Краткие сообщения по физике № 7-1985 г.

КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЗАТУХАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН, ОБУСЛОВЛЕННОГО СТОЛКНОВЕНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Э.М. Беленов, П.Н. Лускинович, Т.З. Мороз, В.И. Романенко, А.Г. Соболев, А.В. Усков

УДК 535.417

Вероятность поглощения электроном кванта поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) при его столкновении с границей металл-диэлектрик, полученная решением уравнения Шредингера, используется для вычисления константы затухания ПЭВ при Т = 0.

Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) используются в интегральной оптике, спектроскопии поверхности и других областях физики /1/. При этом важное значение имеет затухание ПЭВ. ПЭВ, распространяющиеся на границе металл-диэлектрик (МД), затухают из-за поглощения их энергии электронами металла. Поглощение может происходить при столкновении электрона в объеме металла (с примесями, фононами) и с границей МД. В работе рассмотрено затухание ПЭВ в предположении, что длина пробега электрона значительно больше глубины проникновения поля в металл, так что затухание связано лишь со столкновениями электронов с поверхностью. Таким образом, найден нижний предел скорости затухания поверхностных электромагнитных волн.

Пусть область $x > 0$ заполнена диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ_2, а область $x < 0$ – металлом с $\epsilon_1 = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ (ω_p – плазменная частота металла). Будем считать, что ПЭВ частоты ω распространяется по оси z. Поле ПЭВ можно описать потенциалами:

$$\varphi = \frac{H_0}{\epsilon_0 \omega \sqrt{-\epsilon_1 \epsilon_2}} \cos(\omega t - qz) f(x);$$
$$A_x = \frac{-q(\epsilon_1 + \epsilon_2) H_0}{\epsilon_0 \epsilon_1 \epsilon_2 \omega^2} \sin(\omega t - qz) f(x); \quad A_y = A_z = 0, \tag{1}$$

где $f(x) = e^{\kappa x}$ при $x \leqslant 0$ и $f(x) = e^{-\kappa_0 x}$ при $x \geqslant 0$; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; H_0 – магнитное поле ПЭВ на границе МД; $q = (\omega/c)\sqrt{(\epsilon_1\epsilon_2)/(\epsilon_1+\epsilon_2)}$; $\kappa = -\omega\epsilon_1/c\sqrt{-\epsilon_1-\epsilon_2}$; $\kappa_0 = \omega\epsilon_2/c\sqrt{-\epsilon_1-\epsilon_2}$; c – скорость света. Энергию электромагнитного поля W ПЭВ на единицу площади границы МД можно получить, интегрируя плотность электромагнитной энергии в диспергирующей среде /2/ по x:

$$W = \frac{H_0^2}{2\epsilon_0\omega c}\ \frac{(\epsilon_2-\epsilon_1)(\epsilon_2+\epsilon_1^2)}{\epsilon_1^2\epsilon_2\sqrt{-\epsilon_1-\epsilon_2}}. \tag{2}$$

В результате поглощения электронами энергии ПЭВ возникает поток поглощенной энергии Q_a от границы МД вглубь металла и поток поглощенной энергии Q_v от металла (если имеет место фотоэффект). Время жизни τ ПЭВ определяется соотношением $\tau = W/(Q_a + Q_v)$. Вероятности поглощения электроном кванта ПЭВ при столкновении с поверхностью МД, через которые выражаются Q_a и Q_v, можно найти из решения уравнения Шредингера:

$$i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \left[\frac{1}{2m}(-i\hbar\vec{\nabla}+e\vec{A})^2 - e\varphi + V(x)\right]\Psi;\quad V(x) = \begin{cases}0, & x\leqslant 0\\ \epsilon_F+\Phi, & x\geqslant 0\end{cases}, \tag{3}$$

