Физика низких температур, 1996, т. 22, № 10, с. 1147–1153

Бесстолкновительное затухание поверхностных плазмонов

В. Л. Фалько, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко

Институт радиофизики и электроники НАН Украины,
Украина, 310085, г. Харьков, ул. акад. Проскуры, 12
E-mail: yakovenko@ire.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 15 января 1996 г., после переработки 19 марта 1996 г.

В случае произвольной пространственной дисперсии получены спектр и бесстолкновительное затухание поверхностных электромагнитных волн в проводящей среде, граничащей с диэлектриком (или металлом). Исследованы квантовое и классическое приближения. Показано, что пространственная дисперсия диэлектрической проницаемости плазмы приводит к изменениям спектра, затухания и глубины проникновения поверхностной волны. При рассеянии электронов проводимости на потенциале волны наряду с затуханием Ландау возникает нерезонансный механизм бесстолкновительного затухания, который связан с электронами, движущимися вдоль нормали к границе. Нерезонансное затухание может быть того же порядка или превосходить затухание Ландау.

У випадку довільної просторової дисперсії одержано спектр і беззіткневе загасання поверхневих електромагнітних хвиль у провідному середовищі, яке межує з діелектриком (або металом). Досліджено квантове і класичне наближення. Показано, що просторова дисперсія діелектричної проникності плазми приводить до змін у спектрі, загасанні і глибині проникнення поверхневої хвилі. При розсіянні електронів провідності на потенціалі хвилі поруч з загасанням Ландау виникає нерезонансний механізм беззіткневого загасання, який пов'язан з електронами, що рухаються уздовж нормалі до границі. Нерезонансне загасання може бути одного порядку або перевершувати загасання Ландау.

1. Ограниченные плазмоподобные среды (металлы, полуметаллы, полупроводники, газоразрядная плазма) обладают рядом интересных особенностей по сравнению с безграничной средой. В частности, в таких средах могут возникать поверхностные колебания, спектр и затухание которых определяются не только электромагнитными свойствами сред, но и свойствами границы раздела [1–6]. В [1] приведено выражение для бесстолкновительного затухания поверхностных плазмонов в полуограниченной плазме при зеркальном отражении электронов от поверхности. Особенность этого затухания заключается в том, что оно обусловлено основной массой электронов и поэтому существенно превосходит бесстолкновительное затухание Ландау продольных ленгмюровских колебаний. Как известно, бесстолкновительное затухание продольных волн определяется только экспоненциально малой группой частиц, которые движутся синфазно с волной. Поле поверхностной волны с заданным законом дисперсии представляет собой бесконечно широкий набор пространственных гармоник по волновому вектору, перпендикулярному границе раздела, и в резонансе с этими гармониками могут находиться все электроны с отличной от нуля нормальной составляющей скорости. В [1] обсуждается классический случай, когда энергия плазмона $\hbar\omega$ значительно меньше температуры электронного газа T (в энергетических единицах). Между тем при низких температурах для твердотельной плазмы может выполняться противоположное неравенство, и в данном случае необходимо квантовомеханическое описание процесса взаимодействия заряженных частиц с полем поверхностной волны. Этому вопросу и посвящена предлагаемая статья.

2. Выбираем плоскость $y = 0$ в качестве раздела сред: в полупространстве $y > 0$ находится электронный газ, а область $y < 0$ заполнена диэлектриком с диэлектрической постоянной ε_1. Для определения спектра и затухания поверхностных колебаний необходимо решить совместно систему уравнений Максвелла и материальных уравнений в каждой из сред. Граничными условиями к этим системам уравнений являются условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитного $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ полей на плоскости $y = 0$, условия излучения на расстояниях, далеких от границы, и граничные условия для электронов проводи-

© В. Л. Фалько, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, 1996

мости. Предполагаем, что граница раздела сред представляет собой бесконечно высокий потенциальный барьер, упруго отражающий электроны в область $y > 0$. Систему координат выбираем таким образом, чтобы ось $0x$ совпала с направлением распространения волны. Зависимость всех переменных величин от координаты x и времени задается в виде $\exp\,[i(q_x x - \omega t)]$.

