

01;07;09

©1993 г.

## НЕЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ МЕЛКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ РЕШЕТОК, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ВЛИЯНИЕМ АНОМАЛИИ ВУДА

*А.А.Ковалев, П.С.Кондратенко, А.А.Либерман, Б.Н.Левинский*

Теоретически исследуется отражение ИК излучения от мелких металлических решеток в условиях, когда какой-либо из порядков дифракции с номерами  $|m| = 1$  попадает в область аномалии Вуда и представляет собой объемную волну. Показано, что когда падающая волна плоско поляризована, при определенных условиях оказывается возможной перекачка большей части энергии падающего излучения в энергию волны, распространяющейся под малым углом к поверхности металла. Качественно и количественно проанализированы энергетические и поляризационные характеристики незеркально отраженных волн. Рассмотрен случай двойного резонанса, когда в область аномалии Вуда одновременно попадают две незеркально отраженные волны в порядках дифракции с  $m = \pm 1$ .

### Введение

Мелкие металлические решетки, у которых амплитуда профиля  $b \ll \lambda$  ( $\lambda$  — длина волны падающего излучения), в оптической технике в основном используются в качестве ответвителей части излучения для целей измерения (см., например, [1]). В последние годы интерес к ним резко возрос. Это обусловлено тем обстоятельством, что на решетках с периодом  $d \sim \lambda$  в условиях, когда один из дифракционных порядков с номеров  $m = \pm 1$  попадает в область аномалии Вуда, с высокой эффективностью могут возбуждаться поверхностные электромагнитные волны. В результате возбуждения поверхностных волн вблизи поверхности металла происходит значительное усиление амплитуды электромагнитного поля, что приводит к таким интересным физическим явлениям, как гигантское комбинационное рассеяние, образование светоиндуцированных периодических поверхностных структур и т.д. [2,3]. В частности, на решетках синусоидального профиля при определенных условиях за счет возбуждения поверхностных электромагнитных волн возможно полное подавление зеркально отраженной волны [4,5]. В плане приложений для технической оптики следует отметить работу [6], где было предложено возбуждать волны на поверхности сложного профиля, состоящей из двух решеток, в результате чего за счет перераспределения появляется возможность концентрировать отраженную волну в заданном направлении.

В настоящей работе показано, что на мелких металлических решетках для ИК излучения дальнего диапазона ( $\lambda \gtrsim 10$  мкм) в окрестности анома-

ли Вуда может иметь место эффект, при котором с высокой эффективностью происходит перекачка энергии падающего излучения в энергию объемной волны, распространяющейся под малым углом к поверхности металла. Исследуются качественные и количественные характеристики этого эффекта. Отметим, что для глубоких решеток прямоугольного профиля влияние поверхностного резонанса на перераспределение энергии в спектре дифрагированных волн исследовалось в работе [7].

## Резонансные поля

Для физически наглядного описания исследуемого явления необходимо иметь аналитические выражения для амплитуд резонансных полей в окрестности аномалии Вуда. В последнее время в ряде работ в связи с исследованиями по возбуждению поверхностных волн была развита теория, позволяющая аналитически описывать резонансную дифракцию на мелких металлических решетках, для некоторых случаев были получены формулы для амплитуд резонансных полей [6,8,9]. Однако из нужных нам соотношений известны далеко не все. Поэтому в этом разделе на основе упомянутой выше теории резонансной дифракции приведен краткий вывод выражений для амплитуд полей, которые будут использованы в дальнейшем.

Рассмотрим падение плоской монохроматической волны с волновым вектором  $\mathbf{k}$  на мелкую металлическую решетку, для которой выполняются условия

$$\varepsilon \ll 1, \quad |\zeta| \ll 1, \quad (1)$$

где  $\varepsilon = bg/2$ ,  $g = |g| = 2\pi/d$ ,  $g$  — волновой вектор обратной решетки,  $\zeta = \zeta' - i\zeta''$  — поверхностный импеданс металла,  $\zeta' > 0$ ,  $\zeta'' > 0$ .

