

- [4] Jackson G.S., Pan N., Feng M.S., Stillman G.E., Holonyak N.Jr., Burnham R.D. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. No. 20. P. 1629-1631.
- [5] Mostefaoui R., Chevallier J., Jalil A., Pesant J.C., Tu C.W., Kopf R.F. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. No. 1. P. 207-210.
- [6] Pavesi L., Martelli F., Martin D., Reinhart F.K. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. No 16. P. 1522-1524.
- [7] Pavesi L., Martin D., Reinhart F.K. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. P. 475-477.
- [8] McCluskey F.P., Pfeiffer L., West K.W., Lopata J., Schnoes M.L., remont-Smith W.C. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. No. 18. P. 1769-1771.

Поступило в Редакцию
1 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

26 октября 1990 г.

07

© 1990

ПРОСВЕТЛЕНИЕ ДИССИПИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ
ПРИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ВСТРЕЧНЫХ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

В.В. Сидоренков, В.В. Толмачев

Как известно, интерференционный поток энергии двух встречных плоских электромагнитных волн, распространяющихся в идеальной диэлектрической среде, отсутствует при любых значениях их амплитуд и начальных фаз. Действительно, в плотности интерференционного потока суммарного поля указанных волн $\vec{P}_{\text{ИНТ}} = [\vec{E}_1 \vec{H}_2] + [\vec{E}_2 \vec{H}_1]$ (в силу условия $E \sqrt{\epsilon \epsilon_0} = H \sqrt{\mu \mu_0}$) слагаемые компенсируют друг друга: $[\vec{E}_1 \vec{H}_2] = -[\vec{E}_2 \vec{H}_1]$. В настоящей работе показано, что когда среда поглощающая (и даже сильно поглощающая), интерференционный

поток встречных волн отличен от нуля и его можно использовать для своеобразного просветления диссипирующего слоя конечной толщины. Это явление, названное туннельной электромагнитной интерференцией, экспериментально установлено для металлических пленок в оптическом и СВЧ диапазонах [1, 2]. Ниже представлен анализ указанного явления.

Рассмотрим электродинамическую плоскую задачу, когда диссипирующий слой, представляющий собой однородную среду с электропроводностью σ , диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ и μ , ограничен бесконечными плоскостями $x = -d/2$ и $x = d/2$. Пусть в этих сечениях расположены источники, излучающее в слой встречные плоские электромагнитные волны частоты ω , распространяющиеся в положительном (волна a) и отрицательном (волна b) направлении оси x , одинаково линейнополяризованные вдоль оси y . В рассматриваемом случае волновое число комплексное $k = \alpha + i\beta$ [3], где

$$\alpha = \omega \left\{ \frac{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}{2} \left[\sqrt{1 + (\sigma / \epsilon \epsilon_0 \omega)^2} + 1 \right] \right\}^{1/2},$$

$$\beta = \omega \left\{ \frac{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}{2} \left[\sqrt{1 + (\sigma / \epsilon \epsilon_0 \omega)^2} - 1 \right] \right\}^{1/2},$$

ϵ_0, μ_0 — электрическая и магнитная постоянные.

Тогда напряженности электрического и магнитного полей обеих волн в среде будут иметь вид

$$E_{ay} = \operatorname{Re} \left\{ A_0 e^{-\beta x} e^{-i(\omega t - \alpha x - \varphi_0)} \right\},$$

$$H_{az} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\alpha + i\beta}{\mu \mu_0 \omega} A_0 e^{-\beta x} e^{-i(\omega t - \alpha x - \varphi_0)} \right\},$$

(1)

$$E_{by} = \operatorname{Re} \left\{ B_0 e^{\beta x} e^{-i(\omega t + \alpha x - \psi_0)} \right\},$$

$$H_{bz} = \operatorname{Re} \left\{ -\frac{\alpha + i\beta}{\mu \mu_0 \omega} B_0 e^{\beta x} e^{-i(\omega t + \alpha x - \psi_0)} \right\}.$$