Рассмотрим электронную плазму, в которой эффективная частота ν столкновений электронов с различного рода объектами (примесями, квазичастицами и т.д.) мала по сравнению с частотой волны ω. В качестве материального уравнения используется линеаризованное уравнение для матрицы плотности $\hat{\rho}$. Плотность тока $\mathbf{I}(\omega, \mathbf{r})$ в линейном приближении имеет вид

$$\mathbf{I}(\omega, \mathbf{r}) = \mathrm{Sp}\,(\hat{\rho}\,\hat{\mathbf{j}}) =$$

$$= \sum_{n,\,m} \left\{ \rho_n^{(0)}\, \mathbf{j}_{nn}^{(1)}(\omega, \mathbf{r})\delta_{nm} + \rho_{nm}^{(1)}(\omega)\, \mathbf{j}_{mn}^{(0)}(\mathbf{r}) \right\} \equiv \mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_2 . \tag{1}$$

Индексы *0* или *1* относятся к равновесному или возмущенному состояниям электронов, а индексы n или m — к состояниям с импульсом $\mathbf{p}_n$ и $\mathbf{p}_m$. Матричные элементы операторов тока $\hat{\mathbf{j}}^{(0)}$ и $\hat{\mathbf{j}}^{(1)}$ определяются известным образом [7] через волновые функции электронов $\Psi_n^{(0)}(\mathbf{r})$. В случае бесконечно высокого барьера волновая функция равна [7]

$$\Psi_n^{(0)}(\mathbf{r}) = \left(\frac{2}{V}\right)^{1/2} e^{i(k_{nx}x + k_{nz}z)} \sin\,(k_{ny}y) \quad (y > 0) \tag{2}$$

($k_{ny} = n\pi/L_y$; $n = 1, 2\ \ldots$; L_i — размер образца вдоль i-оси; V — его объем).

Равновесная плотность $\rho_n^{(0)}$ описывается функцией распределения Ферми–Дирака, так что

$$\sum_n \rho_n^{(0)} \Psi_n^{(0)*} \Psi_n^{(0)} = N(y), \tag{3}$$

$N(y)$ — концентрация электронов в точке y. Возмущенная матрица плотности $\rho_{nm}^{(1)}$ находится из волнового уравнения. Ее фурье-образ по времени имеет вид

$$\rho_{nm}^{(1)}(\omega) = \frac{\rho_n^{(0)} - \rho_m^{(0)}}{\hbar(\omega_{nm} - \omega)} H_{nm}\ ;\ \omega_{nm} = \frac{\hbar(k_n^2 - k_m^2)}{2m}\ ;$$

$$H_{nm} = \int \Psi_n^{(0)*}(\mathbf{r}) \hat{H}^{(1)}(\omega, \mathbf{r}) \Psi_m^{(0)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r};$$

$$\hat{H}^{(1)}(\omega, \mathbf{r}) = \frac{ie\hbar}{2mc} \left\{ \nabla \mathbf{A}(\omega, \mathbf{r}) + \mathbf{A}(\omega, \mathbf{r})\nabla \right\}, \tag{4}$$

$\mathbf{A}$ — векторный потенциал, $\mathbf{E} = -(1/c)(\partial \mathbf{A}/\partial t)$, m — масса электрона проводимости.

