

05;07

## Диссипация энергии в условиях интерференции встречных волн в поглощающем слое

© В.В. Ефимов, Д.И. Семенцов

Филиал Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, 432700 Ульяновск, Россия

(Поступило в Редакцию 17 мая 1995 г. В окончательной редакции 14 ноября 1995 г.)

Формирование направленного интерференционно-го потока (ИП), возникающего при взаимодействии встречных электромагнитных волн в поглощающем слое, представляет интерес не только как одно из проявлений туннельной интерференции [1–4], но и с точки зрения баланса энергии в указанном процессе [5,6]. Интерференция встречных волн в поглощающей среде должна приводить к перераспределению тепловыделения внутри слоя, влияющему на формирование потоков лучистой энергии.

В настоящей работе исследуются особенности диссипации энергии в сильно поглощающем (металлическом) слое, на который падают с противоположных сторон две встречные когерентные волны. Для широкого интервала толщины рассмотрено влияние фазовых соотношений между встречными волнами на поглощение в слое энергии электромагнитного поля.

Пусть из вакуума на границы слоя, занимающего область пространства  $0 < y < d$  и описывающегося показателем преломления  $n = n_1 - in_2$ , нормально падают встречные линейно поляризованные плоские волны с частотой  $\omega$  и действительными амплитудами  $A$ ,  $B$ . Тогда  $y$ -компонента энергетического потока внутри слоя, определяемого вектором Умова–Пойнтинга  $\mathbf{S} = (c/8\pi) [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]$ , имеет вид

$$S = S_+ + S_- + S_{\downarrow\uparrow}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} S_{\pm} = & \pm \frac{c}{8\pi} |G|^2 \alpha_1 \exp(\pm 2k_2 y) \\ & \times \left\{ A^2 \exp(\pm 2k_2 d) (2 - \gamma \pm 2\alpha_1) + B^2 (2 - \gamma \pm 2\alpha_1) \right. \\ & \left. + 2AB \exp(\pm k_2 d) [\gamma \cos(\delta \pm k_1 d) \pm 2\alpha \sin(\delta \pm k_1 d)] \right\}, \\ S_{\downarrow\uparrow} = & \frac{c}{4\pi} |G|^2 \alpha_2 \\ & \times \left\{ A^2 [\gamma \sin(2k_1 d - 2k_1 y) + 2\alpha_2 \cos(2k_1 d - 2k_1 y)] \right. \\ & - B^2 [\gamma \sin(2k_1 y) + 2\alpha_2 \cos(2k_1 y)] \\ & + AB [(2 - \gamma - 2\alpha_1) \exp(-k_2 d) \sin(\delta + k_1 d - 2k_1 y) \\ & \left. - (2 - \gamma + 2\alpha_1) \exp(k_2 d) \sin(\delta - k_1 d + 2k_1 y)] \right\}. \end{aligned}$$

Здесь  $G = [2\alpha \cos kd + i(\alpha^2 + 1) \sin kd]^{-1}$ ,  $\alpha = 1/n = \alpha_1 + i\alpha_2$ ,  $\gamma = 1 - \alpha_1^2 - \alpha_2^2$ ,  $k = k_0 n = k_1 - ik_2$ ,  $k_0 = \omega/c$ ;  $\delta = \varphi_b - \varphi_a + k_0 d$  имеет смысл разности фаз волн на границах слоя. В отличие от [5,7], где слагаемые полного потока внутри слоя записывались по принципу принадлежности каждой из волн, в данном случае мы сочли более корректным определить их по принципу направленности. Так, затухающие с глубиной потоки  $S_+$  и  $S_-$  определяют перенос энергии вдоль и против оси  $y$  и формируются однонаправленными волнами, распространяющимися в слое, а осциллирующий по координате поток  $S_{\downarrow\uparrow}$  является результатом интерференции встречных волн.