Здесь амплитуды A_0, B_0 и фазы φ_0, ψ_0 обеих волн для удобства отнесены к срединной плоскости слоя $x=0$, в силу чего они снабжены индексом „0“. При этом амплитуды и фазы в плоскостях излучателей ($x = -d/2$ и $x = d/2$) связаны с ними следующим образом:

$$A = A_0 e^{-\beta d/2}, \quad B = B_0 e^{\beta d/2},$$

$$\varphi = \varphi_0 + \alpha d/2, \quad \psi = \psi_0 - \alpha d/2.$$

Составляя выражение для x -компоненты потока энергии суммарного электромагнитного поля обеих волн, усредненного по периоду колебаний $\langle P_x(x) \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ (E_{ay} + E_{by}) (H_{ax}^* + H_{bx}^*) \}$, получаем для потоков каждой из волн $\langle P_{ax}(x) \rangle$, $\langle P_{bx}(x) \rangle$ и интерференционного потока $\langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}}$ следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \langle P_{ax}(x) \rangle &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} (E_{ay} H_{ax}^*) = \frac{\alpha}{\mu \mu_0 \omega} \frac{A_0^2}{2} e^{-2\beta x} = \\ &= \frac{\alpha}{\mu \mu_0 \omega} \frac{A_0^2}{2} e^{-2\beta(x+d/2)}, \\ \langle P_{bx}(x) \rangle &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} (E_{by} H_{bx}^*) = \frac{\alpha}{\mu \mu_0 \omega} \frac{B_0^2}{2} e^{2\beta x} = \\ &= \frac{\alpha}{\mu \mu_0 \omega} \frac{B_0^2}{2} e^{2\beta(x-d/2)}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}} &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} (E_{ay} H_{bx}^* + E_{by} H_{ax}^*) = \\ &= -\frac{\beta}{\mu \mu_0 \omega} A_0 B_0 \sin(\psi_0 - \varphi_0 + 2\alpha x) = \\ &= -\frac{\beta}{\mu \mu_0 \omega} A B e^{-\beta d} \sin(\psi - \varphi - \alpha d + 2\alpha x). \end{aligned}$$

Видно, что энергетические потоки волн a и b $\langle P_{ax}(x) \rangle$ и $\langle P_{bx}(x) \rangle$, амплитуды которых пропорциональны действительной части волнового числа α , экспоненциально убывают в направлении распространения волн в поглощающей среде. Убывание этих потоков определяется мнимой частью волнового числа β , и при $\beta=0$ оба выражения переходят в обычные, независящие от координаты x выражения для усредненных потоков волн в идеальной диэлектрической среде.

Наряду с этим, интерференционный поток энергии $\langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}}$ обладает необычными свойствами. Прежде всего, его амплитуда пропорциональна мнимой части волнового числа β , а значит в идеальной диэлектрической среде, где $\beta=0$, интерференционный поток встречных волн отсутствует. Далее, при распространении интерференционного потока в поглощающей среде его амплитуда не зависит от x и определяется расстоянием между источниками излучения d . При разных x величина этого потока может принимать как положительные, так и отрицательные значения, осциллируя по x с пространственным периодом $l_x = \pi/\alpha$ (α — действительная часть волнового числа). Таким образом, в поглощающей среде, в отличие от идеальной диэлектрической среды, при суперпозиции полей двух электромагнитных волн, движущихся

навстречу друг к другу, возникает затухающий интерференционный поток энергии, величина и направление которого для данного сечения зависят от разности начальных фаз волн $\varphi - \psi$ и толщины слоя d . В силу этого реализуется своеобразное просветление диссипирующего слоя конечной толщины, когда интерференционный поток может превышать при $d \gg d_s$ ($d_s = \sqrt{2/\mu_0 \sigma \omega}$ - глубина скин-слоя) на несколько порядков обычный поток энергии одной волны, прошедшей через слой [1].