где $\epsilon_F = \hbar^2k_F^2/2m$ – энергия Ферми; Φ – работа выхода в вакуум или в зону проводимости диэлектрика; $\vec{A}$ и φ даются (1). Решение уравнения Шредингера (3) в первом приближении по H_0 ищем в виде: $\Psi = \Psi_0 + \Psi_a + \Psi_e$, где Ψ_0 – решение невозмущенной задачи для электрона с энергией $E = (\hbar^2/2m) \times (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$. Функция Ψ_a имеет временную зависимость $\exp[-i(E + \hbar\omega)t/\hbar]$ и отвечает за поглощение кванта $\hbar\omega$, а Ψ_e – за излучение. Нас будет интересовать лишь поглощение, поскольку излучение при T = 0 запрещено принципом Паули. Ищем Ψ_a в виде:

$$\Psi_a = \exp[ik_y y + i(k_z+q)z - \frac{i}{\hbar}(E+\hbar\omega)t] \times$$

$$\times \begin{cases} C_0 e^{-ik_a x} + C_1 e^{(ik_x+\kappa)x} + C_2 e^{(-ik_x+\kappa)x} & (x\leqslant 0)\\ C_3 e^{ik_v x} + C_4(1-e^{-i\delta})e^{-(s+\kappa_0)x} & (x\geqslant 0), \end{cases}$$

где $\delta = 2\operatorname{arctg}(k_x/s)$, $s = \sqrt{(2m/\hbar^2)(\epsilon_F + \Phi) - k_x^2}$, $k_v =$
$= \sqrt{k_x^2 - (2m/\hbar^2)(\epsilon_F + \Phi - \hbar\omega) - q^2 - 2k_z q}$, $k_a = \sqrt{2m\omega/\hbar^2 + k_x^2 - q^2 - 2k_z q}$.
Из уравнения Шредингера и условий непрерывности при $x = 0$ получаем

$$C_1 = -C_2^*; \quad C_2 = \frac{eH_0\sqrt{-\epsilon_1 - \epsilon_2}}{2\hbar\epsilon_0\omega c\sqrt{-\epsilon_1\epsilon_2}} \times$$

$$\times \frac{\kappa - 2ik_x + \dfrac{2mc}{\hbar\sqrt{-\epsilon_1 - \epsilon_2}}}{\kappa^2 - 2i\kappa k_x + \dfrac{2m\omega}{\hbar} - q^2 - 2qk_z},$$

$$C_4 = \frac{eH_0\sqrt{-\epsilon_1 - \epsilon_2}}{2\hbar\epsilon_0\omega c\sqrt{-\epsilon_1\epsilon_2}} \quad \frac{\kappa_0 + 2s - \dfrac{2mc}{\hbar\sqrt{-\epsilon_1 - \epsilon_2}}}{\kappa_0^2 + 2\kappa_0 s - \dfrac{2m\omega}{\hbar} - q^2 - 2qk_z},$$

$$C_0 = \left[(k_v - k_x + i\kappa)(s - ik_x)C_2^* - (k_v + k_x + i\kappa)(s + ik_x)C_2 - 2k_x(s + \kappa_0 + \right.$$
$$\left. + ik_v)C_4\right]/(k_v + k_a)(s - ik_x),$$

$$C_3 = C_0 + [C_2(s + ik_x) - C_2^*(s - ik_x) + 2ik_xC_4]/(s - ik_x).$$

При $T = 0$ в единицу времени на единицу площади границы МД падает $2(\hbar k_x/m)(dk_x dk_y dk_z/(2\pi)^3)$ электронов с волновыми векторами в $dk_x dk_y dk_z$, которые с вероятностью $k_a|C_0|^2/k_x$ отражаются в глубь металла, поглотив квант $\hbar\omega$. Соответственно, поток

$$Q_a = \frac{\hbar^2\omega}{4\pi^3 m} \iiint k_a|C_0|^2 dk_x dk_y dk_z. \qquad (4)$$

Интегрирование ведется в полушаровом слое $\epsilon_F - \hbar\omega \leqslant (\hbar^2/2m)(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \leqslant \epsilon_F$, $k_x > 0$. Аналогично для Q_v имеем

$$Q_v = \frac{\hbar^2 \omega}{4\pi^3 m} \iiint \mathrm{Re}(k_v) |C_3|^2 dk_x dk_y dk_z. \tag{5}$$

