видно из рис. 2, КПД КЦАР оказывается довольно высоким ($\eta \sim \eta_{s.p.} \cdot J_1(X)$) и в отдельных случаях может превышать 50%.

Литература

[1] Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С., Петелин М.И., Юлпатов В.К. – В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 157–216.
[2] Братман В.Л., Денисов Г.Г., Офицеров М.М.– В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 127–159.
[3] Братман В.Л., Денисов Г.Г., Коровин С.Д., Офицеров М.М., Полевин С.Д, Ростов В.В.– В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с. 119–176.
[4] Петелин М.И. – Изв. вузов, Радиофизика, 1974, т. 17, № 6, с. 902–908.
[5] Клистроны. М.: Сов. радио, 1952. 226 с.

Институт теоретической
и прикладной механики
СО АН СССР, Новосибирск

Поступило в Редакцию
10 июня 1987 г.
В окончательной редакции
3 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 15 12 августа 1988 г.

АНОМАЛИИ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ОТРАЖЕНИИ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПЭВ НА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ КОНЕЧНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

А.Н. Долгина, А.А. Ковалев,
П.С. Кондратенко

Известно, что при резонансном возбуждении поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) на металлических поверхностях периодического профиля плоской монохроматической волной наблюдается эффект подавления зеркально отраженной волны [1]. В частности, при определенных значениях амплитуд профиля, малых по сравнению с длиной волны падающего излучения λ, отраженная волна подавляется полностью [2, 3].

В настоящей работе показано, что в случаях, когда лазерный пучок имеет либо малую длительность $t_u \ll T$, либо малый поперечный размер $R \ll L$, где T и L – время жизни и длина пробега ПЭВ, даже при оптимальных условиях для возбуждения поверхностных волн сильного подавления зеркально отраженной волны не происходит. При этом временные и пространственные характеристики отраженного пучка претерпевают сильные изменения.

Рассмотрим поверхность металла, профиль которой задан соотношением $z_* = b \sin \vec{g}\vec{r}$, где $\vec{g}$ – вектор обратной решетки, $\vec{r}$ – радиус-вектор. На нее падает импульс лазерного излучения, электрический вектор которого в предположении $R \gg \lambda$ представим в виде

$$\vec{E}^{(0)}(\vec{r},t) = \sum_{\sigma} E^{\sigma}(\rho^s, \rho^p, t)\, \vec{e}^{\sigma}(\vec{k})\, e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t}. \tag{1}$$

Здесь $\vec{k}$ – волновой вектор, $|\vec{k}| = k = \frac{\omega}{c}$, ω – частота падающего излучения; $\sigma = \{s, p\}$; $\vec{e}^{\sigma}(\vec{k})$ – единичные векторы поляризации

$$\vec{e}^{s}(\vec{k}) = \frac{1}{N^s}[\vec{n}\vec{k}], \quad \vec{e}^{p}(k) = \frac{1}{N^p}\left[\vec{k}[\vec{n}\vec{k}]\right], \tag{2}$$

N^{σ} – нормировочные множители, $\vec{n}$ – нормаль к невозмущенной поверхности, направленная в металл; $E^{\sigma}(\rho^s, \rho^p, t)$ – медленно меняющиеся в пространстве и времени проекции амплитуды поля, ρ^s и ρ^p – пространственные координаты в плоскости, перпендикулярной вектору $\vec{k}$, $\vec{\rho} = \rho^s \vec{e}^s(\vec{k}) + \rho^p \vec{e}^p(\vec{k})$.

Поле рассеянного излучения ищем в виде

$$\vec{E}^{(1)}(\vec{r},t) = \sum_{\sigma} \sum_{l=-\infty} E_l^{\sigma}(\rho_l^s, \rho_l^p, t)\, \vec{e}^{\sigma}(\vec{k}_l)\, e^{i\vec{k}_l\vec{r} - i\omega t}, \tag{3}$$

где E_l^{σ} – неизвестные амплитуды полей в соответствующих порядках дифракции, $\vec{\rho}_l$ – радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной вектору $\vec{k}_l$ $\vec{\rho}_l = \rho_l^s \vec{e}^s(\vec{k}_l) + \rho_l^p \vec{e}^p(\vec{k}_l)$, $\vec{k}_l = \vec{g}_l - \vec{n} k W_l$, $\vec{q}_l = \vec{q} + l\vec{g}$, $\vec{q}$ – проекция вектора k на невозмущенную поверхность, $W_l = \frac{1}{k}\sqrt{k^2 - q_l^2}$.

