

07;09;05,11

©1994 г.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРИПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ ТЕРМОЭЛЕКТРОНОВ И ЭФФЕКТ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

А.В.Ивлев, К.Б.Павлов, М.А.Яковлев

Московский государственный технический университет им.Н.Э.Баумана,
107005

(Поступило в Редакцию 17 марта 1993 г.

В окончательной редакции 9 февраля 1994 г.)

Получено аналитическое решение для задачи о прохождении электромагнитных волн через приповерхностный термоэлектронный слой и определена комплексная диэлектрическая проницаемость этой среды. Показано, что при наличии вязкости существуют локальные области с отрицательной проводимостью. Определен частотный диапазон и характеристики конденсированного вещества, при которых термоэлектронный слой оказывает заметное влияние на прохождение электромагнитных волн.

При равновесном нагреве конденсированного вещества, под которым в дальнейшем мы будем, как правило, подразумевать металл, или же при импульсном лазерном воздействии на него возникают термоили фотоэлектронная эмиссии (в зависимости от частоты излучения и его плотности), приводящие к возникновению приповерхностного слоя электронов. При выполнении условий, о которых речь пойдет ниже, частота электрон-электронных столкновений в приповерхностном слое велика и время установления равновесия в нем значительно меньше всех характерных времен, присутствующих в задаче. Таким образом, вне зависимости от того, какой вид эмиссии преобладает, возникает состояние неполного термодинамического равновесия с температурой, соответствующей электронной компоненте, и поэтому в дальнейшем мы будем обобщенно называть электроны, образующие приповерхностный слой, термоэлектронами.

Особенностью системы поверхность эмиттирующего материала и облако приповерхностных электронов является то, что она электронейтральна лишь алгебраически; пространство над поверхностью эмиттера заполнено средой, состоящей из одних только термоэлектронов, а на поверхности эмиттера образуется избыточный положительный заряд, что в совокупности создает электростатическое поле E_s , стабилизирующее систему.

Электрофизические свойства такой системы представляют собой значительный теоретический и практический интерес, поскольку здесь определяющую роль в диссипации энергии внешнего излучения, поглощаемого термоэлектронами в поле E_s , может играть вязкостный механизм. Этот механизм диссипации не может наблюдаться в обычных квазинейтральных или частично заряженных средах, так как в них вязкость определяется тяжелой компонентой, в которой внешнее излучение не может создать заметного градиента скорости. Все это говорит о том, что в рассматриваемой среде можно ожидать появления эффектов, не свойственных обычным средам.

В работе [1] для стационарного режима вблизи плоской бесконечной поверхности эмиттера приведены распределения поля E_s и концентрации термоэлектронов n в одномерном приближении в зависимости от расстояния z до поверхности (ось z направлена слева направо)

$$E_s(z) = (2kT_0/qL)(1 + z/L)^{-1}, \quad n(z) = n_0(1 + z/L)^{-2}, \quad T(z) = T_0, \quad (1)$$

где T_0, n_0 — температура и концентрация термоэлектронов у поверхности $z = 0$ (зависимость n_0 от температуры и материала конденсированного вещества определена в [2]); $L = 2^{1/2}L_D$, L_D — длина дебаевского экранирования; q — абсолютная величина заряда электрона; k — постоянная Больцмана.

Ниже рассматривается взаимодействие приповерхностных электронов с электромагнитными волнами и связанное с этим определение диэлектрической проницаемости и проводимости среды. Задача при этом предполагается стационарной (при усреднении по периоду волны).

Пусть плоская монохроматическая электромагнитная волна падает справа нормально на термоэлектронный слой с распределением (1)

$$\mathbf{E}(z, t)|_{z \rightarrow \infty} = \mathbf{E}_B \exp[i(k_0 z + \omega t)], \quad \mathbf{E}_B = \text{const}, \quad k_0 = \omega/c,$$

ω — циклическая частота электромагнитной волны, вектор \mathbf{E} направлен по оси y (вдоль поверхности эмиттера).