В дальнейшем при вычислении (1) перейдем от суммирования по $\mathbf{k}_n$ и $\mathbf{k}_m$ к интегрированию. Ток $\mathbf{I}(\omega, \mathbf{r})$ представляет собой сумму двух слагаемых. Первое, $\mathbf{I}_1(\omega, \mathbf{r})$, имеет вид

$$\mathbf{I}_1(\omega, \mathbf{r}) = -\frac{e^2}{mc} \mathbf{A}(\omega, \mathbf{r}) N(y), \tag{5}$$

где связь тока и поля носит локальный характер. Отметим, что зависимость концентрации N от координаты y существенна только вблизи границы на расстояниях порядка длины волны де-Бройля электрона λ_D; на расстояниях $y > \lambda_D$ концентрация $N(y)$ является константой, N_0. Пространственная дисперсия, обусловленная движением электронов проводимости в поле волны и наличием границы, определяет особенности второго слагаемого, $\mathbf{I}_2(\omega, \mathbf{r})$. Связь тока $\mathbf{I}_2(\omega, q_x, y)$ и потенциала $\mathbf{A}(\omega, q_x, y)$ выражается через интеграл

$$I_{2i}(\omega, q_x, y) = \int Q_{ij}(\omega, q_x, y, y')\, A_j(\omega, q_x, y') dy'. \tag{6}$$

Ток $\mathbf{I}_1$ имеет недиссипативный характер и поэтому дает вклад только в спектр собственных колебаний. В отличие от него ток $\mathbf{I}_2$ содержит диссипативную и недиссипативную части (это следует из выражения для $\rho_{nm}^{(1)}$, в котором нужно учесть малое затухание волны). Именно с диссипативной частью тока $\mathbf{I}_2$ связано бесстолкновительное затухание поверхностной волны.

В общем случае ядро интегрального соотношения (6) не является разностным и уравнения Максвелла с током (5) и (6) представляют собой систему интегро-дифференциальных уравнений, поэтому невозможно ввести тензор диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{q})$, как в однородной среде, и найти спектр и затухание поверхностных колебаний из дисперсионного уравнения.

В квантовом пределе

$$\hbar\omega >> pv \tag{7}$$

(p, v — средние значения импульса и скорости электронов) спектр и затухание можно найти, если выполняется неравенство

$$p >> \hbar q_x \quad (\lambda_D << 1/q_x)\ . \tag{8}$$

Отметим, что неравенства (7) и (8) автоматически соответствуют условию слабой пространственной дисперсии

$$\omega >> q_x v. \qquad (9)$$

Выполнение неравенства (8) означает, что в токе I_1 из (5) можно положить $n(y) \simeq n_0$, а из условия слабой пространственной дисперсии (9) следует, что недиссипативная часть тока I_2 мала по сравнению с током I_1. Тогда дисперсионное соотношение совпадает с известным законом дисперсии поляритонов

$$q_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon(\omega)\varepsilon_1}{\varepsilon(\omega)+\varepsilon_1}; \qquad \varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$$

и при $c \to \infty$ переходит в выражение

$$\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{\varepsilon_0 + \varepsilon_1} \qquad (10)$$

(ω_0 — ленгмюровская частота; ε_0 — диэлектрическая постоянная решетки).

Бесстолкновительное затухание γ вычислим, исходя из выражения для изменения энергии электромагнитного поля поверхностной волны в результате ее взаимодействия с диссипативным током в I_2 и подставляя поле волны $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ в приближении, когда отсутствует пространственная дисперсия:

$$E_x = iE_0\, e^{-|q_x|y} e^{i(q_x x - \omega t)}; \quad E_y = \frac{iq_x}{|q_x|}E_x .$$

Затухание γ при $c \to \infty$ имеет вид

$$\gamma = -\frac{\omega}{\hbar}\sum_{\mathbf{p}_n, \mathbf{p}_m}\frac{|H_{nqm}|^2}{W}\left(\rho_n^{(0)} - \rho_m^{(0)}\right)\delta\left(\omega_{nm} - \omega\right), \qquad (11)$$

где энергия плазмона

$$W = \frac{L_x L_z}{4\pi|q_x|}\frac{\partial}{\partial\omega}\left\{\omega[\varepsilon(\omega)+\varepsilon_1]\right\}|E_0|^2;$$