Рассмотрим возбуждение ПЭВ в порядке дифракции с номером $l = 1$. Для нахождения неизвестных амплитуд $E_{l=0}^{\sigma}$ представим поля $\vec{E}^{(0)}$ и $\vec{E}^{(1)}$ в виде разложений в интегралы Фурье по координатам ρ^{σ} и времени. Воспользуемся затем результатами работы [3], где для нашего случая получены аналитические формулы, выражающие парциальные амплитуды зеркально отраженной волны через парциальные амплитуды падающей. Подставив эти выражения в соответствующие интегралы Фурье и проведя вычисления, получаем

$$\begin{aligned} E_0^{\sigma}(\rho_0^s, \rho_0^p, \tau) = (-1)^{\delta_{s,\sigma}} E^{\sigma}(\rho_0^s, -\rho_0^p, \tau) + \frac{i-1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma'} \int_0^{\tau} d\tau' f(\tau - \tau') \times \\ \times \beta^{\sigma\sigma'} E^{\sigma'}\left(\rho_0^s - \alpha^s(\tau - \tau'),\ -\rho_0^p + \alpha^p(\tau - \tau'),\ \tau'\right). \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $\tau=\omega t$, t – время, отсчитываемое от момента прихода излучения в точку наблюдения; $\delta_{s,z}$ – символ Кронекера;

$$f(x)=e^{i\tilde{W}_1^2 x}\left\{\frac{1}{\sqrt{\pi x}}+ae^{a^2 x}\left[1+\Phi(a\sqrt{x})\right]\right\},$$

$$\tilde{W}_1^2=\frac{W_1^2}{\sqrt{F}},\quad F=2(1-\sin\psi\cos\varphi_1),\quad a=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[(\tilde{\xi}_2-\tilde{\xi}_1)+i(\tilde{\xi}_2+\tilde{\xi}_1)\right], \tag{5}$$

$$\tilde{\xi}_1=\frac{1}{\sqrt{F}}\left(\xi_1+F_1\frac{\varepsilon^2}{\cos\psi}\right),\quad \tilde{\xi}_2=\frac{1}{\sqrt{F}}\left(\xi_2+F_1\frac{\varepsilon^2}{|W_2|}\right),\quad F_1=1-\sin^2\psi\sin^2\varphi,$$

ψ – угол падения, φ – угол между векторами $\vec{q}$ и $\vec{g}$, φ_1 – угол между векторами $\vec{q}$ и $\vec{q}_1$, $\xi=(\xi_1-i\xi_2)$ – поверхностный импеданс металла; $|\xi|\ll 1$, $\varepsilon=\frac{bg}{2}\ll 1$, $\Phi(x)$ – интеграл вероятности;

$$\beta^{pp}=\frac{2\varepsilon^2\cos^2\varphi}{\sqrt{F}\cos\psi},\quad \beta=\frac{\varepsilon^2\sin 2\varphi}{\sqrt{F}},\quad \beta^{sp}=\beta^{ps},$$

$$\beta^{ss}=-\frac{2\varepsilon^2\sin^2\varphi}{\sqrt{F}};\quad \alpha^s=\frac{2\sin\varphi_1}{kF},\quad \alpha^p=\frac{2\cos\varphi_1\cos\psi}{kF}.$$

В дальнейшем для наглядности рассмотрим простейшую ситуацию, когда $E^s=0$, $\varphi=0$, $E^p(\rho^s,\rho^p,\tau)=E^p(\rho^s,\rho^p)\,\theta(\tau)\,\theta(\tau_u-\tau)$, где $\theta(x)=1$ при $x>0$ и $\theta(x)=0$ при $x<0$, $\tau_u=\omega t_u$. Будем также считать выполненным условие резонансного возбуждения ПЭВ $\tilde{W}_1=i\tilde{\xi}_2$ [3]. Проанализируем выражение (4) в двух наиболее интересных случаях. Первый из них соответствует пределу $R\to\infty$, т.е. E^p не зависит от $\vec{\rho}$. В этом случае имеем

$$E_0^p(\tau)=E^p\left\{\theta(\tau)\theta(\tau_u-\tau)+\frac{i-1}{\sqrt{2}}\beta^{pp}\left[P(\tau)-P(\tau_0)\right]\right\}, \tag{6}$$

где

$$P(x)=-\frac{(1+i)}{\sqrt{2}}\frac{\tilde{\xi}_2}{(a^2-i\tilde{\xi}_2^2)}\Phi(\tilde{\xi}_2\sqrt{ix})+\frac{a}{a^2-i\tilde{\xi}_2^2}e^{(a^2-i\tilde{\xi}_2^2)x}\left[1+\Phi(a\sqrt{x})\right],$$

$\tau_0=0$ при $\tau<\tau_u$ и $\tau_0=\tau-\tau_u$ при $\tau>\tau_u$. Нас будут интересовать короткие импульсы излучения, такие, что выполняются неравенства $\tilde{\xi}_2\sqrt{\tau_u}\ll 1$ и $|a|\sqrt{\tau_u}\ll 1$. Оценим степень подавления зеркально отраженной волны за время действия падающего импульса излучения. Введем величину η – отношение средней за время действия импульса интенсивности излучения в зеркально отраженной волне к интенсивности излучения в волне падающей. Используя (6), после усреднения по времени получаем

$$\eta \simeq 1 - \frac{2\mathcal{E}^2\sqrt{\tau_u}}{\sqrt{F}\cos\psi}\left(1+\tilde{\xi}_2\sqrt{\tau_u}\right). \tag{7}$$

В основном потери энергии обусловлены членом, пропорциональным $\sqrt{\tau_u}$, характеризующим незеркальное отражение части излучения в направлении вдоль поверхности. Член, пропорциональный τ_u, представляет собой долю энергии, затраченную на возбуждение ПЭВ. Следует отметить, что эта доля энергии растет с увеличением безразмерной амплитуды профиля $\mathcal{E}$, в то время как при воздействии непрерывного излучения полное подавление зеркального отражения наступает уже при $\mathcal{E}^2 = \xi_1 \cos\psi$ [3].