Из закона сохранения энергии следует, что в любом сечении слоя объемная плотность мощности джоулева тепла будет определяться соотношением  $Q = -\text{div} \mathbf{S}$ , которое в нашем случае принимает вид

$$Q = Q_+ + Q_- + Q_{\downarrow\uparrow}, \quad (2)$$

где

$$Q_{\pm} = \frac{1}{2} \sigma |E_{\pm}|^2 = \pm 2k_2 S_{\pm},$$

$$\begin{aligned} Q_{\downarrow\uparrow} = & \frac{1}{2} \sigma (E_+ E_-^* + E_- E_+^*) = \frac{c}{2\pi} k_1 |G|^2 \alpha_2 \\ & \times \left\{ A^2 [\gamma \cos(2k_1 d - 2k_1 y) - 2\alpha_2 \sin(2k_1 d - 2k_1 y)] \right. \\ & + B^2 [\gamma \cos(2k_1 y) - 2\alpha_2 \sin(2k_1 y)] \\ & + AB [(2 - \gamma - 2\alpha_1) \exp(-k_2 d) \cos(\delta + k_1 d - 2k_1 y) \\ & \left. + (2 - \gamma - 2\alpha_1) \exp(k_2 d) \cos(\delta - k_1 d + 2k_1 y)] \right\}. \end{aligned}$$

Здесь  $E_{\pm}$  —  $z$ -компоненты электрических векторов волн, распространяющихся в слое вдоль и против оси  $y$ ;  $\sigma = n_1 n_2 \omega / 2\pi$  — удельная проводимость среды. Первые два слагаемые в правой части (2) определяют поглощение слоем лучистой энергии и являются положительными величинами. Третье интерференционное слагаемое может принимать как положительные, так и отрицательные значения в зависимости от фазовых соотношений между взаимодействующими встречными волнами. При этом величина  $Q$  является

всегда положительной, что говорит о процессе тепло-выделения при прохождении встречных волн через поглощающий слой. Меняя фазовые соотношения между встречными волнами, можно управлять мощностью джоулева тепловыделения. Ниже представлены расчетные зависимости потоков лучистой энергии и тепловыделения внутри слоя, полученные для заданных параметров поглощающей пленки и различной разности начальных фаз волн  $\Delta\varphi_{ba} = \varphi_b - \varphi_a$  при  $A = B$ . В качестве расчетных были выбраны оптические параметры меди для длины волны падающего излучения  $\lambda = 589.3$  нм:  $n_1 = 0.62$ ,  $n_2 = 2.57$  [8].

На рис. 1 приведено распределение по координате  $y$  нормированных полного потока лучистой энергии (а) и выделенного джоулева тепла (б) в пленке толщиной  $d = 20$  нм. Нормировка проводилась на величины  $S_0 = (c/8\pi)A^2$  и  $Q_0 = \sigma A^2$  соответственно. Из рисунка следует, что для достаточно малых толщин, а именно  $d \lesssim d_s$ , где  $d_s \approx 36.5$  нм — глубина скин-слоя выбранного металла, осцилляции ИП встречных волн не могут реализоваться. Поэтому распределения по координате полного потока лучистой энергии носят практически линейный характер. Обращает внимание тот факт, что величины полных потоков лучистой энергии и тепловыделения на границах и в каждом сечении слоя, несмотря на равенство амплитуд па-

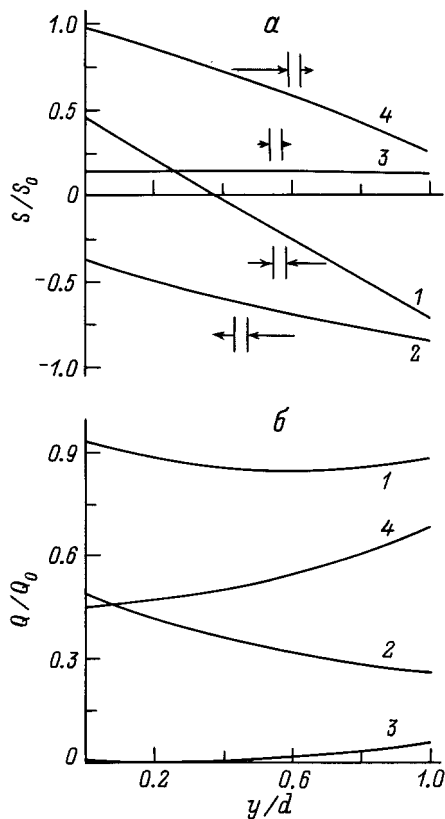


Рис. 1. Распределение по координате  $y$  нормированных полных потока  $S$  (а) и джоулева тепла  $Q$  (б) внутри слоя. 1 —  $\Delta\varphi_{ba} = 0.2$ , 2 —  $\pi/2$ , 3 —  $\pi$ , 4 —  $3\pi/2$ .

