01;07;11

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРИПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ ЭЛЕКТРОНОВ ЭМИССИИ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.В.Ивлев, М.А.Яковлев

Московский государственный технический университет им.Н.Э.Баумана, 107005, Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 6 июня 1994 г.)

Получено аналитическое решение для задачи о прохождении электромагнитных волн через приповерхностный термоэлектронный слой при наличии постоянного поля и определена комплексная диэлектрическая проницаемость этой среды. Определены коэффициенты прохождения и отражения в зависимости от частотного диапазона, характеристик конденсированного вещества и магнитного поля. Показано, что существуют резонансные частоты, при которых амплитуда проходящих электромагнитных волн резко уменьшается.

При воздействии лазерных импульсов с длительностью в единицы и десятки пикосекунд и энергией в импульсе порядка нескольких джоулей на металлические мишени, в результате термо-или фотоэлектронной эмиссии над поверхностью материала возникает слой электронов эмиссии, а на поверхности эмиттирующей мишени создается нескомпенсированный положительный заряд, что в совокупности образует электронейтральную систему. При облучении материалов, имеющих низкую работу выхода, лазерными импульсами с подобными характеристиками электроны эмиссии могут образовывать слабонеидеальную систему, находящуюся в состоянии неполного термодинамического равновесия. В этом случае наличие собственной вязкости в термоэлектронном слое может оказывать заметное влияние на прохождение излучения сквозь него вглубь материала эмиттера. Кроме того, качественным образом меняется комплексная диэлектрическая проницаемость термоэлектронов и имеет место эффект отрицательной проводимости [1].

В данной работе рассматривается совокупное влияние постоянного магнитного поля B и термоэлектронного слоя на прохождение электромагнитного излучения в материал эмиттера и определяется тензор комплексной диэлектрической проницаемости данной системы.

Так же как и в [1], плоская монохроматическая волна падает справа на поверхность эмиттера с распределенным над ним термоэлектронным слоем (поперечный размер эмиттера предполагается значительно превышающим характерную толщину термоэлектронного слоя и длину волны излучения, что позволяет полагать задачу одномерной). Расположим систему координат таким образом, что оси x и y лежат на поверхности эмиттера, а ось z направлена перпендикулярно ему слева направо. При этом магнитное поле лежит в плоскости yz и образует угол θ с осью z. В силу того что толщина термоэлектронного облака весьма мала, будем считать, что поле B однородно. С учетом этого запишем исходную систему уравнений для области $z > 0$ [2-4]

$$mn\Big(i\omega v_k + (dv_k/dz)v_z\Big) = qn\Big(E_k + [\mathbf{V},\mathbf{B}]_k\Big) + \eta\Big(d^2 v_k/dz^2\Big) +$$

$$+ \Big(\zeta + \eta/3\Big)\nabla_k\Big(dv_z/dz\Big), \tag{1}$$

$$\Big(\varepsilon'_{kl} - \delta_{kl}\Big)E_i + i\Big(qn/\varepsilon_0\omega\Big)v_k = 0, \tag{2}$$

$$d^2 E_k/dz^2 - \nabla_k\Big(dE_z/dz\Big) + (\omega/c)^2\varepsilon'_{kl}E_l = 0. \tag{3}$$

Здесь $k = x, y, z$; η и ζ — первая и вторая вязкости термоэлектронов; m и q — масса и заряд электрона, E_k — электрическое поле волны; $\mathbf{V} = (v_x, v_y, v_z)$ — вектор скорости; n — распределение термоэлектронов в области $z > 0$, имеющее вид

$$n(z) = n_0(1 + z/L)^{-h}, \tag{4}$$

где n_0 — приграничная концентрация термоэлектронов при $z = 0+$; $L \approx L_D$ — дебаевский радиус, соответствующий n_0; $h \approx 2$ [1].

