Письма в ЖЭТФ, том 38, вып. 5, стр. 246 – 248 *10 сентября 1983 г.*

ПОЛНОЕ ПОДАВЛЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ОТРАЖЕНИЯ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН

Г.М.Гандельман, П.С.Кондратенко

Получены формулы для отражения света от металлической поверхности периодического профиля вблизи резонанса относительно возбуждения поверхностных плазмонов. Установлено, что при определенных условиях происходит полное подавление отражения линейно поляризованного света.

Возможность резонансного возбуждения поверхностных плазменных колебаний при падении света на шероховатую металлическую поверхность лежит в основе целого ряда необычных явлений, в том числе гигантского комбинационного рассеяния на адсорбированных поверхностью молекулах и усиления генерации второй гармоники (см. обзоры [1, 2] и имеющиеся там ссылки). В работе [3] после облучения металла лазерным импульсом наблюдались повреждения поверхности, имеющие периодическую структуру. Для понимания сути процесса возникновения указанной структуры существенное значение имеет исследование особенностей взаимодействия света с металлической поверхностью периодического профиля.

В настоящем сообщении приводятся результаты для отражения плоской монохроматической волны света частоты ω от поверхности металла, заданной уравнением $z = b\sin \mathbf{gr}$, в котором $z = (\mathbf{n}\cdot\mathbf{r})$, $(\mathbf{g}\cdot\mathbf{n}) = 0$, $\mathbf{n}$ – единичный вектор нормали к невозмущенной (плоской) поверхности образца, $\mathbf{g}$ – вектор периодичности профиля. Предполагалось, что глубина профиля b мала по сравнению с длиной волны света, т. е. $bk \ll 1$, $k = \omega/c$. Для нахождения связи между компонентами электрического поля отраженной волны – E' и падающей на металл – E^0 использовалось граничное условие Леонтовича (см. [4]):

$$\left\{\mathbf{E} - \mathbf{m}(\mathbf{mE}) - i\frac{\zeta}{k}[\,\mathbf{m}, \operatorname{rot}\mathbf{E}\,]\right\}_{z = b\sin gr} = 0 \qquad E = E^0 + E' . \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{m}$ – нормаль к профилированной поверхности. $\zeta = \zeta(\omega)$ – поверхностный импеданс, который, как предполагалось удовлетворяет неравенствам $|\zeta| \ll 1$ $\operatorname{Re}\zeta \ll |\operatorname{Im}\zeta|$.

Решение (1) можно в принципе искать в виде формального разложения по степеням малого параметра bk. В нулевом порядке по bk оно сводится к известным формулам Френеля [4]. В первом порядке возникают слагаемые $\sim bk/B(\mathbf{q}_+)$, где $B(\mathbf{Q}) = \frac{1}{k}\sqrt{k^2 - \mathbf{Q}^2} + \zeta$, $\mathbf{q}_\pm = \mathbf{q} \pm \mathbf{g}_\pm$, $\mathbf{q}$ – нормальная к $\mathbf{n}$ компонента волнового вектора падающей волны, $|\mathbf{q}| = k\sin\theta$,

θ – угол падения. При $\mathbf{g} \neq 0$ может возникнуть ситуация, когда $|B(\mathbf{q}_+)| \ll 1$ или $|B(\mathbf{q}_-)| \ll$ $\ll 1$ либо $|B(\mathbf{q}_+)|, |B(\mathbf{q}_-)| \ll 1$. Уравнение $B(\mathbf{Q}) = 0$ определяет спектр и затухание поверхностных плазмонов с волновым вектором $\mathbf{Q}$, поэтому указанная ситуация отвечает резонансу относительно возбуждения поверхностных плазменных волн. Поскольку n-ый порядок разложения поля E' содержит слагаемые $(bk/B)^n$, в условиях резонанса при $|B| \lesssim bk$ требуется суммирование всего ряда теории возмущений.

Другой путь решения, который был нами выбран, состоит в представлении поля $\mathbf{E}'$ в виде ряда $E' = \sum_{l=-\infty}^{l=+\infty} \vec{\mathcal{E}}_l \exp[i(\mathbf{q} + l\mathbf{g})r - i\sqrt{k^2 - (\mathbf{q}+l\mathbf{g})^2}\, z]$. Оказывается, что с ростом $|l|$ при $|l| > 1$ отношение последовательных компонент $|\mathcal{E}_l|$ пропорционально bk и не содержит резонансных знаменателей B. Возникающая из (1) бесконечная система алгебраических уравнений с точностью до относительных поправок $\sim(bk)^2$ легко замыкается. Решение ее приводит к следующей связи между отраженной и падающей волной света при однократном резонансе, когда $|B(q_+)| \ll 1$ $|B(q_-)| \sim 1$ (резонанс $|B(q_-)| \ll 1$ сводится к $|B(q_+)| \ll 1$ заменой $\mathbf{g} \to -\mathbf{g}$):

$$E_p' = \frac{\cos\theta - \zeta}{\cos\theta + \zeta}\left[E_p^0 - 2i\omega\frac{|a_p|^2 E_p^0 + a_s a_p^* E_s^0}{F}\right], \tag{2}$$

$$E_s' = -\frac{1 - \zeta\cos\theta}{1 + \zeta\cos\theta}\left[E_p^0 - 2i\omega\frac{|a_s|^2 E_s^0 + a_s^* a_p E_p^0}{F}\right]. \tag{3}$$