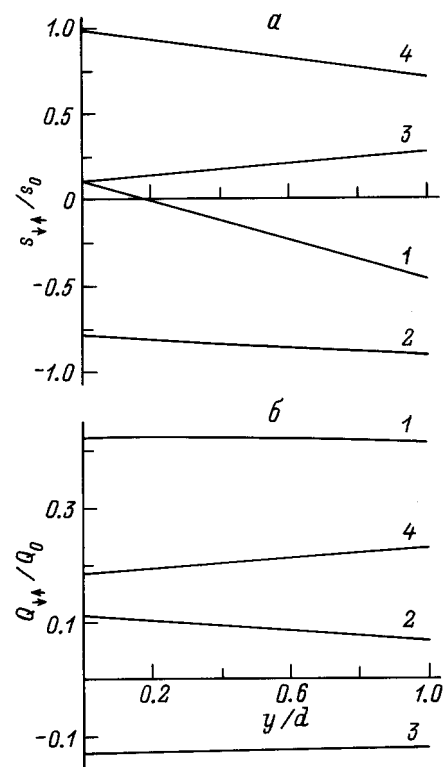


Рис. 2. Распределение по координате  $y$  нормированных ИП встречных волн  $S_{\uparrow\uparrow}$  (а) и связанного с ним джоулева тепла  $Q_{\uparrow\uparrow}$  (б) внутри слоя. 1–4 — то же, что и на рис. 1.

дающих встречных волн, существенно зависят от разности фаз  $\Delta\varphi_{ba}$ . Значения величины  $S(y)$  при  $y = 0$  и  $y = d$  определяют величины полного потока лучистой энергии вне слоя слева  $S(0)$  и справа  $S(d)$  ввиду его непрерывности при переходе через границы раздела сред. На вставках у кривых  $S(y)$  приведены в масштабе величины и направления установившегося полного потока вне слоя для каждой из разностей фаз. Для определенных фазовых соотношений (кривые 3) полный поток  $S(y)$  практически одинаков в любом сечении слоя, а тепловыделение в слое очень мало. Подобная нетривиальная ситуация, однако, не находится в противоречии с законом сохранения энергии, что следует из рис. 2, на котором представлены аналогичные зависимости для интерференционных слагаемых полного потока лучистой энергии  $S_{\uparrow\uparrow}$  и тепловыделения  $Q_{\uparrow\uparrow}$ . Формирующийся ИП встречных волн, распространяясь по слою, растет, компенсируя диссипацию потоков однонаправленных волн. Анализ показывает, что подобная компенсация не может быть абсолютно полной. Даже при условиях, способствующих наиболее эффективному интерференционному ослаблению диссипации, мощность электромагнитной энергии, поглощенной в пленке, отлична от нуля.

Разность значений полного потока на обеих границах слоя  $\Delta S$  будет определяться диссипацией энергии в нем

$$\begin{aligned} \Delta S &= \Delta S_a + \Delta S_b + \Delta S_{\text{int}}, \\ \Delta S_a &= \frac{c}{8\pi} A^2 D, \quad \Delta S_b + \frac{c}{8\pi} B^2 D, \\ \Delta S_{\text{int}} &= \frac{c}{\pi} AB |G|^2 \left[ \alpha_1 \gamma \cos k_1 d \operatorname{sh} k_2 d \right. \\ &\quad \left. + \alpha_2 (2 - \gamma) \sin k_1 d \operatorname{ch} k_2 d \right] \cos \delta, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $D = 1 - R - T$ ,  $R$  и  $T$  — энергетические коэффициенты отражения и пропускания поглощающего слоя [4,8].

