Физика низких температур, 1998, т. 24, № 6, с. 549–558

Эволюция колебаний полуограниченной электронной плазмы

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: beletski@ire.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 5 февраля 1998 г.

Исследована эволюция произвольного начального неравновесного распределения электронов и электрических полей в структуре, состоящей из полуограниченных сред — плазмы и диэлектрика (вакуума). Получен полный спектр потенциальных колебаний электрических полей. Показано, что набор собственных частот определяется свойствами функций распределения электронов в равновесном и возмущенном состояниях. В холодной плазме наряду с поверхностными плазмонами распространяются объемные и поверхностные колебания с ленгмюровской частотой, в то время как в диэлектрике существует поле только поверхностного плазмона. При наличии пространственной дисперсии все виды объемных и поверхностных колебаний, возникающих в плазме, излучаются в диэлектрик. В плазме кроме поля собственных колебаний существует также поле аномального проникновения, которое обусловлено эффектами баллистического транспорта электронов проводимости при низких температурах. В случае холодной плазмы учтены эффекты запаздывания и найдено пространственное и временное распределение полей в диэлектрике.

Досліджено еволюцію довільного початкового нерівноважного розподілу електронів та електричних полів у структурі, яка складається з напівобмежених середовищ — плазми та діелектрика (вакуума). Одержано повний спектр потенційних коливань електричних полів. Доведено, що набір власних частот визначається особливостями функцій розподілу електронів у рівноважному та збуреному становищах. У холодній плазмі поряд з поверхневими плазмонами поширюються об'ємні та поверхневі коливання з ленгмюрівською частотою, в той час як у діелектрику існує поле тільки поверхневого плазмона. При наявності просторової дисперсії усі типи об'ємних та поверхневих коливань, що виникають у плазмі, випромінюються до діелектрика. У плазмі поруч з полем власних коливань існує також поле аномального проникнення, яке обумовлено ефектами балістичного транспорту електронів провідності при низьких температурах. У випадку холодної плазми ураховуються ефекти запізнення і знайдено просторовий і часовий розподіл полів у діелектрику.

PACS: **72.10.–d**, 73.20.Mf

Введение

Для наиболее полного исследования электромагнитных колебаний в ограниченных плазмоподобных средах необходимо решать общую задачу о развитии в них начального возмущения. Для безграничной плазмы такая задача была сформулирована и решена Ландау [1]: во всем объеме плазмы задавалось неравновесное распределение электронов в начальный момент времени и определялись функция распределения электронов и электрическое поле во все последующие моменты времени, зависимости частот и декремента колебаний от волнового вектора. Колебания полуограниченной плазмы рассматривались в работах [2–6], однако начальные условия не принимались во внимание, в результате чего полученный спектр колебаний нельзя считать полным.

В предлагаемой работе исследуется эволюция произвольного начального возмущения поля и распределения электронов в структуре, состоящей из полуограниченных плазмы и диэлектрика; определен характер проникновения поля в обе среды, изучен процесс взаимодействия поверхностных и объемных колебаний на границе; найдены собственные частоты и декременты колебаний. Анализируется баллистический режим, который реализуется в твердотельной плазме при низких температурах.

Постановка задачи. Система уравнений. Начальные и граничные условия

Рассмотрим неоднородную структуру, состоящую из двух полуограниченных сред — плазмы (твердотельной или газовой) и непоглощающей, недиспергирующей среды (диэлектрик или вакуум). В начальный момент времени $t = 0$ заданы неравновесная функция распределения электронов $f^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ и электромагнитные поля $\mathbf{H}^{(0)}(\mathbf{r})$, $\mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r})$. Исследуем эволюцию функции распределения $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})$ и полей $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})$ во все последующие моменты времени в такой структуре.

Полная система уравнений Максвелла в плазме (среда 1, $y > 0$) имеет вид

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\,\mathbf{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\ ; \quad \mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}\ ; \qquad (1)$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}\ ; \quad \mathrm{div}\,\mathbf{D} = 4\pi\rho\ ; \quad \mathrm{div}\,\mathbf{H} = 0\ ,$$

где ε_0 — диэлектрическая постоянная решетки; плотности заряда ρ и тока $\mathbf{j}$ равны

$$\rho = e\int f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})\,d\mathbf{p}\ , \quad \mathbf{j}(t, \mathbf{r}) = e\int \mathbf{v} f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})\,d\mathbf{p}\ . \qquad (2)$$

Неравновесная функция распределения электронов проводимости $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})$ удовлетворяет линеаризованному кинетическому уравнению

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla f + e\mathbf{E}\,\frac{\partial f_0(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} = -\nu f\ . \qquad (3)$$

Здесь e, $\mathbf{v}$, $\mathbf{p}$, $f_0(\mathbf{p})$ и ν — заряд, скорость, импульс, равновесная функция распределения и обратное время релаксации электронов проводимости.

