резонансный вклад дается вторым слагаемым справа в (2). Уравнение $F_{\alpha_*} + \Pi_{\alpha_*} = 0$ дает спектр и затухание ПЭВ и ВМ, перенормированные взаимодействием с решеткой. Групповая скорость $\vec{v}$ и время жизни τ возбуждений даются равенствами:

$$\vec{v} = A\left(\frac{\partial F''_{\alpha_*}}{\partial \vec{q}_1}\right)_*, \quad \tau = \tau_d^{-1} + \tau_r^{-1}, \quad \tau_d^{-1} = A(F'_{\alpha_*})_*, \quad \tau_r^{-1} = A(\Pi'_{\alpha_*})_*,$$
$$A = -\left(\frac{\partial F''_{\alpha_*}}{\partial \omega}\right)_*^{-1}; \quad (\ldots)' \equiv Re(\ldots), (\ldots)'' \equiv Im(\ldots), (\ldots)_* \equiv (\ldots)_{F''_{\alpha_*}=0}, \tag{6}$$

τ_d^{-1} и τ_r^{-1} – диссипативная и радиационная части затухания соответственно.

Вдали от резонанса,согласно (2), $R_{\alpha\beta} \cong R^{(0)}_{\alpha\beta}$ и происходит практически полное отражение. С подходом к резонансу отражение испытывает резкий спад, который при определенных условиях приводит к полному подавлению зеркального отражения (ППЗО). Эти условия при $\vec{q} \,//\, \vec{g}$ имеют вид

$$Im(F_{\alpha_*} + \Pi_{\alpha_*}) = 0, \quad \tau_r^{-1} = \tau_d^{-1}, \quad E_\alpha = E_{\alpha_*}\delta_{\alpha\alpha_*}. \tag{7}$$

Поведение характеристик отражения при резонансе на ПЭВ в нашей задаче с небольшими модификациями сводится к случаю решетки без покрытия [2–4], в то время как при резонансе на ВМ они значительно отличаются. Поэтому приводимые ниже результаты относятся к резонансу на ВМ. Кроме того, будем считать $\vec{q} \,//\, \vec{g}$. Аномальная зависимость коэффициента отражения от угла падения θ вблизи значения θ_*, отвечающего первому из условий (7), имеет вид

$$R_{\alpha_*\alpha_*} = R^{(0)}_{\alpha_*} \frac{\tau_d^{-1} - \tau_r^{-1} + i(\theta - \theta_*) v \cos\theta_*}{\tau_d^{-1} + \tau_r^{-1} + i(\theta - \theta_*) v \cos\theta_*}. \tag{8}$$

Перейдем к случаю отражения конечных пучков импульсного излучения. Связь между амплитудами полей, являющимися теперь медленными функциями координаты $\vec{\rho}$ в плоскости поперечных сечений пучков и времени t, получается применением метода разложения Фурье (см. [4]) с использованием полученных здесь результатов для ПМВ и при выполнении (7) имеет вид

$$E'_{\alpha_*}(\rho_p, \rho_s; t) = E_{\alpha_*}(\rho_p \rho_s; t) - \frac{1}{\tilde{\tau}}\int_0^\infty dt' e^{-\frac{t'}{\tilde{\tau}}} E_{\alpha_*}(\rho_p + \tilde{v}t', \tag{9}$$
$$\rho_s; t - t'),$$

где ρ_p, ρ_s – составляющие вектора $\vec{\rho}$ в плоскости падения и перпендикулярно ей, $\tilde{v}=v\cos\theta\left(1-\frac{v}{c}\sin\theta\right)^{-1}$, $\tilde{\tau}=\tau\left(1-\frac{v}{c}\sin\theta\right)$. Согласно (9), при ширине пучка L и длительности импульса T таких, что $L\gg v\tau$, $T\gg\tau$, как и для ПМВ, имеет место ППЗО. Если же $L\leq v\tau$ и (или) $T\leq\tau$, ППЗО отсутствует, однако при этом происходит значительное искажение пространственной и (или) временной структуры отраженного сигнала.

Приведем, наконец, формулу для величины поглощенной энергии Q конечного пучка импульсного излучения при выполнении условий (7):

$$Q=\frac{c}{16\pi\tilde{\tau}}\int d\vec{\rho}\,dt'e^{-\frac{|t'|}{\tau}}E(\rho_p,\rho_s;t)E^*(\rho_p+\tilde{v}t;\ \rho_s;\ t-t'). \qquad (10)$$

Отсюда видно, что при $L\gg v\tau$, $T\gg\tau$ энергия поглощается полностью, а при нарушении хотя бы одного из этих условий поглощение происходит частично.

В заключение отметим, что установленные здесь закономерности могут быть существенны для теории оптических волноводов [5] и физики воздействия лазерного излучения на поверхности металлов при наличии окисных пленок [6, 7].

Список литературы

[1] Maystre D., Petit R. // Opt. Commun. 1976. V. 17. N 2. P. 196–200.

[2] Гандельман Г.М., Кондратенко П.С. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. В. 5. С. 246–248.

[3] Ковалев А.А., Кондратенко П.С., Левинский Б.Н. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. В. 3. С. 742–744.

[4] Долгина А.Н., Ковалев А.А., Кондратенко П.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 15. С. 1371–1375.

[5] Адамс М. // Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир. 1984. 512 с.

[6] Базакуца П.В., Сычугов В.А., Прохоров А.М. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 10. С. 2127–2128.

[7] Агеев Л.А., Блоха В.Б., Милославский В.К. // Поверхность. Физ. Хим. Мех. 1986. Т. 8. С. 124–130.

Институт проблем безопасного развития атомной энергии РАН

Поступило в Редакцию 29 июля 1992 г.