Угол падения  $\theta$  будем считать не слишком близким к  $\pi/2$ , так что по порядку величины  $\cos\theta \sim 1$ . Обозначим через  $E_m^\sigma$  проекции амплитуды волны, дифрагированной в порядке с номером  $m$ , на плоскость падения этой волны  $\sigma = p$  и на перпендикуляр к ней  $\sigma = s$ . Нас будет интересовать ситуация, когда в область аномалии Вуда попадает либо один из дифракционных порядков с номером  $|m| = 1$  (однократный резонанс), либо одновременно два порядка с  $m = \pm 1$  (двукратный резонанс). В этом случае для решеток синусоидального профиля и решеток с медленно убывающими коэффициентами фурье-разложения профиля поверхности  $b_\nu$ ,  $|b_{\nu\nu}| \gg |b_\nu|^n$  из бесконечной системы алгебраических уравнений [9], связывающей амплитуды  $E_m^\sigma$  с проекциями амплитуды падающей волны  $E^\sigma$ , для неизвестных  $E_{\pm 1}^\sigma$  можно получить систему 4 алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} \left( w_l + \zeta - \sum_{\sigma, m \neq -l} B_{l,m}^{p\sigma} A_m^\sigma B_{m,l}^{\sigma p} \right) E_l^p &= 2 \sum_{\sigma} (-1)^{\delta_{s,\sigma}} B_{l,0}^{p\sigma} E^\sigma + \\ &+ B_{l,-l}^{ps} E_l^s + \left( B_{l,-l}^{pp} + \sum_{\sigma, m} B_{l,m}^{p\sigma} A_m^\sigma B_{m,-l}^{\sigma p} \right) E_{-l}^p, \\ E_l^s &= 2 \sum_{\sigma} (-1)^{\sigma s} B_{l,0}^{s\sigma} E^\sigma + \sum_{\sigma, m \neq -l} B_{l,m}^{s\sigma} A_m^\sigma B_{m,l}^{\sigma s} E_l^p + \end{aligned}$$

$$+ B_{l,-l}^{ss} + \left( B_{l,-l}^{sp} + \sum_{\sigma, m} B_{l, m}^{\sigma\sigma} A_m^\sigma B_{m,-l}^{\sigma p} \right) E_{-l}^p. \quad (2)$$

Здесь  $l = \{1, -1\}$ ,  $\sigma = \{s, p\}$ ,  $w_m = \frac{1}{k} \sqrt{k^2 - q_m^2}$ ,  $k = |\mathbf{k}|$ ,  $\mathbf{q}_m = \mathbf{q} + m\mathbf{g}$ ,  $\mathbf{q}$  — проекция вектора  $\mathbf{k}$  на невозмущенную поверхность металла;  $A_m^p \simeq w_m^{-1}$ ;  $A_m^s \simeq 1$ ;  $B_{m,m}^{\sigma\sigma} = 0$ :

$$B_{m,m_1}^{pp} = \frac{ik}{2} b_{\Delta m} \left[ \frac{(\mathbf{q}_m \mathbf{q}_{m_1})}{q_m q_{m_1}} - \frac{q_m q_{m_1}}{k^2} \right]; \quad B_{m,m_1}^{ss} = \frac{ik}{2} b_{\Delta m} w_{m_1} \frac{(\mathbf{q}_m \mathbf{q}_{m_1})}{q_m q_{m_1}};$$

$$B_{m,m_1}^{ps} = \frac{ik}{2} b_{\Delta m} w_{m_1} \frac{(\mathbf{n}[\mathbf{q}\mathbf{g}])}{q_m q_{m_1}}; \quad B_{m,m_1}^{sp} = -\frac{1}{w_{m_1}} B_{m,m_1}^{ps}; \quad (3)$$

$\Delta m = m - m_1$ ;  $\mathbf{n}$  — нормаль к плоской поверхности, направленная внутрь металла. Вопросы сходимости бесконечных сумм, аналогичных входящим в (2), рассмотрены в работе [9].