Из выражения (1) следует, что термоэлектроны непрерывно распределены в области $0 < z < \infty$. Однако поскольку, согласно (1), концентрация термоэлектронов резко убывает при удалении от поверхности эмиттера с пространственным масштабом изменения L , то при проведении расчетов с достаточной степенью точности можно полагать, что термоэлектронное облако сосредоточено в области $0 < z < z_B$, где $z_B \approx 10^2 L$. Кроме того, в рассматриваемых условиях справедливо следующее соотношение: $L/L_{EM} \approx 10^{-5} - 10^{-6}$, где L_{EM} — линейный размер эмиттера, т.е. автоматически выполняется и условие $z_B \ll L_{EM}$. Следовательно, выражение (1), полученное для плоского бесконечного эмиттера, выполняется и в данном случае во всем рассматриваемом интервале $0 < z < z_B$. В соответствии с этим выражение для электромагнитной волны, падающей на термоэлектронный слой, записывается в виде

$$\mathbf{E}(z, t)|_{z \geq z_B} = \mathbf{E}_B \exp[i(k_0 z + \omega t)], \quad \mathbf{E}_B = \text{const}. \quad (1')$$

Электрическое поле волны в термоэлектронном облаке определяется из уравнения [3]

$$d^2 E/dz^2 + (\omega/c)^2 \epsilon'(z) E = 0, \quad \epsilon' \equiv \epsilon - i\sigma/(\epsilon_0 \omega), \quad (2)$$

где $\varepsilon'(z)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon(z)$ и $\sigma(z)$ — соответственно диэлектрическая проницаемость и проводимость термоэлектронов вдоль поверхности эмиттера.

Переменное электрическое поле вызывает движение термоэлектронов вдоль оси y со скоростью $v(z, t) = v(z)e^{i\omega t}$. Уравнение (2) дополняется уравнением Навье-Стокса и уравнением полного тока. Тогда с учетом (1) приходим к следующей системе уравнений:

$$d^2 v / dz^2 - i(m\omega n_0 / \eta)(1 + z/L)^{-2} v = (qn_0 / \eta)(1 + z/L)^{-2} E, \quad (3)$$

$$(\varepsilon' - 1)E - i(qn_0 / \varepsilon_0 \omega)(1 + z/L)^{-2} v = 0, \quad (4)$$

$$d^2 E / dz^2 + (\omega/c)^2 \varepsilon' E = 0. \quad (5)$$

Здесь m — масса электрона, η — коэффициент динамической вязкости электронного газа. Температура предполагается слабо зависящей от z . Как будет видно из последующего решения, масштаб пространственного изменения температуры, оценочно получаемый из общего уравнения переноса тепла, заметно превосходит масштаб изменения всех параметров задачи.

Условием применимости гидродинамического приближения является требование малости изменения параметров термоэлектронного облака на длине свободного пробега электрона l : $l = (2^{1/2} n_0 \sigma_e)^{-1}$, где σ_e — сечение электрон-электронных столкновений в термоэлектронном облаке.

Заметим, что электрически нейтральную систему положительно заряженной поверхности + отрицательное термоэлектронное облако можно рассматривать как совокупность диполей с характерным размером диполей $\sim L_D$. Тогда если прицельное расстояние p рассеиваемых электронов относительно рассеивающего электрона $\leq L_D$, то соответствующий потенциал взаимодействия убывает по кулоновскому закону $\varphi(r) \sim r^{-1}$. В то же время можно считать, что электроны с $p \gg L_D$ рассеиваются с потенциалом взаимодействия $\varphi(r) \sim r^{-2}$. Вследствие этого вкладом рассеиваемых электронов с прицельным расстоянием $p \geq p_m = \alpha L_D$ (α порядка единицы) в сечение σ_e можно пренебречь. Таким образом, σ_e определяется следующим выражением:

$$\sigma_e = 4\pi (q^2 / 4\pi \varepsilon_0 k T_0)^2 \ln \Lambda,$$

где

$$\ln \Lambda = \ln \left[1 + (4\pi \varepsilon_0 p_m k T_0 / q^2)^2 \right].$$

Поскольку характерным пространственным масштабом задачи является длина L , то условие применимости гидродинамического приближения принимает вид $l \ll L$ или

$$(\ln \lambda / 2\pi) \left[q^6 n_0 / (\varepsilon_0 k T_0)^3 \right]^{1/2} \gg 1. \quad (6)$$