H_{nqm} — матричный элемент энергии взаимодействия электронов проводимости с q-ой гармоникой поля поверхностной волны:

$$\frac{|H_{nqm}|^2}{W} = \frac{16e^2\pi^3 q_x^2\hbar^4}{m^2\omega_0^2 L_y^2}\delta\left(p_{mx} - p_{nx} + \hbar q_x\right)\delta\left(p_{mz} - p_{nz}\right)\frac{p_{ny}^2 p_{my}^2 (p_n^2 - p_m^2)^2}{\left[\hbar^2 q_x^2 + (p_{ny} + p_{my})^2\right]^2\left[\hbar^2 q_x^2 + (p_{ny} - p_{my})^2\right]^2}. \qquad (12)$$

Из (12) видно, что при взаимодействии частицы и поверхностной волны выполняются законы сохранения только для тангенциальных компонент импульса системы: для его нормальной компоненты закон сохранения не выполняется из-за неоднородности среды вдоль оси $0y$.

Формула (11) для γ является универсальной, поскольку она описывает как квантовое ($\hbar\omega > pv$), так и классическое ($\hbar\omega < pv$) приближения.

В случае невырождённого электронного газа получим

$$\gamma = -\frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}}\frac{\varepsilon_0(\varepsilon_0+\varepsilon_1)}{\varepsilon_1^2}\frac{T}{\hbar\omega}\left(1 - e^{-\hbar\omega/T}\right)|q_x|v_T\int_{-\infty}^{\infty} dx\, e^{-x^2}x^2\sqrt{x^2 + (\hbar\omega/T)}; \qquad (13)$$

для вырожденного электронного газа

$$\gamma = -\frac{3}{\pi}\frac{\varepsilon_0(\varepsilon_0+\varepsilon_1)}{\varepsilon_1^2}\frac{\varepsilon_F}{\hbar\omega}|q_x|v_F\int_{-1}^{1} dx\, x^2\sqrt{x^2 + (\hbar\omega/\varepsilon_F)}. \qquad (14)$$

В квантовом приближении бесстолкновительное затухание имеет вид для невырожденного газа

$$\gamma = -2\sqrt{2}\,\frac{\varepsilon_0(\varepsilon_0+\varepsilon_1)}{\varepsilon_1^2}\sqrt{T/\hbar\omega}\;|q_x|v_T$$
$$(|q_x|v_T << \omega,\ T << \hbar\omega); \qquad (15)$$

для вырожденного Ферми-газа

$$\gamma = -\frac{2}{\pi}\frac{\varepsilon_0(\varepsilon_0+\varepsilon_1)}{\varepsilon_1^2}\sqrt{\varepsilon_F/\hbar\omega}\;|q_x|v_F$$
$$(|q_x|v_F << \omega,\ \varepsilon_F << \hbar\omega). \qquad (16)$$

Из формул (13) и (14) легко получить бесстолкновительное затухание в классическом приближении, и выражения для них с точностью до численных коэффициентов совпадают с результатами, приведенными в [1].

3. В этом разделе приведем аналитические выражения для спектра и затухания поверхностных волн на границе плазмоподобной среды с диэлектриком в классическом приближении, когда выполняются неравенства

$$\hbar\omega << pv; \quad \hbar q << p \quad (q = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}) \qquad (17)$$

при произвольной пространственной дисперсии.

Вычисления показывают, что в случае (17) в токе I_2 (6) с точностью до малых членов порядка $\hbar q/p << 1$ интегральное ядро является разностным ($Q_{ij}(\omega, q_x, y, y') \approx Q_{ij}(\omega, q_x, |y - y'|)$). Уравнения Максвелла можно решить с помощью преобразований Фурье, вводя тензор диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ik}(\omega, q_x, q_y)$, вид которого совпадает с ε_{ik} для безграничной изотропной среды [1]. Насколько нам известно, аналитические выражения для спектра и затухания поверхностных волн были получены из дисперсионного уравнения в приближении слабой пространственной дисперсии. При произвольной пространственной дисперсии спектр удобно вычислять из дисперсионного уравнения, а затухание — используя формулу (11).