В области $z < 0$, так же как и раньше, поле E имеет вид

$$E(z) = A\exp[ik_0\chi z]. \tag{5}$$

Здесь и далее $\chi = \tilde{n}_e - i\tilde{\varkappa}_e$ — комплексный коэффициент оптического преломления металла. В (1)–(3) учтено, что при наличии поля среда становится анизотропной, а тензор комплексной диэлектрической проницаемости ε'_{kl} — недиагональным.

Будем рассматривать высокочастотные волны, т.е. случай $\omega^2 \gg \omega_0^2$. Точно те же аргументы, что и в [1], позволяют в данном варианте пренебречь в уравнении (1) слагаемым qnE_k. Далее, поскольку характерным масштабом изменения параметров среды является L, то и масштабом изменения скорости также будет L. Основываясь на этом, можно записать, что инерционный член в (1) $\equiv i\omega v_k \geqslant (v_k/L)v_0 \gg (v_k L)v_z \simeq$ $\simeq (dv_k/dz)v_z \equiv$ конвективный член в (1) (v_0 — тепловая скорость термоэлектронов).

Оценки сделаны на основании того, что $\omega_0 L \approx v_0$ (так как $L \approx L_D$) и что скорость упорядоченного движения v_k предполагается значительно меньше тепловой v_0. Последняя оценка позволяет опустить в уравнении Навье–Стокса также и конвективный член. С учетом сделанных предположений уравнение (1) имеет следующий вид:

$$v''_x = L^2 n\Big[i(m\omega/\eta)v_x - (qB/\eta)\cos\theta v_y + (qB/\eta)\sin\theta v_z\Big],$$

$$v_y'' = L^2 n\Big[(qB/\eta)\cos\theta v_x + (m\omega/\eta)v_y\Big],$$

$$v_z'' = L^2 n\Big[-qB/(\zeta + 4\eta/3)\sin\theta v_x + im\omega/(\zeta + 4\eta/3)v_z\Big]. \qquad (6)$$

где $n = n_0(1+\xi)^{-2}$, $v_k'' = d^2 v_k/d\xi^2$, $\xi = z/L$.

В распределении (4) для определенности взята степень $h = 2$, но при этом аналитическое решение исходной системы уравнений может быть получено для любого значения степени h.

Будем искать решение (6) в виде $v(\xi) \sim (1+\xi)^g$. Определяющее уравнение имеет вид

$$(s - ir)^2(\lambda s - ir) + \mu^2\cos^2\theta(\lambda s - ir) + \mu^2\sin^2\theta(s - ir) = 0. \qquad (7)$$

Здесь $s = g(g-1)$, $r = m\omega n_0 L^2/\eta$, $\mu = qBn_0L^2/\eta$, $\lambda = \zeta/\eta + 4/3$. Это уравнение третьей степени по s Не будем сейчас останавливаться на его общем решении. В области малых углов θ с точностью до членов $0(\theta^2)$ можно переписать (7) в виде

$$(\lambda s - ir)\Big[(s - ir)^2 + \mu^2(1 - (\lambda - 1)\theta^2)\Big] = 0.$$

В области углов θ, близких к $\pi/2$, получаем с точностью до членов $0\left((\pi/2-\theta)^2\right)$

$$(s - ir)\Big[(s - ir)(\lambda s - ir) + \mu^2\Big(1 + (\lambda - 1)(\pi/2 - \theta)^2\Big)\Big] = 0.$$

Не будем больше рассматривать промежуточные случаи и остановимся далее на двух крайних вариантах.

а) $\theta = 0$. Система (6) в этом случае приобретает вид

$$v_x'' = (irv_x - \mu v_y)(1+\xi)^{-2},$$

$$v_y'' = (\mu v_x + irv_y)(1+\xi)^{-2}. \qquad (8а)$$

Скорость v_z в случае плоских волн, очевидно, тождественно равна нулю.