Заметим, что неравенство (6) эквивалентно условию $\gamma \gg 1$, где $\gamma = q^2 / 4\pi \varepsilon_0 \langle r \rangle k T_0$ — параметр, характеризующий неидеальность системы, $\langle r \rangle$ — среднее расстояние между электронами. Тогда рассматриваемую среду, строго говоря, уже нельзя считать газом, поскольку

среднее расстояние становится соизмеримым с характерным размером частицы ($\sim \sigma_e^{1/2}$). По этой причине вязкость η термоэлектронов с увеличением γ начинает зависеть от концентрации. Действительно, при $\gamma \ll 1$ $\eta = \eta_g = (2/3\sigma_e)(mkT_0/\pi)^{1/2}$ не зависит от концентрации, при $\gamma \geq 40$ [4] для физически аналогичной среды (ионы в полностью ионизованной плазме) коэффициент вязкости $\eta \sim n^{17/18}$. При меньших γ (соответственно и меньших n) степень зависимости становится слабее. Поэтому в промежуточной области небольших γ можно применить интерполяционную формулу $\eta = \eta_g(1 + (n/n_*)^\alpha)$, где степень α монотонно меняется в зависимости от γ : $\alpha = 0$ при $\gamma \ll 1$, $\alpha = 1$ при $\gamma \gg 1$, n_* — концентрация, при которой $\gamma \simeq 1$. В данной задаче рассматривается случай $\gamma \geq 1$, когда в первом приближении можно пренебречь зависимостью коэффициента вязкости η от концентрации и считать его постоянным. Заметим, что при этом не нарушается исходное условие $l \ll L$, которое может выполняться и в области слабой неидеальности, так как при заметном сближении частиц фактическая длина свободного пробега становится меньше, чем рассчитанная по формуле $l = (2^{1/2}n\sigma_e)^{-1}$, т.е. условие (6) можно записать в виде слабого неравенства, что и соответствует $\gamma \geq 1$.

Между тем при равновесном нагреве выполнение даже ослабленного условия (6) практически неосуществимо, так как необходимая для этого приграничная концентрация термоэлектронов достигается, как правило, при температурах, превосходящих температуру кипения эмиттирующего материала.

Однако при облучении мишени мощными лазерными импульсами пикосекундной длительности ($\tau_{\text{pulse}} \leq 10^{-11}$ с) картина качественным образом меняется. Поскольку для металлов характерные значения времен электрон-решеточной релаксации $\tau \sim 10^{-10}$ с, а электрон-электронной релаксации $\tau' \sim 10^{-12}$ с, то за время импульса решетка фактически не нагревается, а электронная температура практически отслеживает временное изменение импульса облучения [5,6]. Электронная температура при этом может достигнуть нескольких десятков кК, а приграничная концентрация $n_0 \sim n_m$, где n_m — приграничная концентрация электронов в металле.

Следовательно, при длительности импульса ~ 10 пс для металла с типичным значением коэффициента теплообмена $\sim 10^{16}$ Дж/К · м³ максимальная температура решетки может вообще не достигать температуры плавления (поскольку $C_e \ll C_l$). Отметим, что при облучении полупроводников значение τ увеличивается, так как в полупроводнике концентрация свободных электронов n_m меньше, чем у металлов; при этом значение τ' остается неизменным, поскольку $C_e \sim n_m$ (при малых n_m электронная компонента не вырождена). Поэтому при облучении полупроводников длительность импульса может достигать десятков и сотен нс (при том, что температура решетки остается на исходном уровне).

Отметим также, что при выполнении условия $l \ll L$ время свободного пробега электрона значительно меньше, чем минимальная длительность импульса.

Система уравнений (3)–(5) должна быть решена с учетом следующих граничных условий:

$$E(-0) = E(+0), \quad dE/dz(-0) = dE/dz(+0). \quad (7)$$

$$v(-0) = v(+0), \quad \varepsilon'(z)|_{z \gtrsim z_B} = 1. \quad (8)$$

Переходя к безразмерной форме, получаем уравнение

$$(1 + \xi)^2 d^2 \Phi / d\xi^2 + 4(1 + \xi) d\Phi / d\xi + (2 - i\Omega)\Phi + i\Omega (\omega_0/\omega)^2 (1 + \xi)^{-2} \tilde{E} = 0, \quad (9)$$

где $\Phi \equiv (\omega_0/\omega)^2 (c/v_0)^2 d^2 \tilde{E} / d\xi^2 + \tilde{E}$, $\xi \equiv z/L$, $\tilde{E} \equiv (qL/2kT_0)E$, $v_0^2 = 2kT_0/m$, $\Omega \equiv m\omega n_0 L^2/\eta$, $\omega_0 \equiv (n_0 q^2/\varepsilon_0 m)^{1/2}$ — плазменная частота.