Используя (2) и (5), (6), можно найти константу затухания $\gamma = 1/\tau = (Q_a + Q_v)/W$ и квантовый выход электронной эмиссии $\eta = Q_v/(Q_a + Q_v)$. Полагая $\Phi = \infty$, можно найти приближенное выражение для γ в области частот $v_F\omega_p/c < \omega < \Phi/\hbar$:

$$\gamma = \frac{\hbar^4 e^2 \epsilon_1^2 \epsilon_2 \sqrt{-\epsilon_1 - \epsilon_2}}{\pi^2 m^5 \omega^2 c^3 (\epsilon_2 - \epsilon_1)(\epsilon_2 + \epsilon_1^2)\epsilon_0} \left[F(k_F) - F\left(\mathrm{Re}\sqrt{k_F^2 - \frac{2m\omega}{\hbar}} \right) \right], \tag{6}$$

где

$$F(k) = \frac{k}{4}(k^2 + u^2)^{3/2} \left[g^2 \left(\frac{k^2}{3} + \frac{u^2}{2} \right) + k^2 \left(k^2 + \frac{u^2}{2} \right) + \frac{5}{64} u^4 \right] -$$

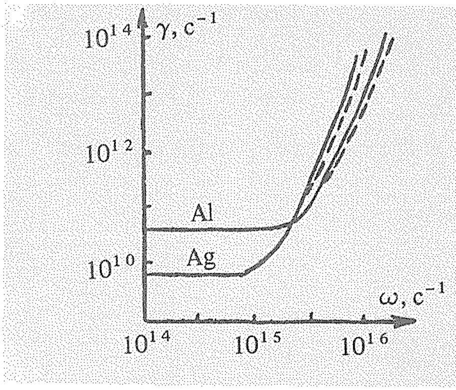
$$- (k^2 + u^2)^{1/2} \frac{ku^2}{8} \left[g^2 \left(k^2 + \frac{u^2}{2} \right) + \frac{5}{64} u^4 \right] - \frac{u^4}{8} \left[g^2 \left(k^2 + \frac{u^2}{2} \right) + \right.$$

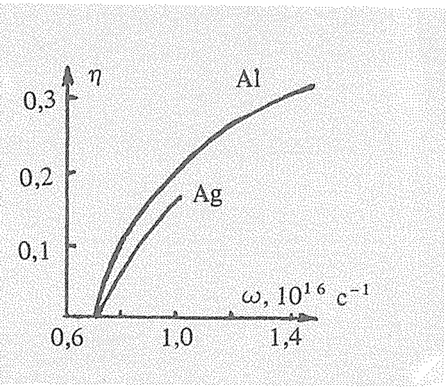
$$\left. + \frac{1}{4} k^2 (k^2 + u^2) + \frac{5}{64} u^4 \right] \ln[(k + \sqrt{k^2 + u^2})/u], \quad u = \sqrt{\frac{2m\omega}{\hbar}},$$

$$g = \frac{mc}{\hbar} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1(\epsilon_1 + \epsilon_2)}}.$$

Если $v_F\omega_p/c < \omega < \omega_p \sqrt{v_F/c}$, имеем

$$\gamma = 6\epsilon_2 (v_F/c)^3 \omega_p.$$





Р и с. 1. Зависимость константы затухания γ ПЭВ от частоты ω для серебра и алюминия.

Р и с. 2. Зависимость квантового выхода электронной эмиссии η от частоты ω ПЭВ для серебра и алюминия.

На рис. 1 показана зависимость $\gamma(\omega)$ для Ag ($\omega_p = 1{,}37\cdot10^{16}$ с$^{-1}$, Φ = = 4,3 эВ) и Al ($\omega_p = 2{,}33\cdot10^{16}$ с$^{-1}$, Φ = 4,25 эВ). Сплошные кривые соответствуют (6), пунктир – результаты численного интегрирования согласно (4) и (5). На рис. 2 показана зависимость квантового выхода эмиссии от ПЭВ.

Полученные результаты позволяют заключить, что при частотах, не слишком близких к максимальной частоте ПЭВ $\omega_p/\sqrt{1 + \epsilon_2}$, пробег ПЭВ в отсутствие поглощения внутри металла может составить величину $\sim$ 0,1 – 3 см.

Поступила в редакцию 16 апреля 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н и к и т и н Н. К., Т и щ е н к о А. Н. Зарубежная радиоэлектроника, № 3, 381 (1983).
2. Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.