б) $\theta = \pi/2$. Система (6) приобретает вид

$$v_x'' = (irv_x + \mu v_z)(1+\xi)^{-2}, \qquad v_y'' = irv_y(1+\xi)^{-2},$$

$$v_z'' = (-\mu/\lambda v_x + ir/\lambda v_z)(1+\xi)^{-2}. \qquad (8б)$$

Уравнение (7) распадается и принимает вид

$$\theta = 0: \qquad \lambda s - ir - 0, \quad (s - ir)^2 + \mu^2 = 0; \qquad (7а)$$

$$\theta = \pi/2: \qquad s - ir = 0, \quad (s - ir)(\lambda s - ir) + \mu^2 = 0. \qquad (7б)$$

В (7б) корень $s = ir$ соответствует в (8б) уравнению для v_y, а два остальных — для v_x и v_z.

Для случая $\theta = 0$ (a) из (7a) получаем

$$g(g-1) = i(r-\mu),$$

$$g_{1,2} = 0.5\left[1 \pm \sqrt{1 + 4in_0L^2/\eta(m\omega \pm qB)}\right]. \tag{9}$$

Индексы 1 и 2 соответствуют знакам + и − под корнем. Для того чтобы скорость была конечна во всем пространстве, необходимо для g_1 взять знак − перед корнем, а для g_2 знак −, если $\omega > \omega_H$, и +, если $\omega < \omega_H$, где $\omega_H = (qB)/m$.

Поле при $\xi \to \infty$ представим в виде

$$E_x(\xi) = \exp[i\beta\xi] + R_x exp[-i\beta\xi],$$

$$E_y(\xi) = R_y \exp[-i\beta\xi]. \tag{10}$$

Граничные условия для системы (1)–(3) имеют вид

$$E_k(-0) = E_k(+0), \qquad dE_k/d\xi(-0) = dE_k/d\xi(+0),$$

$$v_k(-0) = v_k(+0), \qquad \varepsilon'_{ik}(z)\Big|_{z>z_B} = \delta_{ik}. \tag{11}$$

Здесь z_B — правая граница термоэлектронного облака.

Решая (8a) и (3) совместно с (11), получаем выражения для приведенного коэффициента прохождения в область $z < 0$

$$A_x/A_{x0} = 1 + 0.5\left[\frac{\Theta_1}{1-\Theta_1} + \frac{\Theta_2}{1-\Theta_2}\right],$$

$$A_y/A_{y0} = -0.5i\left[\frac{\Theta_1}{1-\Theta_1} - \frac{\Theta_2}{1-\Theta_2}\right]. \tag{12}$$

Приведенный коэффициент отражения

$$R_x/R_{x0} = 0.5\left[\frac{1-\Theta_1(J_1^+/J_1^-)(\chi+1)/(\chi-1)}{1-\Theta_1} + \right.$$

$$\left. + \frac{1-\Theta_2(J_2^+/J_2^-)(\chi+1)/(\chi-1)}{1-\Theta_2}\right], \tag{13}$$

$$R_y/R_{y0} = -i\left[\frac{\Theta_1[1-(J_1^+/J_1^-)(\chi+1)/(\chi-1)]}{1-\Theta_1} - \right.$$

$$\left. - \frac{\Theta_2[1-(J_2^+/J_2^-)(\chi+1)/(\chi-1)]}{1-\Theta_2}\right]. \tag{14}$$

Здесь

$$\Theta_{1,2} = \frac{(\varepsilon_M - 1)\beta(n_0/n_M)}{i(\chi+1)} J^{-}_{1,2}, \qquad J^{+-}_{1,2} = \int\limits_0^\infty (1+t)^{g_{1,2}-2} \exp[\pm i\beta t] dt,$$

A_k и R_k — безразмерные амплитуды прошедшей и отраженной волн с учетом приповерхностных термоэлектронов; A_{k0} и R_{k0} — то же, но без учета термоэлектронов.