В ситуации, когда в область аномалии Вуда попадает только один порядок дифракции с номером  $m = l$ , имеют место неравенства  $|w_l| \ll 1$  и  $|E_l^p| \gg |E^s|$ ,  $|E_m^\sigma|$  ( $m \neq l$ ); из (2), (3) для амплитуды  $E_l^p$  следует известное соотношение [6,9]

$$E_l^p = \frac{2il\varepsilon_l E}{w_l + \zeta_l}. \quad (4)$$

Здесь  $\varepsilon_\nu = b_\nu g/2$ ,  $E = E^p \cos \varphi - E^s \sin \varphi \cos \theta$ .  $\varphi$  — угол между векторами  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{g}$ ,  $\zeta_l = \zeta + f\Delta_l$ ,  $f = 1 - \sin^2 \varphi \sin^2 \theta$ ,  $\Delta_l = \Delta_l' - i\Delta_l''$ ,

$$\Delta_l' = \sum_m' \frac{(m-l)^2}{w_l} |\varepsilon_{m-l}|^2, \quad \Delta_l'' = \sum_m'' \frac{(m-l)^2}{|w_l|} |\varepsilon_{m-l}|^2, \quad (5)$$

где в  $\sum'$  суммирование производится по распространяющимся порядкам дифракции ( $\text{Im} w_m = 0$ ), а в  $\sum''$  — по номерам порядков, для которых  $\text{Re} w_m = 0$ .

Наиболее просто выражаются  $\Delta_l'$  и  $\Delta_l''$  для решеток синусоидального профиля. В этом случае отличны от нуля только величины  $b_{\pm 1} = \mp ib$ , вследствие этого  $\Delta_l' = \varepsilon^2 / \cos \theta$ ,  $\Delta_l'' = \varepsilon^2 / |w_{2l}|$ .

Для величины  $E_l^s$  справедливо неравенство  $|E_l^s| \ll |E_l^p|$ , и обычно для физических задач она интереса не представляет. Нас же будут интересовать поляризационные характеристики излучения, попадающего в область аномалии Вуда. Из (2) несложно получить выражение для  $E_l^s$

$$E_l^s = -2il\varepsilon_l \left[ E^p \sin \varphi + E^s \cos \theta (\cos \varphi + l \frac{d}{\lambda} \sin \theta) \right] -$$

$$- E_l^p \Delta_l \sin \theta \sin \varphi \left( l \frac{\lambda}{d} + \cos \varphi \sin \theta \right), \quad (6)$$

где параметры  $\lambda$ ,  $d$ ,  $\theta$  и  $\varphi$  из приближенного условия  $w_l = 0$  связаны соотношением

$$\cos^2 \theta \simeq \frac{\lambda}{d} \left( \frac{\lambda}{d} + 2l \sin \theta \cos \varphi \right). \quad (7)$$

При наличии двойного резонанса имеют место неравенства  $|w_{\pm 1}| \ll 1$ ,  $|E_{\pm 1}^p| \gg |E_m^\sigma|$  ( $m \neq 0, \pm 1$ ) и из (2), (3) следует

$$E_l^p \simeq 2ilE \left[ \frac{\varepsilon_l(w_{-l} + \tilde{\zeta}_{-l}) - \varepsilon_{-l}\gamma_l}{(w_1 + \tilde{\zeta}_1)(w_{-1} + \tilde{\zeta}_{-1}) - \gamma_1\gamma_{-1}} \right], \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{\zeta}_l &= \zeta + f\tilde{\Delta}_l, & \tilde{\Delta}_l &= \sum_{m \neq -l} \frac{(m-l)^2}{w_m} |\varepsilon_{m-l}|^2, \\ \gamma_l &= f\mu_l - 2i\varepsilon_{2l} \cos \theta, & \mu_l &= \sum_m \frac{(1-m^2)}{w_m} \varepsilon_{l-m} \varepsilon_{l+m}. \end{aligned}$$