Поле в диэлектрике (среда 2, $y < 0$) описывается уравнениями

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\ ; \quad \mathbf{D} = \varepsilon_2 \mathbf{E}\ ; \qquad (4)$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}\ ; \quad \mathrm{div}\,\mathbf{D} = 0\ ; \quad \mathrm{div}\,\mathbf{H} = 0\ .$$

Граничными условиями к уравнениям (1)–(4) являются условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на границе раздела сред $y = 0$, условия излучения: при $y \to \pm\infty$ в любой момент все величины, входящие в уравнения, обращаются в нуль. Предполагается, что поверхность $y = 0$ представляет собой идеально отражающую стенку, на которой электроны рассеиваются зеркально, т.е. в любой момент времени для функции распределения выполняется соотношение

$$f(v_y > 0,\ t) = f(v_y < 0,\ t)\big|_{y=0}\ . \qquad (5)$$

Система координат выбрана так, что ось ox направлена вдоль распространения волны на поверхности $y = 0$, соответственно в уравнениях (1)–(4) зависимость всех величин от координаты x пропорциональна $\exp(iq_x x)$. Для решения задачи с начальными условиями все функции от времени t в (1)–(4) нужно разложить в интегралы Фурье при $t > 0$:

$$P(t, y) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty+i\sigma}^{\infty+i\sigma} d\omega\, P_\omega(y)\, \mathrm{e}^{-i\omega t}\ ;$$

$$P_\omega(y) = \int\limits_0^\infty dt\, P(t, y)\, \mathrm{e}^{i\omega t}\ . \qquad (6)$$

Интегрирование производится в комплексной плоскости ω по прямой, параллельной действительной оси и проходящей выше всех особенностей подынтегральной функции. В результате система уравнений в Фурье-представлении содержит значения электрических и магнитных полей и неравновесной функции распределения в начальный момент времени.

Условие зеркальности отражения электронов от границы (5) позволяет продолжить поля $\mathbf{E}_\omega(\mathbf{r})$ и токи $\mathbf{j}_\omega(\mathbf{r})$ из области $y > 0$ в область $y < 0$ таким образом, чтобы их x-компоненты являлись четными функциями y, а y-компоненты — нечетными [2]. Тогда выражение для тока $\mathbf{j}_\omega$ можно записать для всего пространства $-\infty < y < \infty$:

$$j_{\omega_i}(y) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} dy'\, \sigma_{ik}(|y - y'|) E_{\omega_k}(y') + j_i^{(0)}(y)\ , \qquad (7)$$

где $\mathbf{j}^{(0)}(y)$ определяется начальной функцией распределения $f^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$. Тензор $\sigma_{ik}(|y|)$ в Фурье-представлении, как известно [2], совпадает с тензором проводимости безграничной изотропной плазмы:

$$\sigma_{ik}(\omega, \mathbf{q}) = -\,ie^2 \int \frac{d\mathbf{p}\; v_i(\partial f_0/\partial p_k)}{\omega - \mathbf{qv} + i\nu} \tag{8}$$

$$(i = x, y)\;, \quad (\mathbf{q} = (q_x\,, q_y))\;,$$

а Фурье-образ тока $\mathbf{j}^{(0)}(\mathbf{r})$ имеет вид

$$\mathbf{j}^{(0)}(\mathbf{q}) = iem^3 \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{v}\, \frac{\mathbf{v}f^{(0)}(\mathbf{q}, \mathbf{v})}{\omega - \mathbf{qv} + i\nu} \tag{9}$$

(m — эффективная масса электрона). Здесь использовано предположение о возможности разложения начальной функции $f^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ в интеграл Фурье по координатам.

Благодаря симметрии тензора (8) система уравнений (1)–(4) распадается на две независимые подсистемы: E_x , E_y , H_z (E-волна) и E_z , H_x , H_y (H-волна). Ниже рассматриваем E-волну, так как она допускает решение в виде поверхностных плазменных волн в неоднородной структуре.