Пространственная дисперсия приводит к изменению области локализации поверхностных колебаний в плазме. Кроме колебания, затухающего на глубине $l_1 = 1/|q_x|$, появляется колебание с глубиной проникновения $l_2 = r_D$ (r_D— радиус экранирования). Электрическое поле является суперпозицией этих парциальных колебаний:

$$E_x(y) =$$

$$= iE_0\left\{e^{-|q_x|y} - |q_x| r_D \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\omega^2} e^{-y/r_D}\right\} e^{i(q_x x - \omega t)};$$

$$E_y(y) =$$

$$= -E_0 \frac{q_x}{|q_x|}\left\{e^{-|q_x|y} - \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\omega^2} e^{-y/r_D}\right\} e^{i(q_x x - \omega t)};$$

$$\left(\omega_p^2 = \omega_0^2/\varepsilon_0\right). \qquad (18)$$

Предполагается, что электроны движутся без столкновений в области локализации каждой из парциальных волн. Спектр квазистатических поверхностных колебаний имеет вид

$$\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{\varepsilon_0} \frac{\varepsilon_0\sqrt{1 + q_x^2 r_D^2} + \varepsilon_1 |q_x| r_D}{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)\sqrt{1 + q_x^2 r_D^2} + \varepsilon_1 |q_x| r_D}$$

$$(c \to \infty). \qquad (19)$$

Зависимость $\omega(q_x)$ имеет монотонный характер с простыми асимптотиками:

$$\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{\varepsilon_0 + \varepsilon_1}\left\{1 + \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_0(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)} |q_x| r_D\right\}$$

$$(|q_x| r_D << 1);$$

$$\omega^2 = \frac{\omega_0^2(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)}{\varepsilon_0(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_1)}\left\{1 - \frac{\varepsilon_1^2}{2(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_1)(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)} \frac{1}{q_x^2 r_D^2}\right\}$$

$$(|q_x| r_D >> 1). \qquad (20)$$

Нетрудно увидеть, что ширина интервала, в котором меняется $\omega(q_x)$, зависит от соотношения между константами ε_0 и ε_1. На рис. 1 приведена зависимость функции ω^2 от параметра $|q_x| r_D$ (кривая *1*) для случая, когда $\varepsilon_0/\varepsilon_1 = 2$.

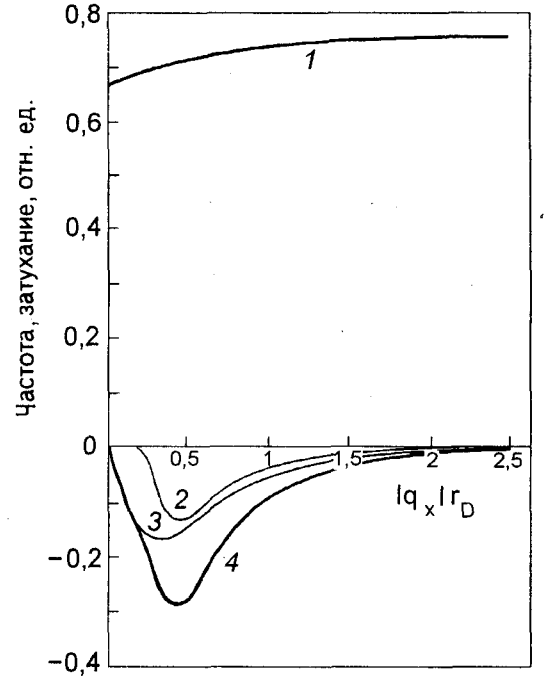

Рис. 1. Зависимость частоты и бесстолкновительного затухания от параметра $|q_x| r_D$ для поверхностной волны на границе плазма—диэлектрик ($\varepsilon_0/\varepsilon_1 = 2$): *1* — функция $\omega^2(|q_x| r_D)/\omega_p^2$; *2* — затухание Ландау γ_1/ω_p; *3* — нерезонансное затухание γ_2/ω_p; *4* — полное затухание $\gamma/\omega_p = (\gamma_1 + \gamma_2)/\omega_p$.