Из формулы (9) явствует, что в области $\omega \approx \omega_H$ наступает резонанс и слагаемое, соответствующее корню g_2, асимптотически может уменьшить амплитуду проходящей волны в два раза. При граничной плотности $n_0 \sim 10^{26}$ м$^{-3}$ это соответствует значению магнитного поля B порядка нескольких единиц кТл. Это — очень сильное магнитное поле, но нам требуется, чтобы оно существовало только во время импульса облучения, и известен ряд способов получения сильных магнитных полей в течение короткого промежутка времени $\sim\tau_{\text{pulse}}$. Один из таких способов — пропускание импульса сильного тока через приграничный слой конденсированного вещества. Оценим величины необходимых для этого напряжений импульсного источника. При пропускании тока через тонкий слой толщиной δ магнитное поле вне слоя равно $B_{\text{pulse}} = 0.5\mu_0 j_{\text{pulse}}\delta$, где j_{pulse} — плотность импульсного тока. При толщине слоя $\delta \sim 10^{-2}$ м необходимая плотность тока равна $\sim 10^{11}$–10^{12} А/м^2 и соответствующая ей напряженность электрического поля $E_{\text{pulse}} \sim 10^3$–$10^4$ В/см. Сейчас существуют импульсные источники с напряжением $U_{\text{pulse}} \sim 10^6$ В, и поэтому нет никаких видимых проблем с получением необходимых магнитных полей. Очевидно, за время $\tau_{\text{pulse}} \ll \tau$ (τ — время электрон-решеточной релаксации) пропускание импульсного тока также не вызовет нагрева и разрушения материала эмиттера. Таким образом, нет нужды рассматривать особую среду с малыми металлическими частицами, как это было в отсутствие поля, чтобы влияние термоэлектронного облака на прохождение излучения было заметным.

Перейдем теперь к определению тензора комплексной диэлектрической проницаемости ε'_{kl}. Прежде всего следует отметить, что, как и в обычной магнитоактивной плазме, поля по осям x и y не могут привести к поляризации по оси z и наоборот. Следовательно, компоненты тензора $\varepsilon'_{xz} = \varepsilon'_{zx} = \varepsilon'_{yz} = \varepsilon'_{zy} = 0$. Далее, совершенно очевидно, что направления по осям x и y совершенно равнозначны. Поэтому $\varepsilon'_{xx} = \varepsilon'_{yy}$ и $\varepsilon'_{xy} = -\varepsilon'_{yx}$. Таким образом, остаются неопределенными три компоненты тензора ε'_{xx}, ε'_{xy}, ε'_{zz}. Первые две компоненты могут быть определены из уравнения (3) с точностью до следующего порядка малости по β:

$$\varepsilon'_{xx} = 1 + \frac{(n_0/n_M)(\varepsilon'_M - 1)\left[(1+\xi)^{g_1-2}[(1+\tilde{M})+i(1-\tilde{M})]+(1+\xi)^{g_2-2}[(1+\tilde{M})-i(1-\tilde{M})]\right]}{4(\cos\beta\xi + i\chi\sin\beta\xi)},$$

$$\varepsilon'_{xy} = \frac{(n_0/n_M)(\varepsilon'_M - 1)\left[(1+\xi)^{g_1-2}[(1-\tilde{M})-i(1+\tilde{M})]+(1+\xi)^{g_2-2}[(1-\tilde{M})+i(1+\tilde{M})]\right]}{4(\cos\beta\xi + i\chi\sin\beta\xi)}. \quad (15)$$

Здесь $\tilde{M} = (1-\Theta_2)/(1-\Theta_1)$.