Воспользовавшись граничными условиями, получим выражения для полей в обеих средах (приведем формулы только для x-компонент электрического поля):

$$E_{x1}(t, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int\limits_{-\infty+i\sigma}^{\infty+i\sigma} \frac{d\omega\, e^{-i\omega t}}{\omega} \int\limits_{-\infty}^{\infty} dq_y\, e^{iq_y y} \left[\frac{L_l^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2\varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})} + \frac{L_t^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon^t(\omega, \mathbf{q})}\right] +$$

$$+ \frac{1}{\pi\Delta(\omega)} \left[\frac{L_l^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2\varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})} + \frac{L_t^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon^t(\omega, \mathbf{q})} - \frac{M^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon_2}\right] \times$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{dq'_y\, e^{iq'_y y}}{q'^2} \left[\frac{q_x^2}{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})} - \frac{\omega^2}{c^2}\, \frac{q_y^2}{q'^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon^t(\omega, \mathbf{q}')}\right], \quad y > 0\;; \tag{10}$$

$$E_{x2}(t, y) = \frac{i}{(2\pi)^2} \int\limits_{-\infty+i\sigma}^{\infty+i\sigma} \frac{d\omega\, e^{-i\omega t}}{\omega} \int\limits_{-\infty}^{\infty} dq_y\, e^{iq_y y}\, \frac{M^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon_2} -$$

$$- \frac{\sqrt{q_x^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon_2}}{\pi\varepsilon_2\Delta(\omega)}\, e^{-|y|\sqrt{q_x^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon_2}} \left[\frac{L_l^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2\varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})} + \frac{L_t^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon^t(\omega, \mathbf{q})} - \frac{M^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon_2}\right]. \tag{11}$$

Здесь индексы «1» и «2» различают две среды; ε^l, ε^t — продольная и поперечная диэлектрические проницаемости:

$$\varepsilon^l(\omega, \mathbf{q}) = \varepsilon_0 + \frac{4\pi i}{\omega}\, \frac{q_i\, q_k}{q^2}\, \sigma_{ik}(\omega, \mathbf{q})\;; \tag{12}$$

$$\varepsilon^t(\omega, \mathbf{q}) = \varepsilon_0 + \frac{2\pi i}{\omega} \left(\delta_{ik} - \frac{q_i\, q_k}{q^2}\right) \sigma_{ik}(\omega, \mathbf{q})\;;$$

$$\Delta(\omega, q_x) = \frac{1}{\varepsilon_2} \sqrt{q_x^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon_2} +$$

$$+ \frac{1}{\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_y}{q^2} \left[\frac{q_x^2}{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})} - \frac{\omega^2}{c^2}\, \frac{q_y^2}{q^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon^t(\omega, \mathbf{q})}\right]. \tag{13}$$

Функции $L_{l,t}^{(0)}(\mathbf{q})$ и $M^{(0)}(\mathbf{q})$ определяются Фурье-образами электрических и магнитных полей в момент $t = 0$:

$$L_l^{(0)}(\mathbf{q}) = q_x(\mathbf{q}\mathbf{D}^{(0)}(\mathbf{q}))\;; \tag{14}$$

$$L_t^{(0)}(\mathbf{q}) = \frac{\omega}{c}\, q_y \left[H_{z1}^{(0)}(\mathbf{q}) + \frac{\omega}{c}\, \frac{q_x\, D_y^{(0)}(\mathbf{q}) - q_y\, D_x^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2} \right];$$

$$\mathbf{D}^{(0)}(\mathbf{q}) = \varepsilon_0 \mathbf{E}_1^{(0)}(\mathbf{q}) - 4\pi \mathbf{J}^{(0)}(\mathbf{q}) \ ;$$

$$M^{(0)}(\mathbf{q}) = q_x(\mathbf{q}\mathbf{E}_2^{(0)}(\mathbf{q})) + \frac{\omega}{c}\left[q_y H_{z2}^{(0)}(\mathbf{q}) - \frac{\omega^2}{c^2}\, \varepsilon_2 E_{x2}^{(0)}(\mathbf{q}) \right]. \tag{15}$$

Начальные поля в обеих средах и начальная функция распределения $f^{(0)}(\mathbf{q}, \mathbf{p})$ связаны между собой уравнениями Максвелла и граничными условиями на поверхности $y = 0$ при $t = 0$.

В формулах (10) и (11) первые слагаемые в квадратных скобках (пропорциональные $\exp(iq_y\, y)$) соответствуют пространственно-временным гармоникам поля в безграничной и однородной среде (в плазме (10) или в диэлектрике (11)), создаваемого начальным возмущением. Вторые слагаемые в (10) и (11) описывают временные гармоники поля, возникающие вследствие эффектов отражения и преломления пространственных гармоник на границе $y = 0$. Видно, что эволюция полей определяется особенностями функций $\Delta(\omega)$, $\varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})$, $\varepsilon^t(\omega, \mathbf{q})$ в плоскости комплексного переменного ω. (Как и в работе [1] предполагаем, что начальная функция комплексных переменных $\mathbf{p}$ есть целая функция от $\mathbf{p}$, а интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{p}\, \frac{f^{(0)}(\mathbf{q}, \mathbf{p})}{\omega - \mathbf{q}\mathbf{v} + i\nu}\ , \tag{16}$$

аналитически продолженный в нижнюю полуплоскость ω, является целой функцией ω.)