Как следует из (6), в рассматриваемом случае длительность зеркально отраженного сигнала значительно больше длительности падающего импульса. Для интенсивности $I_0(\tau)$ отраженной волны при $\tilde{\xi}_2\sqrt{\tau} \gg 1$ и $\tilde{\xi}_2 \gg \tilde{\xi}_1$ имеем

$$I_0(\tau) \simeq I \cdot \frac{16\mathcal{E}^4\tau_u^2\tilde{\xi}_2^2}{F\cos^2\psi}\, e^{-2\gamma\tau}, \tag{8}$$

где I – интенсивность падающего излучения, $\gamma = 2\tilde{\xi}_1\tilde{\xi}_2$. Послесвечение с характерным временем затухания $(\gamma\omega)^{-1} \sim T$ обусловлено радиационной гибелью ПЭВ, возбужденных во время действия падающего импульса.

Второй предельный случай соответствует $t_u \to \infty$. В предположении $E^p(\rho^s, \rho^p) = E^p\theta(R-\rho^p)\theta(R+\rho^p)$ выражения (6)–(8) описывают и эту ситуацию при соответствующей замене $\tau \to (\rho_0^p + R)(\alpha^p)^{-1}$, $\tau_u \to 2R(\alpha^p)^{-1}$, $\rho_0^p > -R$. В этом случае η – отношение средней по поперечному сечению пучка в пределах $-R \le \rho_0^p \le R$ мощности в отраженной волне к мощности в волне падающей. Интенсивность в зеркально отраженном пучке $I_0(\rho_0^p)$ при $\tilde{\xi}_2\sqrt{\rho_0^p(\alpha^p)^{-1}} \gg 1$ и $\rho_0^p > 0$ соответственно описывается формулой (8), откуда следует, что отраженный пучок по сравнению с падающим уширяется в направлении положительных значений ρ_0^p на характерное расстояние $\alpha^p\gamma^{-1} \sim L$. Поглощение излучения для этого случая при $R \ll L$ рассматривалось в работе [4].

Таким образом, в зависимости от длительности импульса и размера пучка падающего излучения могут реализоваться два противоположных предельных случая: полное подавление металлического отражения ($t_u \gg T$ и $R \gg L$) или практически полное отражение ($t_u \ll T$, $R \ll L$). В промежуточном же диапазоне длительностей и размеров пучка $t_u \sim T$, $R \sim L$ имеют место сильные (порядка единицы) искажения как пространственно-временной структуры отраженного излучения, так и его энергетических характеристик по сравнению с падающим излучением.

Литература

[1] Pockrand I. – J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, v. 9, N 17, p. 2423–2432.
[2] Maystre D., Petit R. – Opt. Commun., 1976, v. 17, N 2, p. 196–200.
[3] Гандельман Г.М., Кондратенко П.С. – Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 5, с. 246–248.
[4] Ursu I., Mihailescu I.N., Prokhorov A.M., Tokarev V.N., Konov V.I. – J. Appl. Phys., 1987, v. 61, N 7, p. 2445–2457.

Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений (ВНИИОФИ)

Поступило в Редакцию
5 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 15 12 августа 1988 г.

СДВИГОВЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В УПРУГИХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю.А. Косевич, Е.С. Сыркин

Наряду с поверхностными волнами Рэлея большой интерес для приложений представляют упругие поперечные волны со смещением, параллельным свободной поверхности твердого тела. Известно [1], что такие волны „неустойчивы" в том смысле, что даже небольшие изменения граничных условий или свойств среды могут превратить их в сдвиговые поверхностные волны. Среди сдвиговых поверхностных волн, нашедших широкое практическое применение и обладающих рядом любопытных особенностей, можно выделить чисто упругие волны Лява [2], электрозвуковые волны Гуляева–Блюстейна в пьезокристаллах [3, 4], магнитозвуковые в ферромагнетиках [5] и антиферромагнетиках [6, 7], а также упругие волны в полупространстве со свободной границей гребенчатого профиля [8] и на границе упругого тела с вязкой жидкостью (газом) [9].

В настоящей работе проанализированы сдвиговые поверхностные волны в твердотельных системах с трехмерной (металлы)[1] или двумерной (гетероструктуры) проводимостью, помещенных во внешнее магнитное поле. Рассмотрены проводящие системы с конечным

---

[1] В [1] аналогичная задача рассматривалась с некорректными граничными условиями, соответствующими отсутствию магнитного поля вне металла.