Двойной резонанс может реализовываться либо при малых  $\theta$  и произвольных  $\varphi$ , либо при произвольных  $\theta$  и  $\varphi$ , близких к  $\pi/2$ . Приближенное условие его осуществления  $w_{\pm 1} = 0$  приводит к соотношению

$$\cos \theta \simeq \frac{\lambda}{d}. \quad (9)$$

С учетом (8) и (9) из (2) для величины  $E_l^s$ ,  $|E_l^s| \ll |E_l^p|$  получаем

$$\begin{aligned} E_l^s &= -2il\varepsilon_l [E^p \sin \varphi + E^s \cos \theta (\cos \varphi + l \operatorname{tg} \theta)] - \\ &- \frac{l}{2} E_l^p \tilde{\Delta}_l \sin 2\theta \sin \varphi + lE_{-l}^p \sin \theta \sin \varphi (\mu_l \cos \theta - 2i\varepsilon_{2l}). \end{aligned} \quad (10)$$

Для решеток синусоидального профиля формула (8) упрощается и выражается через уже известные для однократного резонанса величины

$$E_l^p = \frac{2\varepsilon E}{F} (w_{-l} + \zeta' - i\zeta''_{-l}),$$

$$F = (w_1 + \zeta' - i\zeta''_1)(w_{-1} + \zeta' - i\zeta''_{-1}) + \frac{\varepsilon^2}{\cos \theta} f(w_1 + w_{-1} + 2\zeta' - i\zeta''_1 - \zeta''_{-1}). \quad (11)$$

Отметим, что для случая, близкого к нормальному падению излучения на синусоидальную решетку, формулы для  $E_l^p$  были получены в работе [10]. Выражение (11) имеет совсем простой вид для вырожденного случая, при котором  $w_1 = w_{-1}$  и  $\zeta_1 = \zeta_{-1}$ ,

$$E_l^p = \frac{2\varepsilon E}{w_1 + \zeta_1 + \frac{\varepsilon^2}{\cos \theta} f}. \quad (12)$$

Обратим внимание на одно интересное обстоятельство, которое следует из анализа соотношений (4), (8). При мнимых  $w_l$ , соответствующих оптимальным условиям возбуждения ПЭВ [9], как для однократного, так и для двукратного резонансов поля  $E_l^p$  независимо от формы профиля решетки испытывают значительное усиление и с точностью до численных коэффициентов  $E_l^p \sim E^\sigma/\varepsilon$ . При действительных  $w_l \ll 1$  дифрагированная волна распространяется под малым углом  $\psi_l$  ( $\sin \psi_l = w_l$ ) к поверхности металла, что также соответствует резонансной ситуации. В этом

случае при однократном резонансе для всех рассматриваемых форм профиля решетки поле  $E_i^p$  также испытывает существенное усиление и, когда  $\varepsilon^2 \gtrsim \max(w_l, |\zeta_l|)$ ,  $E_i^p \sim E^\sigma/\varepsilon$ . При двукратном резонансе аналогичное усиление резонансных полей имеет место только для таких решеток, у которых фурье-компоненты разложения профиля поверхности  $b_{\pm 2}$  удовлетворяют условию  $b_{\pm 2} = 0$ . В противном случае, когда  $b_{\pm 2} \neq 0$ , усиление резонансных полей гораздо слабее и  $E_i^p \sim E^\sigma$ .