Уравнение (9) имеет аналитическое решение для высокочастотных электромагнитных волн $\omega^2 \gg \omega_0^2$. В этом случае оно упрощается и приобретает вид

$$(1 + \xi)^2 d^2 \Phi / d\xi^2 + 4(1 + \xi) d\Phi / d\xi + (2 - i\Omega)\Phi = 0. \quad (10)$$

При концентрациях термоэлектронов, удовлетворяющих ослабленному условию (6), ограничение на частоту соответствует $\omega \gtrsim 10^{14} \text{ с}^{-1}$. При этом, для того чтобы было применимо уравнение Навье–Стокса, период $2\pi/\omega$ должен быть велик по сравнению со временем свободного пробега электронов.

Отметим, что поскольку длительность импульса $\tau_{\text{pulse}} = 10^{-12} \text{ с}$, т.е. период волны $2\pi/\omega \ll \tau_{\text{pulse}}$, то использованное выше монохроматическое представление поля вполне оправдано. Кроме того, можно показать, что время установления профиля термоэлектронного облака $\tau_s \sim \omega_0^{-1}$. Для концентраций n_0 , удовлетворяющих условию $l \ll L$, величина $\tau_s \leq 10^{-14} \text{ с}$, т.е. $\tau_s \ll \tau_{\text{pulse}}$, следовательно, в течение всего импульса профиль облака можно считать неизменным. И последнее замечание: исходную систему уравнений (3)–(5) можно применять и в случае неполного вакуума. Действительно, при давлении $P \sim 10^2 - 10^3 \text{ Па}$ частота электрон-молекулярных столкновений $\sim 10^7 - 10^8 \text{ с}^{-1}$, т.е. в течение всего импульса этими столкновениями можно пренебречь.

Решение уравнения (10), конечное в области $z > 0$, имеет следующий вид:

$$E(z) = \left[d_1 + C_0/2i\beta \int_0^\xi (1+t)^{-g} \exp[-i\beta t] dt \right] \exp[i\beta \xi] + \\ + \left[d_2 - C_0/2i\beta \int_0^\xi (1+t)^{-g} \exp[i\beta t] dt \right] \exp[-i\beta t]. \quad (11)$$

Здесь $\beta = (\omega/c)L$. При больших $z \gtrsim z_B$ ввиду быстрой сходимости интегралов в (11) пределы в них можно заменить на ∞ . Далее,

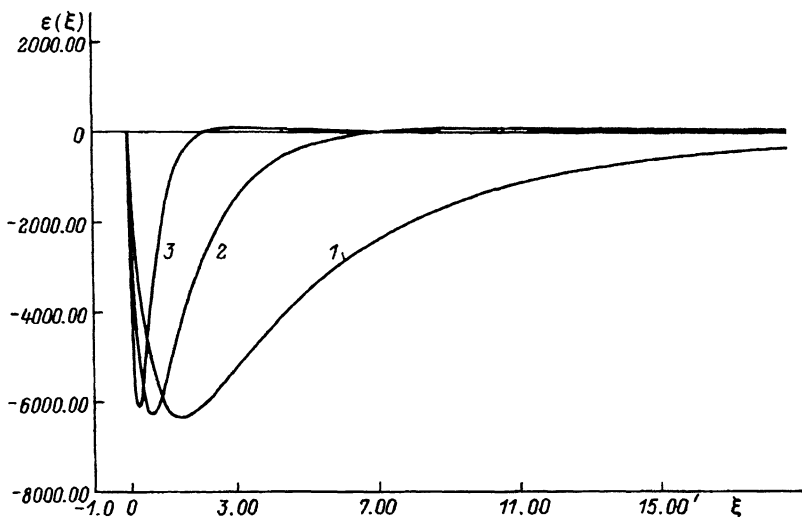


Рис. 1. Диэлектрическая проницаемость при ω/ω_0 .
1 — 2, 2 — 4, 3 — 10.