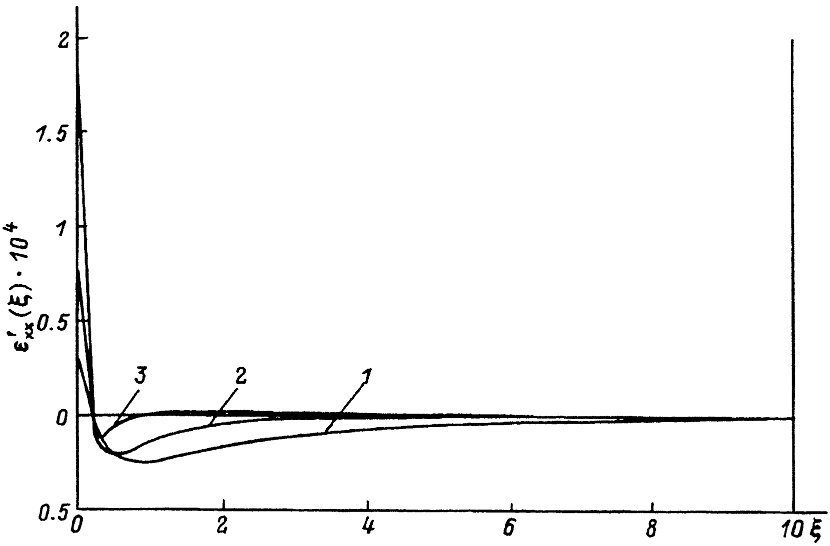

Рис. 1. Диэлектрическая проницаемость при $\omega/\omega_H = 1$ и $\omega/\omega_0 = 2$ (*1*), 4 (*2*), 10 (*3*).

Поскольку скорость v_z равна нулю, а из (3) следует, что $\varepsilon'_{zz}E_z = 0$, то поле E_z равно нулю и определить ε'_{zz}-компоненту не представляется возможным. Но поскольку поглощение падающего излучения определяется диагональными компонентами тензора ε'_{kl}, то интерес представляет прежде всего его ε'_{xx}-компонента. Графики действительной и мнимой частей ε'_{xx} представлены на рис. 1 и 2.

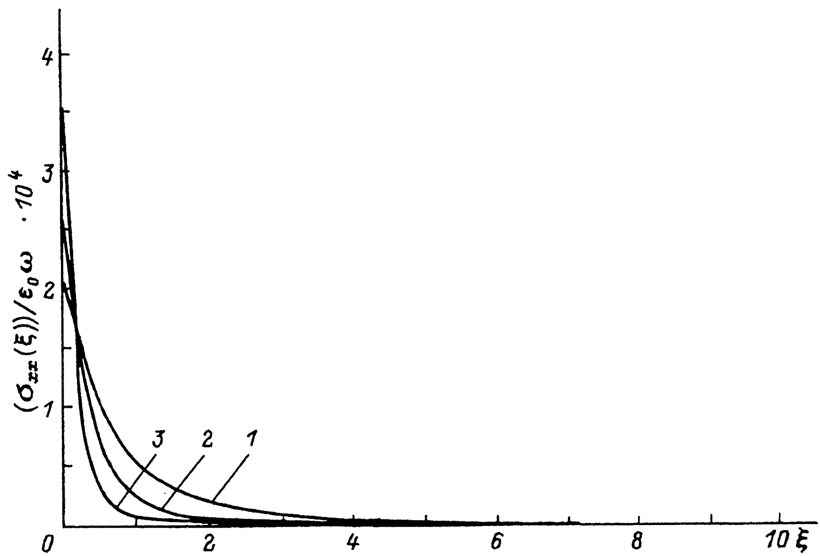

Рис. 2. Проводимость при $\omega/\omega_H = 1$ и $\omega/\omega_0 = 2$ (*1*), 4 (*2*), 10 (*3*).

В заключение отметим, что при устремлении B к нулю выражения (14), (15) естественно переходят в соответствующие выражения, полученные в [1]; при этом $g_1 = g_2$, $A_y = 0$, $R_y = 0$, $\varepsilon'_{xy} = 0$.