В бесстолкновительное затухание γ (11) вклад дают оба парциальных колебания (18). Матричный элемент $|H_{nqm}|^2$ имеет вид

$$|H_{nqm}|^2 = \frac{16e^2\pi^3 q_x^2 \hbar^4 E_0^2}{m^2\omega^2 V L_y} p_{ny}^2 p_{my}^2 \left(p_n^2 - p_m^2\right)^2 \delta\left(p_{mx} - p_{nx} + \hbar q_x\right)\delta\left(p_{mz} - p_{nz}\right) \times$$

$$\times\left\{\frac{1}{\left[\hbar^2 q_x^2 + (p_{ny} + p_{my})^2\right]\left[\hbar^2 q_x^2 + (p_{ny} - p_{my})^2\right]} - \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\omega^2}\frac{1}{\left[\hbar^2/r_D^2 + (p_{ny} + p_{my})^2\right]\left[\hbar^2/r_D^2 + (p_{ny} - p_{my})^2\right]}\right\}^2. \quad (21)$$

и энергия равна

$$W = \frac{L_x L_z \varepsilon_0}{4\pi |q_x|}\frac{(\omega_p^2 - \omega^2)^2}{\omega^4} f E_0^2 ; \quad (22)$$

$$f = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} + \frac{\omega^2(\omega_p^2 + \omega^2)}{(\omega_p^2 - \omega^2)^2} + \frac{|q_x| r_D}{2\sqrt{1 + q_x^2 r_D^2}}.$$

В затухание γ существенно различный вклад вносят электроны, движущиеся параллельно и перпендикулярно к границе и создающие диссипативные токи J_{2x} и J_{2y}. В соответствии с таким разделением представим γ как сумму двух слагаемых: $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$, где γ_1 связано с током J_{2x}, а γ_2 — с током J_{2y}. Для γ_1 и γ_2 получим следующие результаты в случае невырожденного газа:

$$\gamma_1 = -\frac{\omega^2\omega_p^2}{\sqrt{2\pi}\,|q_x|^3 v_T^3 f}\left\{\frac{\omega^2}{\omega_p^2 - \omega^2} - \frac{q_x^2 v_T^2}{\omega_p^2 - \omega^2 + q_x^2 v_T^2}\right\}^2 \exp\left(-\frac{\omega^2}{2q_x^2 v_T^2}\right) \quad (23)$$

и

$$\gamma_2 = -\sqrt{2/\pi}\,\frac{4\omega_p^2 |q_x| v_T}{\omega^2 f}\left\{\frac{\omega^2}{\omega_p^2 - \omega^2}\frac{\omega^2}{\omega^2 + 2q_x^2 v_T^2} - \frac{\omega^2}{2\omega_p^2 + 2q_x^2 v_T^2 - \omega^2}\right\}^2. \quad (24)$$

Нетрудно увидеть, что для слабой пространственной дисперсии

$$\left|\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\right| \sim \frac{\omega^4}{q_x^4 v_T^4}\exp\left(-\frac{\omega^2}{2q_x^2 v_T^2}\right) \ll 1 \quad (\omega \gg |q_x| v_T).$$

В этом случае бесстолкновительное затухание $\gamma \simeq \gamma_2$. При сильной пространственной дисперсии ($|q_x| v_T$) $\gg \omega$ обе величины γ_1 и γ_2 одного порядка и γ равно

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 \simeq -3\sqrt{2/\pi}\,\frac{\varepsilon_1(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)}{(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_1)(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_0)}\frac{\omega_p}{|q_x|^3 r_D^3}$$

$$(|q_x| r_D \gg 1). \quad (25)$$

Заметим, что условие сильной пространственной дисперсии реализуется в полупроводниковой плазме, если концентрация электронов $N_0 \sim 10^{16}$–10^{17} см$^{-3}$, эффективная масса $m \sim 10^{-28}$–10^{-29} г, $\varepsilon_0 = 16$.