сравнивая (11) при больших z с выражением для волны на бесконечности $E(z) = E_B \exp[i\beta\xi] + R_B \exp[-i\beta\xi]$, получаем амплитуды прошедшей и отраженной волн, после чего с учетом условий (7), (8), используя (3)–(5), можно определить комплексную диэлектрическую проницаемость приповерхностных термоэлектронов $\varepsilon'(\xi)$ и коэффициенты отражения и прохождения электромагнитных волн через термоэлектронный слой

$$\varepsilon'(\xi) = 1 + \frac{(n_0/n_m)(\varepsilon'_m - 1)(1 + \xi)^{-g}}{\cos \beta\xi + (\tilde{\kappa}_e + i\tilde{n}_e) \sin \beta\xi - \beta(n_0/n_m)(\varepsilon'_m - 1) \int_0^\xi (1+t)^{-g} \sin \beta(\xi-t) dt},$$

$$\beta \equiv (\omega/c)L, \quad g \equiv 3/2 + (\Omega/2)^{1/2}(1+i), \quad \varepsilon'_m \equiv (\tilde{n}_e - i\tilde{\kappa}_e)^2. \quad (12)$$

Здесь \tilde{n}_e и $\tilde{\kappa}_e$ — коэффициенты преломления и поглощения в конденсированном веществе, обусловленные электронной компонентой. Отделяя в (12) действительную и мнимую части, определяем выражения для диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\xi)$ и проводимости $\sigma(\xi)$ (их графическое представление приведено на рис. 1 и 2). Особенностью полученного решения является существование областей размером в несколько L с отрицательной диэлектрической проницаемостью и проводимостью.

Физическое объяснение этого результата может быть получено при проведении прямой оценки слагаемых в уравнении (3), соответствующих силам вязкого трения и объемным электрическим силам. Можно показать, что при $\omega^2 \gg \omega_0^2$ возможна ситуация, когда первая сила значительно превосходит вторую. В этом случае образуются области, где движение массы заряда определяется силами вязкого трения и практически не зависит от поля волны. В результате электроны, двигаясь под действием сил трения, излучают больше энергии, чем поглощают падающего излучения, что и соответствует отрицательной проводимости в данной области. Кроме того, уместно провести

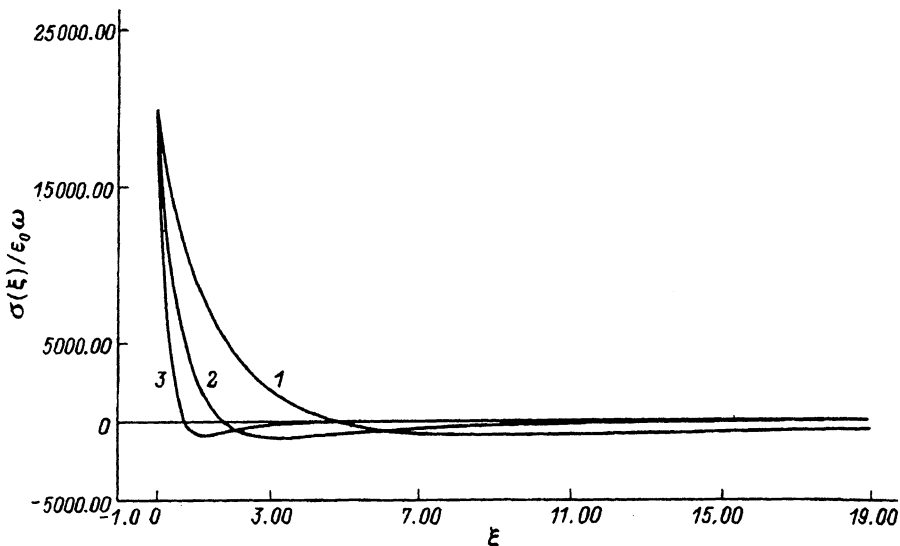


Рис. 2. Проводимость при ω/ω_0 .
1-3 — то же, что и на рис. 1.