Анализ (3) показывает, что при заданных параметрах слоя только разность фаз на его границах определяет вклад интерференции в процесс диссипации энергии. Наибольший вклад интерференционного поглощения имеет место при  $\delta = 2m\pi$ , наименьший — при  $\delta = (2m + 1)\pi$ , где  $m$  — целое. В этих случаях интерференционные потоки на границах слоя противоположны по направлению и равны по величине. Максимальная диссипация соответствует ситуации, когда ИП на границах раздела сред направлен в слой, а минимальная — когда от слоя. При условии  $A = B$ , соответствующем максимальной эффективности интерференционной диссипации, и вышеприведенных значениях  $\delta$  для  $d \ll d_s$  имеем  $\Delta S_{\text{int}} \approx \pm (\Delta S_a + \Delta S_b)$ .

На рис. 3 представлены зависимости нормированной мощности электромагнитной энергии, поглощенной в пленке, с учетом и без учета (штриховая кривая) интерференции встречных волн от толщины слоя  $d$  для различных  $\Delta\varphi_{ba}$  и вышеуказанных расчетных данных при  $A = B$ . Видно, что форма кривых, величина и положение их максимумов

существенно зависят от разности фаз волн. При  $\Delta\varphi_{ba} = \pi$  (кривая 5) для достаточно тонких слоев ( $d \ll d_s$ ) поглощение в слое стремится к своему минимальному значению, а величина полного потока вне слоя, как следует из (1), (3), — к нулю. Для толстых ( $d \gg d_s$ ) слоев интерференционным вкладом можно пренебречь, и поглощение фактически будет определяться величиной  $D \approx 1 - R$ .

## Список литературы

- [1] Колоколов А.А., Скороцкий Г.В. // УФН. 1992. Т. 162. № 12. С. 165–174.
- [2] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 20. С. 5–9.
- [3] Семенов Д.И., Ефимов В.В., Афанасьев С.А. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 11. С. 6–11. Там же 1993. Т. 19. Вып. 22. С. 84–88.
- [4] Ефимов В.В., Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 1994. Т. 77. Вып. 1. С. 72–76.
- [5] Толмачев В.В., Савичев В.В., Сидоренков В.В. // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. 1990. № 1. С. 125–133.
- [6] Минков И.М. // Опт. и спектр. 1985. Т. 58. Вып. 2. С. 466–469.
- [7] Sementsov D.I., Efimov V.V. // J. Phys. D. 1995. Vol. 28. P. 1225–1231.
- [8] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.

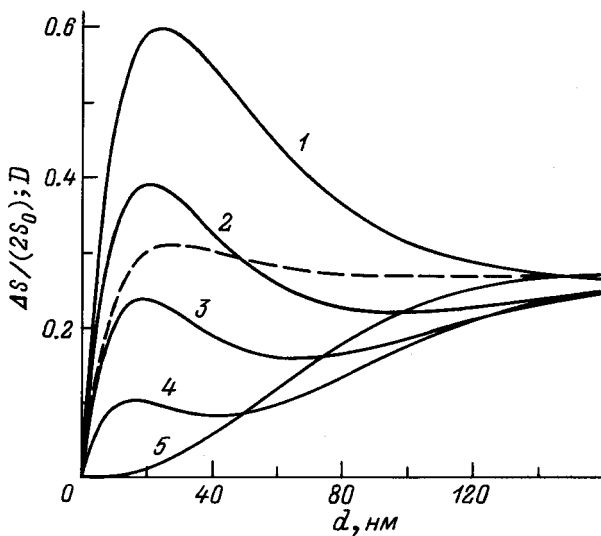


Рис. 3. Зависимости нормированной мощности электромагнитной энергии, поглощенной в слое, от толщины  $d$ . 1 —  $\Delta\varphi_{ba} = 0$ , 2 —  $\pi/3$ , 3 —  $\pi/2$ , 4 —  $2\pi/3$ , 5 —  $\pi$ . Штриховая кривая — зависимость  $Dd$ .