На рисунках приведены графики зависимости γ_1, γ_2 и γ от $|q_x| r_D$ для значений параметра $\varepsilon_0/\varepsilon_1 = 2$ (рис. 1) и 15 (рис. 2).

4. Все формулы предыдущего раздела справедливы, если плазма граничит с идеально проводящей средой ($\varepsilon_1 \to \infty$). Поверхностные колебания в этом случае являются следствием компенсации парциальных колебаний в (18) на границе сред $y = 0$, так как граничное условие в этом случае имеет вид $E_x|_{y=0} = 0$. При произвольной пространственной дисперсии спектр описывается формулой

$$\omega^2 = \omega_p^2 \frac{|q_x| r_D}{|q_x| r_D + \sqrt{1 + q_x^2 r_D^2}}. \quad (26)$$

В предельном случае слабой пространственной дисперсии эти колебания (поверхностные термоплазмоны) изучались в работах [4,5]. При сильной дисперсии получим, что

$$\omega^2 = \frac{\omega_p^2}{2}\left(1 - \frac{1}{4q_x^2 r_D^2}\right) \quad (|\, q_x\, | r_D \gg 1). \quad (27)$$

Зависимости $\omega(|\, q_x\, | r_D)$ и $\omega^2(|\, q_x\, | r_D)$ приведены на рис. 3 (кривые *1* и *2*).

Бесстолкновительное затухание поверхностного термоплазмона существенно только в случае слабой пространственной дисперсии и равно [5]

$$\gamma \simeq \gamma_2 \simeq -\omega_p \frac{2}{3}\sqrt{2/\pi}\; |\, q_x\, | r_D\,. \quad (28)$$

На рис. 3 приведена зависимость γ от $|\, q_x\, | r_D$.

Как видно из рис. 1–3, все функции $\gamma(|\, q_x\, | r_D)$ имеют экстремумы при значениях $|\, q_x\, | r_D \leq 1$, когда глубина проникновения парциальных колебаний l_1 и l_2 в проводящей среде становятся одного порядка.

Результаты, полученные в разд. 3 и 4, справедливы и в случае вырожденной плазмы. Отличие возникает только в численных коэффициентах, и вместо тепловой скорости v_T следует писать скорость Ферми v_F (аналогично тому, что имело место в разд. 2 для квантового приближения).

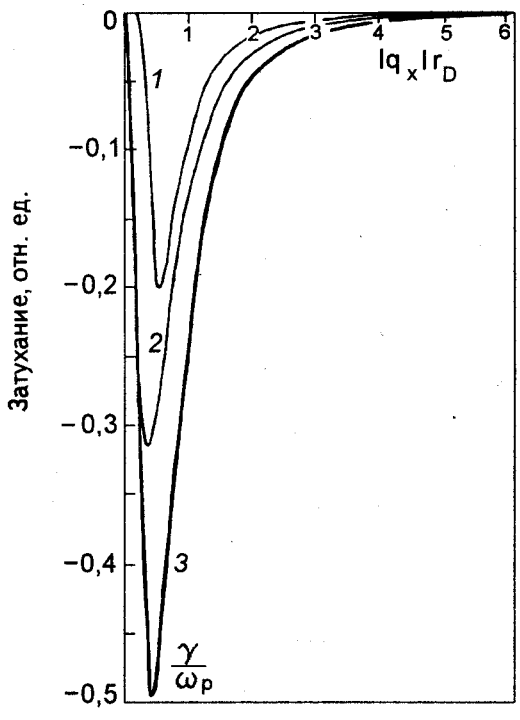

Рис. 2. Зависимость бесстолкновительного затухания от параметра $|\, q_x\, | r_D$ для поверхностной волны на границе плазма—диэлектрик ($\varepsilon_0/\varepsilon_1 = 15$): *1* — затухание Ландау γ_1/ω_p; *2* — нерезонансное затухание γ_2/ω_p; *3* — полное затухание $\gamma/\omega_p = (\gamma_1 + \gamma_2)/\omega_p$.