некоторые параллели с плазмой. Дело в том, что даже для однородного слоя термоэлектронов ϵ' будет зависеть от волнового вектора k , что носит название пространственной дисперсии. В плазме же при наличии пространственной дисперсии [7] могут возникать области с отрицательной проводимостью, только в плазме это — результат теплового движения ($kL_D \gg 1$, т.е. плазма не является “холодной”), а в нашем случае причиной является наличие вязкости. Отметим, что возникновение локальных областей с отрицательной проводимостью не противоречит закону возрастания полной энтропии системы при необратимых процессах, так как в основной части термоэлектронного облака превалирует процесс диссипации, связанный с вязкостью.

Заметим, что как в отсутствие вязкости ($\eta \rightarrow 0$), так и при очень большой вязкости ($\eta \rightarrow \infty$), т.е. когда среда, очевидно, не должна оказывать заметного влияния на прохождение электромагнитной волны, получаем, согласно (12) и (2), $\epsilon \rightarrow 1$, $\sigma \rightarrow 0$ и эффект отрицательной проводимости исчезает.

Влияние термоэлектронного облака на прохождение электромагнитных волн к поверхности конденсированного вещества (коэффициент ослабления амплитуды) определяется из следующего выражения:

$$A/A_0 = \left[1 - \beta(n_0/n_m) \frac{\epsilon'_m - 1}{\tilde{n}_e + i(\tilde{n}_e + 1)} \int_0^{\infty} (1 + \xi)^{-g} \exp(-i\beta\xi) d\xi \right]^{-1}. \quad (13)$$

Здесь A_0 и A — соответственно амплитуды прошедших в область $\xi < 0$ волн без учета и с учетом термоэлектронов. Безразмерный коэффици-

ент отражения имеет вид

$$R/R_0 = \frac{1 - \beta(n_0/n_m) \frac{\epsilon'_m - 1}{\tilde{\kappa}_e + i(\tilde{n}_e - 1)} \int_0^\infty (1 + \xi)^{-g} \exp(i\beta\xi) d\xi}{1 - \beta(n_0/n_m) \frac{\epsilon'_m - 1}{\tilde{\kappa}_e + i(\tilde{n}_e + 1)} \int_0^\infty (1 + \xi)^{-g} \exp(-i\beta\xi) d\xi}. \quad (13')$$

При частотах $\omega \geq 10^{14} \text{ с}^{-1}$ свободные электроны практически не дают вклада в диэлектрическую проницаемость и проводимость материала, т.е. $\epsilon'_m \rightarrow 1$. Заметное влияние термоэлектронов на проходящую волну возможно на частотах, при которых начинаются прямые межзонные переходы в материале, т.е. при $\omega \geq 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Анализ (12) показывает, что в этом случае приповерхностные электроны уменьшают амплитуду на несколько процентов.

Отдельно рассмотрим случай, когда в качестве конденсированного вещества используется полупроводник со взвешенными в нем малыми частицами металла характерного размера R . В наиболее важном с точки зрения практики случае возбуждения дипольных электрических колебаний в частицах при условии, что длина волны $\lambda \gg R$, выражение для коэффициента поглощения δ в среде имеет следующий вид:

$$\delta = 18\pi\vartheta \epsilon_s^{3/2} / \lambda \frac{\epsilon_2}{(\epsilon_1 + 2\epsilon_s)^2 + \epsilon_2^2}, \quad (14)$$

где ϑ — объемная доля частиц, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, $\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ — диэлектрическая проницаемость металлических частиц.

Для температур $\sim 10^3 \text{ К}$ характерная концентрация электронов в зоне проводимости полупроводников $\sim 10^{24} - 10^{26} \text{ м}^{-3}$. При облучении поверхности лазерным импульсом с приведенными выше характеристиками металлическая частица в полупроводнике будет окружена облаком эмиттированных электронов с приграничной концентрацией порядка концентрации электронов в металле. В этом случае пространственный масштаб изменения концентрации эмиттированных электронов $\sim 10^{-10} \text{ м}$, поэтому для металлических частиц размером $R \geq 10^{-9} \text{ м}$ можно пренебречь влиянием эмиссии на концентрацию электронов в них.

Из (14), а также с учетом известного выражения коэффициента поглощения через проводимость $\delta = \sigma / \epsilon_0 c \tilde{n}_e$ определяем выражение для \tilde{n}_e и $\tilde{\kappa}_e$ рассматриваемой среды и из (13) — коэффициент ослабления амплитуды. В частности, при облучении такой среды электромагнитной волной с частотой $\omega \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и объемной долей малых частиц $\vartheta \sim 10^{-2}$ коэффициент ослабления (13) достигает значений нескольких десятых, т.е. возможна заметная экранировка поверхности.