### Энергетические и поляризационные характеристики незеркально отраженных волн

Рассмотрим вначале ситуацию с действительными  $w_l \ll 1$  для случая однократного резонанса. Введем величину  $\eta_l$ , представляющую собой относительную долю энергии падающего излучения, уносимую в виде объемной волны в резонансном порядке с номером  $l$ ,

$$\eta_l \simeq \frac{\sin \psi_l |E_i^p|^2}{\cos \theta (|E^p|^2 + |E^s|^2)}. \quad (13)$$

Из (4) и (13) следует, что величина  $\eta_l$  имеет экстремум по углу  $\psi_l$ , который достигается при

$$w_l = \sqrt{(\zeta'_l)^2 + (\zeta''_l)^2}. \quad (14)$$

Соответствующее максимальное значение  $\eta_l^{(m)}$  определяется соотношением

$$\eta_l^{(m)} = \frac{2|\varepsilon_l|^2 |\tilde{E}|^2}{\cos \theta \left[ \zeta'_l + \sqrt{(\zeta'_l)^2 + (\zeta''_l)^2} \right]}, \quad (15)$$

где  $\tilde{E} = E/(|E^p|^2 + |E^s|^2)^{1/2}$ .

В случае, если падающая волна плоско поляризована, величина  $\eta_l$  имеет также экстремум по параметру  $h = E^s/E^p$ . При этом в (15)  $|\tilde{E}|^2 = f$  и

$$h = -\cos \theta \operatorname{tg} \varphi. \quad (16)$$

Величина  $\eta_l^{(m)}$  растет с увеличением  $\varepsilon$  и при  $f \Delta'_l \gg \zeta' f \Delta''_l \gg \zeta''$  стремится к некоторому значению  $\eta_l^{(0)}$ . Когда падающая волна плоскополяризована и выполнено условие (16), для многих типов решеток значение  $\eta_l^{(0)}$  оказывается близким к единице, т.е. падающая волна испытывает незеркальное отражение. На рис. 1 для решетки из меди с учетом соответствующего значения поверхностного импеданса  $\zeta$  представлена зависимость величины  $\eta_{-1}^{(m)}$  от безразмерного параметра  $\varepsilon$ , рассчитанная по формуле (15). Сплошная кривая 1 соответствует решетке синусоидального профиля, кривая 2 — решетке симметричного треугольного профиля. При расчете использовались следующие значения параметров:  $\lambda = 10.6$  мкм,  $\lambda/d = 1.707$  ( $\theta \approx 45^\circ$ ),  $\varphi = 0$ ,  $\zeta' = 0.003$  и  $\zeta'' = 0.016$  [11].

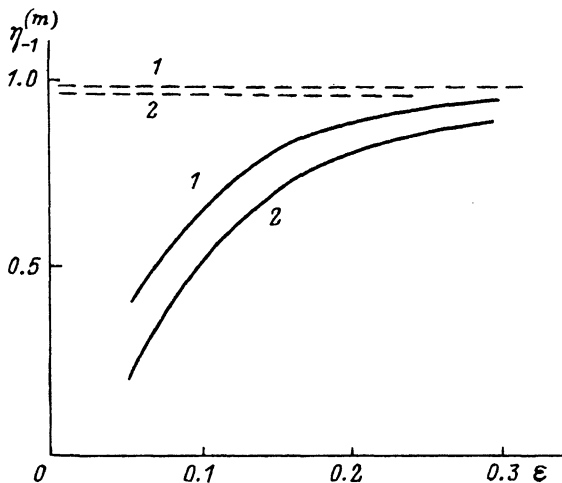


Рис. 1. Зависимости коэффициента преобразования энергии  $\eta_{-1}^{(m)}$  от параметра  $\varepsilon$  для решеток синусоидального и треугольного профилей.

Близкие к приведенным значениям  $\zeta'$  и  $\zeta''$  имеют также решетки из золота. Пунктиром 1 и 2 на рис. 1 для решеток соответствующих профилей представлены значения  $\eta_{-1}^{(0)}$ . Следует отметить, что для зависимостей, аналогичных представленным на рис. 1, с увеличением длины волны падающего излучения  $\lambda$  при одних и тех же значениях  $\varepsilon$  будут достигаться бóльшие значения  $\eta_i^{(m)}$ , поскольку бóльшим  $\lambda$  соответствует меньшие  $\zeta'$  и  $\zeta''$ .