Значки p и s здесь отвечают проекциям амплитуд поля $\mathbf{E}^0$ и $\mathbf{E}'$ на направления поляризации в плоскости падения и нормально к ней. Остальные величины равны

$$F = \omega^2 - \omega_p^2(\mathbf{q}_+) + i\omega(\gamma_d + \gamma_r), \quad \omega_p(\mathbf{q}_+) = c|q_+|\left(1 - \frac{|\zeta|^2}{2} + A(bk)^2\right),$$

$$\gamma_d = -\omega\,\mathrm{Im}\,\zeta^2, \qquad \gamma_r = |a_p|^2 + |a_s|^2,$$

$$a_p = \left(\frac{|\zeta|\omega\cos\theta}{2}\right)^{1/2} bg\frac{\cos\varphi}{\cos\theta + \zeta}, \quad a_s = \left(\frac{|\zeta|\omega\cos\theta}{2}\right)^{1/2} bg\frac{\sin\varphi}{1 + \zeta\cos\theta}.$$

$\omega_p(\mathbf{q}_+)$ – перенормированная частота поверхностного плазмона с волновым вектором $\mathbf{q}_+$, A – безразмерная функция величин $\mathbf{q}$, $\mathbf{g}$, k, имеющая порядок единицы, φ – угол между векторами $\mathbf{g}$ и $\mathbf{q}$, γ_d и γ_r – соответственно диссипативная и радиационная часть затухания плазмона. Последняя обусловлена процессами превращения плазмона в фотон.

При двукратном резонансе $(|B(q_+)|, |B(q_-)| \ll 1)$ имеем:

$$E_p' = \frac{\cos\theta - \zeta}{\cos\theta + \zeta}E_p^0, \quad E_s' = -\frac{1 - \zeta\cos\theta}{1 + \zeta\cos\theta}\left[1 - 4i\omega\frac{|a_s|^2}{\widetilde{F}}\right]E_s^0. \tag{4}$$

Здесь $\widetilde{F} = \omega^2 - \omega_p^2(q_+) + i\omega(\gamma_d + \widetilde{\gamma}_r)$ $\widetilde{\gamma}_r = 2|a_s|^2$.

Первые слагаемые в скобках формул (2) – (4) отвечают отражению от плоской поверхности (нерезонансный вклад). Вторые слагаемые в скобках определяют вклад, обусловленный резонансным возбуждением поверхностных плазмонов. Благодаря ему возникает быстрая зависимость интенсивности отраженного света от величин ω, θ, $\mathbf{g}$, b. Наиболее яркое проявление ее состоит в возможности полного подавления отражения от металлической поверхности периодического профиля за счет взаимной компенсации резонансного и нерезонансного вкладов. Для линейно поляризованного света при $\cos\theta \gg |\zeta|$ эффект полного подавления наступает при выполнении условий:

$$\omega = \omega_p(q_+), \quad \varphi = \operatorname{arc\,tg}(h\cos\theta) \pm \frac{\pi}{2}, \quad h = \frac{E_p^0}{E_s^0}, \tag{5}$$

$$bk = 2\left(\frac{\operatorname{Re}\zeta}{\cos^3\theta}\right)^{1/2}\left(1 \pm \frac{h\sin\theta}{\sqrt{1+h^2}}\right)\times \begin{cases} 1 & \text{при} \quad h\sin\theta \gg \dfrac{\gamma_d}{2\omega} \\ 2^{-1/2} & \text{при} \quad h\sin\theta \ll \dfrac{\gamma_d}{2\omega} \end{cases}.$$

Существенно, что получающиеся отсюда значения глубины профиля удовлетворяют критерию малости $bk \ll 1$. Угол φ в (5) отвечает ориентации вектора $\mathbf{g}$ в направлении проекции вектора электрического поля падающего света на невозмущенную поверхность образца. Из (5) следует, что полное подавление отражения для p-поляризованного ($E_s^0 = 0$) и s-поляризованного ($E_p^0 = 0$) света происходит соответственно при $\mathbf{g} \parallel \mathbf{q}$ и $\mathbf{g} \perp \mathbf{q}$. При этом периоды синусоидального профиля $d = 2\pi/g$ связаны с длиной волны света $\lambda = 2\pi c/\omega$ следующими соотношениями:

$$d = \frac{\lambda}{1 \pm \sin\theta} \quad \text{при } E_s^0 = 0 \qquad d = \frac{\lambda}{\cos\theta} \quad \text{при } E_p^0 = 0. \tag{6}$$

Периоды структуры повреждений, наблюдавшиеся в [3] в точности совпадают с выражениями (6). Этот факт дает основания полагать, что образование этих структур может происходить путем развития неустойчивого процесса, приводящего к возникновению профиля поверхности, обладающего свойством максимального поглощения света.

Отметим, что формулы, аналогичные (2), (3), полученные в работе [5] путем формального разложения до второго порядка по bk не содержат в знаменателе F добавок $(bk)^2$, что делает их физически бессмысленными при $\gamma_r \gtrsim \gamma_d$, $|\omega - \omega_p|$, так как получающаяся из них интенсивность отраженного света может стать больше интенсивности падающего.

В заключение выражаем глубокую благодарность И.Е.Дзялошинскому, М.И.Трибельскому за полезное обсуждение и Э.И.Рашба за ценные советы.

Литература

1. *Бродский А.М., Урбах М.И.* УФН, 1982, **138**, 413.
2. *Емельянов В.И., Коротеев Н.И.* УФН, 1981, **135**, 345.
3. *Young I.F., Preston J.S., van Driel H.M., Sipe J.E.* Phys. Rev., 1983, **B27**, 1155.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред, М.: Наука, 1982, стр. 414.
5. *Agarwal G.S., Iha S.S.* Phys. Rev., 1982, **B26**, 482.

Всесоюзный
научно-исследовательский институт
оптико-физических измерений

Поступила в редакцию
8 июня 1983г.