Отметим, что при распространении в поглощающей среде двух электромагнитных волн в одном направлении усредненная по периоду колебаний x -компонентов интерференционного потока энергии суммарного поля обеих волн будет равна

$$\langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}} = \frac{\alpha}{\mu \mu_0 \omega} A B e^{-2\beta x} \cos(\varphi - \psi). \quad (3)$$

Следовательно, интерференционный поток волн одного направления особенностей, аналогичных интерференционному потоку встречных волн, не имеет и является тривиальным, т.е. по мере распространения он затухает по тому же закону, что и энергетические потоки каждой из волн.

В реалистическом случае апертура потоков излучения конечна, а коллинеарность направлений распространения встречных волн задается углом $\mathcal{N} \pm \Delta \mathcal{E}$ ($\Delta \mathcal{E}$ - некоторый малый угол поворота, например, относительно оси y). Поэтому структура интерференционного потока в плоскости yz вдоль слоя также, как и по оси x , при $\Delta \mathcal{E} \neq 0$ будет обладать пространственным периодом

$$\langle P_x(x, z) \rangle_{\text{инт}} = -\frac{\beta}{\mu \mu_0 \omega} A B e^{-\beta d} \sin(\varphi - \psi - \alpha d + 2\alpha x + 2\alpha z \sin \Delta \mathcal{E}) \quad (4)$$

и его полное значение, например, для простейшей прямоугольной апертуры площадью $S_{\text{ан}}$ размерами a по оси y и b по оси z определится выражением

$$I_{\text{инт}} = \int_{S_{\text{ан}}} \langle P_x(x, z) \rangle_{\text{инт}} dy dz = I_0 \frac{\sin(\alpha b \Delta \mathcal{E})}{\alpha b \Delta \mathcal{E}}, \quad (5)$$

где $I_0 = \langle P_x(x, z) \rangle_{\text{инт}} \cdot S_{\text{ан}}$ при $\Delta \mathcal{E} = 0$.

Из (5) видно, что появление интерференционных полос приводит к резкому уменьшению амплитуды полного потока $I_{\text{инт}}$, следовательно, его существование ограничено сравнительно узкой областью углов $\Delta \mathcal{E}$. Экспериментально наличие интерференционных полос при интерференции встречных волн в поглощающей среде наблюдалось нами в металлических пленках в оптическом диапазоне

($\lambda = 6328 \text{ \AA}$). Методика эксперимента и установка описаны в [1]. Установлено, что при отклонении угла падения на образец второго луча относительно первого всего на величину $\Delta \varepsilon \sim 10'$ интерференционный поток исчезал полностью, а в пределах указанного интервала он осциллирует с периодом $\sim 3'$, качественно повторяя зависимость (5). Количественные оценки ($d_s \sim \frac{1}{\alpha} = 170 \text{ \AA}$, $S_{an} \sim 1 \text{ мм}^2$) по соотношению (5) вполне удовлетворяют эксперименту. В заключение подчеркнем, что обсуждаемые здесь интерференционные полосы являются электромагнитным аналогом полос Роуэлла-Андерсона, наблюдаемых при эффекте Джозефсона в сверхпроводниках [4].

Авторы благодарны проф. Н.А. Арманду за полезное обсуждение, стимулировавшее появление данной работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Сидоренко В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 21. С. 34-37.
- [2] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 3. С. 20-25.
- [3] Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма. М.-Л.: ГИТТЛ, 1948. 539 с.
- [4] Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона. М.: Мир, 1984. 639 с.

Московский государственный
технический университет
имени Н.Э. Баумана

Поступило в Редакцию
26 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

26 октября 1990 г.

02

© 1990

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ ПРОТЯЖЕННОГО СЛОЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ КЛАССИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Н.С. Г и н з б у р г, А.С. С е р г е е в

Когерентное индуцированное излучение пространственно-локализованных ансамблей неизохронных осцилляторов (классический аналог эффекта сверхизлучения Дике [1]) в последнее время привлекает все более растущий интерес как для электронных [2-7], так и акустических систем [8, 9]. Однако к настоящему времени эти эффекты исследованы преимущественно [5-9] только для ансамблей