В практическом плане интерес могут представлять ситуации, когда по той или иной причине оптимальные условия для зеркального отражения нарушены. На рис. 2 представлены рассчитанные по формуле (13) зависимости величины  $\eta_{-1}$  от параметров  $\Delta\theta$  и  $\Delta\varphi$ , представляющих собой отклонения углов  $\theta$  и  $\varphi$  от их значений, соответствующих оптимальным условиям. Расчеты проведены для синусоидальной решетки при  $\varepsilon = 0.2$  и значениях параметров, использованных выше. Кривая 1 соответствует зависимости  $\eta_{-1}(\Delta\theta)$ , кривая 2 — зависимости  $\eta_{-1}(\Delta\varphi)$ . Резкий спад и обращение в нуль функций  $\eta_{-1}(\Delta\theta)$  и  $\eta_{-1}(\Delta\varphi)$  обусловлены переходом дифрагированной объемной волны в поверхностную волну, переизлучающую практически всю свою энергию в направлении зеркального отражения.

Когда падающая волна имеет произвольную поляризацию, эффект незеркального отражения может быть использован для получения плоскополяризованного излучения. В качестве примера рассмотрим падение излучения с круговой поляризацией на синусоидальную решетку при значениях параметров, выбранных для расчета кривых на рис. 1. Заметим, что результаты, приведенные на рис. 1, можно перенести на этот случай, если величине  $\eta_{-1}^{(m)}$  приписывать значение эффективности преобразования энергии  $p$ -компоненты падающего излучения. Такую трактовку коэффициента преобразования  $\eta_{-1}^{(m)}$  легко понять, если принять во внимание, что вклад  $z$ -компоненты падающего излучения в энергию резонансной волны мал, а основная часть энергии этой компоненты испытывает зеркальное отражение. На рис. 3 представлена полученная для рассматриваемого случая с помощью формул (4), (6) зависимость величины

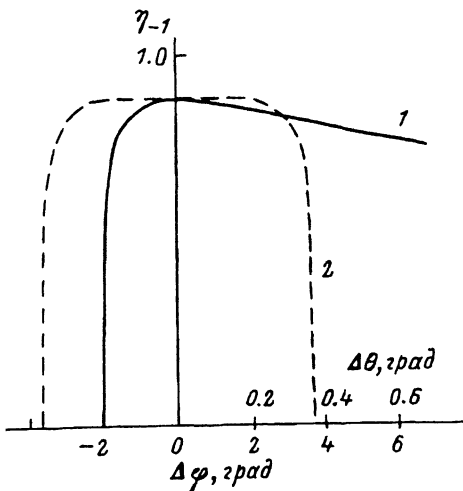


Рис. 2. Зависимости от коэффициента преобразования энергии  $\eta_{-1}$  от углов  $\Delta\theta$  и  $\Delta\varphi$  при отклонении от оптимальных условий.

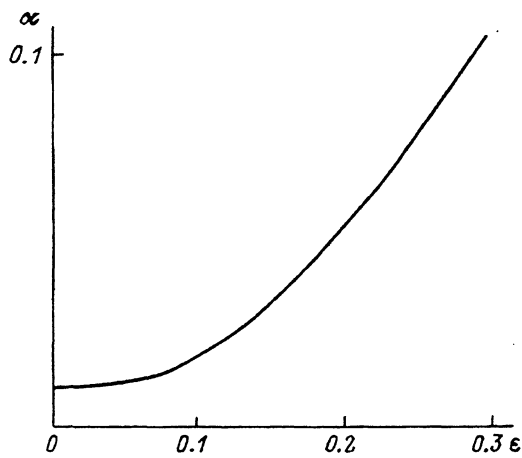


Рис. 3. Зависимость степени поляризации незеркально отраженной волны  $\alpha$  от параметра  $\epsilon$ .