Для случая $\theta = \pi/2$ (б) из (8б) получаем

$$g(g-1) = i\mu\Big[\pm p + w + r/(\lambda\mu)\Big],$$

$$p = \frac{\sqrt{r^2(\lambda-1)^2 + 4\lambda\mu^2}}{2\lambda\mu}, \qquad w = r(\lambda-1)/(2\lambda\mu),$$

$$g_{3,4} = 0.5\left[1 \pm \sqrt{1 + 4i\mu(\pm p + w + r/(\lambda\mu))}\right]. \tag{16}$$

Здесь индекс 3 соответствует знаку + под корнем. Точно так же, как и в случае $\theta = 0$, для корня g_3 берется знак − перед корнем, а для корня g_4 надо взять знак −, если $\omega > \omega_H$, и +, если $\omega < \omega_H$.

При последующем расчете кроме прежних граничных условий используется условие неразрывности на границе $\xi = 0$

$$n_0 v_z = n_M v_{Mz}. \tag{17}$$

Кроме того, в случае $\theta = \pi/2$ следует учитывать направление поляризации падающей волны, поэтому в асимптотическое представление поля (10) для y-компоненты необходимо добавить слагаемое, соответствующее падающей волне. Опуская промежуточные вычисления, получаем выражение для приведенного коэффициента прохождения

$$A_x/A_{x0} = \Big[1 - (p+w)/2p\Theta_3\Big]^{-1}, \tag{18}$$

где

$$\Theta_3 = \frac{(\varepsilon'_M - 1)\beta(n_0/n_M)}{i(\chi+1)}\Big[J_3^- + (p-w)/(p+w)J_4^-\Big],$$

$$\varepsilon'_M = \varepsilon'_{Mxx} - \varepsilon'_{Mxy}\varepsilon'_{Myx}/\varepsilon'_{Mzz}.$$

Коэффициент A_y/A_{y0} равен найденному в [1] без учета магнитного поля, поскольку оно не оказывает никакого влияния на движение электронов вдоль своего направления.

В отличие от случая $\theta = 0$ в случае резонанса $\omega \approx \omega_H$ амплитуда волны E_x может неограниченно ослабевать при прохождении в область $\xi < 0$ и, когда материал эмиттера является хорошим проводником, коэффициент ослабления по амплитуде может достигать нескольких десятков, т.е. должна наблюдаться сильная экранировка поверхности материала вдоль направления поля B.

Относительный коэффициент отражения R_x/R_{x0} равен:

$$R_x/R_{x0} = \frac{2p/(p+w) - \Theta_3^+}{2p/(p+w) - \Theta_3^-}. \tag{19}$$

Здесь

$$\Theta_3^+ = \frac{(\varepsilon'_M - 1)\beta(n_0/n_M)}{i(\chi-1)}\Big[J_3^+ + (p-w)/(p+w)J_4^+\Big].$$

Коэффициент отражения R_y/R_{y0} также совпадает с найденным в [1].

Тензор ε'_{kl} имеет пять независимых компонент: ε'_{xx}, ε'_{yy}, ε'_{zz}, ε'_{xz}, ε'_{zx}, (ε'_{yy} — компонента при этом равна комплексной диэлектрической проницаемости, определенной в [1]).

Относительно ε_{kl} следует сделать еще одно замечание. Поскольку силы вязкого трения есть поверхностные, а не объемные силы, то и комплексная диэлектрическая проницаемость определяется граничными условиями, накладываемыми на среду. В результате этого тензор ε'_{kl} в других координатах нельзя просто преобразовать с помощью матрицы перехода (скажем, нельзя получить компоненты тензора для случая $\theta = \pi/2$, преобразуя тензор ε'_{kl} при $\theta = 0$ с помощью матрицы поворота на угол $\pi/2$). Таким образом, термин "тензор" в данном случае можно употреблять лишь условно, поскольку объект ε'_{kl} тензором, строго говоря, не является.

Список литературы

[1] *Ивлев А.В., Павлов К.Б., Яковлев М.А.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 9. С. 50–59.

[2] *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.

[3] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988.

[4] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992.