При распространении низкочастотных ($\omega^2 \ll \omega_0^2$) электромагнитных волн через термоэлектронный слой можно показать, что силы вязкого трения становятся несущественными и из (3)–(5) следует

$$d^2 E / d\xi^2 + \beta^2 \epsilon'(\xi) E = 0, \quad (15)$$

$$\epsilon'(\xi) = 1 - (\omega_0 / \omega)^2 (1 + \xi)^{-2}. \quad (16)$$

Материал	B/B_0
W	0.9
Ta	0.5
C	0.2
TaC	0.2
ZrC	0.1
CaC ₂	0.01
ThO ₂	0.2
BaO	0.03

Согласно (16), в низкочастотном диапазоне отсутствует диссипация энергии электромагнитных волн в термоэлектронном облаке ($\text{Im } \varepsilon' = 0$), однако вследствие малой инерционности электронов возможна сильная поляризация среды (вблизи поверхности $\varepsilon' < 0$, $|\varepsilon'| \gg 1$), что может приводить к резкому ослаблению амплитуды волны при проникновении в глубь термоэлектронного облака и соответственно к заметному внутреннему отражению.

Точное решение задачи (15), (16), (7) приводит к следующему выражению для поля волны в области $\xi < 0$:

$$E(\xi) = B \exp [i\beta (\tilde{n}_e - i\tilde{\kappa}_e) \xi], \quad (17)$$

где

$$B = C_1 \frac{H_v^{(1)'} H_v^{(2)} - H_v^{(1)} H_v^{(2)'}}{[i(\tilde{n}_e - i\tilde{\kappa}_e) - (2\beta)^{-1}] H_v^{(2)} - H_v^{(2)'}}$$

$v = (1 - 2s)/2$, $C_1 = (\pi\beta/2)^{1/2} \exp[i(\beta - (2v - 1)\pi/4)]$, $s = \left(1/4 + (v_0/c)^2\right)^{1/2}$, $H_v^{(1,2)} = H_v^{(1,2)}(\beta)$ — функции Ганкеля первого и второго рода, $H_v^{(1,2)'} \equiv \equiv dH_v^{(1,2)}(x)/dx$.

При $\xi > 0$

$$E(\xi) = (1 + \xi)^{1/2} \left\{ C_1 H_v^{(1)}[\beta(1 + \xi)] + C_2 H_v^{(2)}[\beta(1 + \xi)] \right\}, \quad (18)$$

где $C_2 = [B - C_1 H_v^{(1)}] / H_v^{(2)}$.

Выражение для коэффициента ослабления амплитуды имеет следующий вид:

$$B/B_0 = \left[1 + (v_0/c) \{ (\omega_0/\omega) (\varepsilon_0 \omega_0 / \sigma_m) \}^{1/2} (1 - i) \right]^{-1} \exp[-i(\beta - (2v - 1)\pi/4)],$$

где σ_m — статическая проводимость материала.

Значения $|B/B_0|$ для некоторых материалов при температуре, близкой к температуре плавления и частоте падающей волны $\sim 10^3$ Гц (свистовые волны), приведены в таблице.

Приведенные в таблице результаты показывают, что для ряда материалов возможно эффективное экранирование в радиодиапазоне за счет поляризационного механизма.

Список литературы

- [1] *Афанасьев Ю.В., Канавин А.П.* // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 11. С. 2267–2271.
 - [2] *Павлов К.Б., Яковлев М.А.* // Изв. АН БССР. Сер. физикоэнергетических наук. 1989. № 1. С. 84–90.
 - [3] *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.
 - [4] *Berni B., Vieillefosse P.* // Phys. Rev. A. 1978. Vol. 18. N 5. P. 2345–2350.
 - [5] *Агранат М.Б., Анисимов С.И., Ашитков С.И.* // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 11. С. 3267–3276.
 - [6] *Anisimov S.I., Makshantsev B.I., Barsukov A.V.* // Opt. and Accoust. Rev. 1990. Vol. 1. N 1. P. 251–255.
 - [7] *Петров Ю.И.* Кластеры и малые частицы. М.: Наука, 1986. 386 с.
-