$\alpha = |E_{-1}^s|/|E_{-1}^p|$  от безразмерного параметра  $\epsilon$ . Сравнение результатов, приведенных на рис. 1,3, показывает, что с увеличением эффективности преобразования в незеркально отраженную волну поляризационные характеристики этого излучения ухудшаются. Однако существует область значений  $\epsilon$ , в которой одновременно реализуются и близкие к единице  $\eta_{-1}^{(m)}$  и малые  $\alpha$ . Так, в рассматриваемом случае из рис. 1 и 3 следует, что при  $\epsilon = 0.2$  эффективность преобразования энергии  $p$ -компоненты падающего излучения  $\sim 0.9$ , а соответствующее значение  $\alpha \sim 5 \cdot 10^{-2}$ .

Рассмотрим теперь ситуацию с двойным резонансом при  $\varphi$ , близких к  $\pi/2$ . При действительных  $\omega_l$  образуются две объемные волны, распространяющиеся под малыми углами к поверхности металла в разных направлениях, определяемых в плоскости раздела сред направлениями векторов  $\mathbf{q}_l$ . В вырожденном случае ( $\varphi = \pi/2$ ), когда профиль решетки удовлетворяет условию  $b_{\pm 2} = 0$ , максимальный коэффициент преобразования энергии падающего излучения  $\eta_l^{(m)}$  для этих волн одинаков и определяется соотношением (15).

Проанализируем эту ситуацию на примере решетки синусоидального профиля. Когда падающее излучение имеет  $s$ -поляризацию, с увеличением параметра  $\epsilon$  коэффициент  $\eta_l^{(m)}$  стремится к величине  $\eta_l^{(0)}$ , которая в отличие от случая однократного резонанса не зависит от угла  $\theta$  и равна 0.48. Таким образом, максимально возможная эффективность преобразования энергии падающего излучения в энергию, уносимую незеркально отраженными волнами, составляет 96%. Учет конечности поверхностного импеданса при  $\lambda = 10.6$  мкм и  $\theta = 45^\circ$  приводит для суммарного коэффициента  $\eta^{(m)} = \eta_{-1}^{(m)} + \eta_1^{(m)}$  к зависимости  $\eta^{(m)}(\epsilon)$ , несущественно отличающейся от представленной на рис. 1. Несмотря на наличие в падающей волне только  $s$ -поляризации, с высокой эффективностью преобразующейся в резонансные волны, в последних наряду с  $p$ -компонентой присутству-

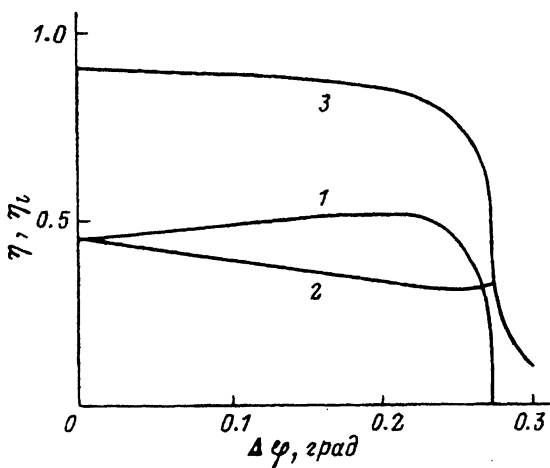


Рис. 4. Зависимости коэффициентов преобразования энергии  $\eta_1$  и  $\eta_2$  от угла  $\Delta\varphi$  при двойном резонансе.

ет и компонента, соответствующая  $s$ -поляризации. Из (10) и (12) следует, что величина  $\alpha$ , характеризующая степень поляризации каждой из резонансных волн, в рассматриваемом случае определяется соотношением

$$\alpha = |w_1 + \zeta| \operatorname{tg} \theta. \quad (17)$$

Согласно (14) и (17), доля  $s$ -компоненты в резонансной волне увеличивается с ростом амплитуды профиля решетки. При  $\varepsilon = 0.2$  и  $\theta = 45^\circ$   $\alpha \sim 7 \cdot 10^{-2}$ .