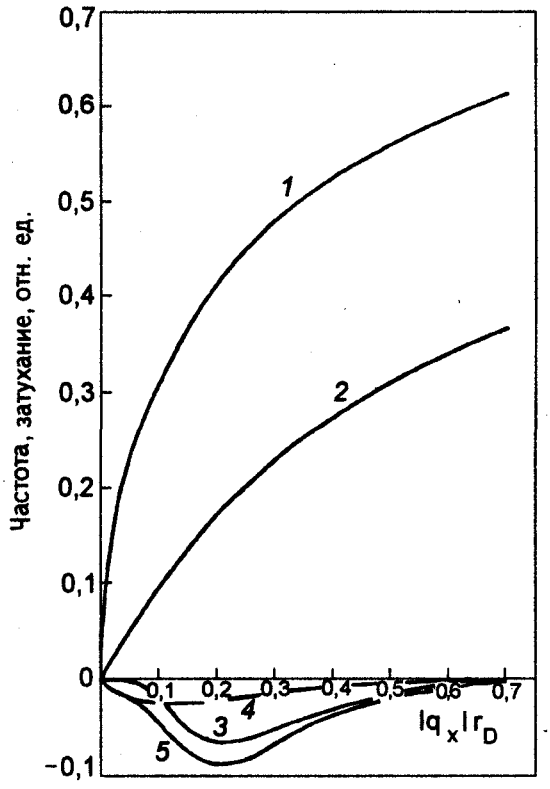

Рис. 3. Зависимость частоты и бесстолкновительного затухания от параметра $|q_x|r_D$ для поверхностной волны на границе плазма—металл ($\varepsilon_1 \to \infty$): *1* — функция $\omega(|q_x|r_D)/\omega_p$; *2* — функция $\omega^2(|q_x|r_D)/\omega_p^2$; *3* — затухание Ландау γ_1/ω_p; *4* — нерезонансное затухание γ_2/ω_p; *5* — полное затухание $\gamma/\omega_p = (\gamma_1 + \gamma_2)/\omega_p$.

1. А. Ф. Александров, А. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, Основы электродинамики плазмы, Высшая школа, Москва (1988).
2. Н. Н. Белецкий, В. М. Светличный, Д. Д. Халамейда, В. М. Яковенко, Электромагнитные явления СВЧ диапазона в неоднородных полупроводниковых образцах, Наукова Думка, Киев (1991).
3. А. А. Габашвили, Э. А. Канер, А. А. Крохин, *ФНТ* **10**, 170 (1984).
4. С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, *Изв. ВУЗов, Радиофизика* **34**, 436 (1991).
5. В. Л. Фалько, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, *Докл. АН Украины*, № 6, 72 (1994).
6. V. M. Yakovenko and I. V. Yakovenko, *Phys. Lett.* **A196**, 290 (1994).
7. Л. Д. Ландау, Е. М Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989).

Collisionless damping of surface plasmons

V. L. Falko, S. I. Khankina, and V. M. Yakovenko

The spectrum and the collisionless damping of surface electromagnetic waves in a conducting medium bordering a dielectric (or a metal) are obtained for a case of an arbitrary spatial dispersion. The both, quantum and classical, approximations are considered. It is shown that the spatial dispersion of the dielectric plasma constant changes the spectrum, collisionless damping and penetration depth of the surface wave. As the conduction electrons are scattered by the wave potential, in addition to the Landau damping, the nonresonant collisionless damping takes place that associated with the charged particles moving along normal to boundary. This damping may be of the same order of magnitude or more than the Landau damping.