Практический интерес и здесь представляют ситуации, когда имеют место отклонения от оптимальных условий для перекачки энергии падающего излучения в энергию незеркально отраженных волн. На рис. 4 представлены рассчитанные по формулам (11), (13) зависимости величин  $\eta_{-1}$ ,  $\eta_1$  и  $\eta = \eta_{-1} + \eta_1$  от угла  $\Delta\varphi = \varphi - \pi/2$ . Расчет проводился при значениях параметров  $\lambda = 10.6$  мкм,  $\lambda/d = 0.707$  и  $\varepsilon = 0.2$ . Кривая 1 соответствует зависимости  $\eta_{-1}(\Delta\varphi)$ , кривая 2 — зависимости  $\eta_1(\Delta\varphi)$ , кривая 3 — зависимости  $\eta(\Delta\varphi)$ . Для отрицательных  $\Delta\varphi$  рисунок может быть продолжен с помощью зеркального отражения относительно оси ординат, где кривые 1 и 2 меняются местами. Как следует из данных, представленных на рис. 4, зависимости  $\eta_{-1}(\Delta\varphi)$  и  $\eta_1(\Delta\varphi)$  при увеличении  $|\Delta\varphi|$  ведут себя по-разному. Это обусловлено тем, что одна из дифрагированных волн обращается в поверхностную волну, а другая, оставаясь объемной волной, выходит из области резонанса, вследствие чего ее амплитуда резко уменьшается. При использованных выше значениях параметров и  $\varphi = \pi/2$  зависимость величины  $\eta$  от угла  $\Delta\theta$  качественно повторяет зависимость, представленную на рис. 2.

В заключение отметим, что все полученные в настоящей работе результаты остаются справедливыми и для случая падения на мелкую металлическую решетку пучка излучения, если его угловая расходимость  $\beta$  удовлетворяет условию  $\beta \ll w_1^2$ . Вследствие этого представляется перспективным использование эффекта незеркального отражения на такой решетке в лазерной технике дальнего ИК диапазона, в частности для создания поляризаторов излучения и делителей с плавно меняющимися характеристиками.



## Список литературы

- [1] *Аполлонов В.В., Бочкарев Е.П., Заславский В.Я. и др.* // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 3. С. 615-618.
- [2] *Гигантское комбинационное рассеяние* / Под ред. Р.Ченга, Т.Футака. М.: Мир, 1984.
- [3] *Емельянов В.И., Семиногов В.Н.* // Итоги науки и техники. Сер. Физические основы лазерной и пучковой технологии. М.: Изд-во ВИНТИ, 1988. Т. 1. С. 118-178.
- [4] *Maystre D., Petit R.* // Opt. Commun. 1976. V. 17. N 2. P. 196-200.
- [5] *Гандельман Г.М., Кондратенко П.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 3. Вып. 5. С. 246-248.
- [6] *Азманов С.А., Семиногов В.Н., Соколов В.И.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 5. С. 1654-1670.
- [7] *Дерюгин Л.Н.* // ДАН СССР. 1954. Т. 94. № 2. С. 203-206.
- [8] *Ковалев А.А., Кондратенко П.С., Левинский Б.Н.* // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. Вып. 3. С. 742-744.
- [9] *Ковалев А.А., Кондратенко П.С., Левинский Б.Н.* // РЭ. 1988. Т. 33. № 8. С. 1610-1616.
- [10] *Беляков Л.В., Ваксман В.И., Горячев Д.Н. и др.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 6. С. 100-105.
- [11] *Ordal M.A., Long L.L., Bell R.J. et al.* // Appl. Opt. 1983. Vol. 22. N 7. P. 1099-1119.

Всероссийский научно-исследовательский  
институт оптико-физических измерений  
Москва

Поступило в Редакцию  
14 июля 1992 г.