В общем виде, когда учитываются эффекты запаздывания и тепловое движение электронов в плазме, анализ формул (10)–(16) очень сложный и громоздкий. Поэтому мы рассмотрим частные случаи:

потенциальные колебания ($c \to \infty$, $v_T \neq 0$);

холодная плазма ($v_T = 0$, c — конечная величина).

Пространственно-временное распределение полей потенциальных колебаний при слабой пространственной дисперсии

В предельном случае $c \to \infty$ все функции (14)–(15) можно выразить через начальную функцию распределения электронов проводимости $f^{(0)}(\mathbf{q}, \mathbf{p})$. Тогда поля (10) и (11) имеют вид:

в плазме ($y > 0$)

$$E_{1i}(t, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty+i\sigma}^{\infty+i\sigma} d\omega\, e^{-i\omega t} \left[2e \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_y\, q_i\, e^{iq_y y}}{q^2 \varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})} \times \right.$$

$$\left. \times \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{p}\, \frac{f^{(0)}(\mathbf{q}, \mathbf{p})}{\omega - \mathbf{q}\mathbf{v} + i\nu} + \varepsilon_d E_x(\omega, q_x\ , 0)\, \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y\, \frac{q_i\, e^{iq_y y}}{q^2 \varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})} \right]$$

$$(i = x, y) \tag{17}$$

и в диэлектрике ($y < 0$)

$$E_{2x}(t, y) = \frac{e^{q_x y}}{2\pi} \int_{-\infty+i\sigma}^{\infty+i\sigma} d\omega\, e^{-i\omega t}\, E_x(\omega, q_x\ , 0)\ ; \tag{18}$$

$$E_{2y}(t, y) = -\, iE_{2x}(t, y)\ .$$

Здесь и далее предполагается $q_x > 0$. Электрическое поле на поверхности $E_x(\omega, q_x\ , 0)$ равно

$$E_x(\omega, q_x\ , 0) = \frac{2eq_x}{\Delta(\omega)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_y\, d\mathbf{p}\, f^{(0)}(\mathbf{q}, \mathbf{p})}{q^2 \varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v} + i\nu)}\ , \tag{19}$$

$$\Delta(\omega) = 1 + \frac{q_x\, \varepsilon_d}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_y}{q^2 \varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})}\ . \tag{20}$$

Легко увидеть, что все особенности подынтегральных функций в (17)–(20) связаны с продольной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})$, которая существенно зависит от вида равновесной функции $f_0(\mathbf{p})$ и условий пространственной дисперсии.

Холодная плазма

Рассмотрим сначала простейший случай холодной плазмы, когда отсутствует пространственная дисперсия и

$$f_0(\mathbf{p}) = n_0\, \delta(\mathbf{p})\ ; \quad f^{(0)}(y, \mathbf{p}) = n^{(0)}(y)\, \delta(\mathbf{p})\ , \tag{21}$$

где n_0 и $n^{(0)}(y)$ — равновесная и возмущенная в момент $t = 0$ концентрации электронов соответственно. При этом

$$\varepsilon^l(\omega,\, \mathbf{q}) \equiv \varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + i\nu)}\;, \quad \omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m}$$

и поля имеют вид

$$E_{1x}(t,\, q_x\,,\, y) = \frac{e q_x}{\pi} \int\limits_{-\infty+i\sigma}^{\infty+i\sigma} \frac{d\omega\, \mathrm{e}^{-i\omega t}}{\omega\varepsilon(\omega)} \times$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} dq_y \frac{n^{(0)}(q_y)}{q^2} \left[\mathrm{e}^{iq_y y} - \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_d + \varepsilon(\omega)} \mathrm{e}^{-q_x y} \right] (\, y > 0)\;; \tag{22}$$

$$E_{2x}(t,\, q_x\,,\, y) = \frac{e q_x}{\pi} \int\limits_{-\infty+i\sigma}^{\infty+i\sigma} \frac{d\omega\, \mathrm{e}^{-i\omega t}}{\omega[\varepsilon_d + \varepsilon(\omega)]} \int\limits_{-\infty}^{\infty} dq_y \frac{n^{(0)}(q_y)}{q^2} \mathrm{e}^{q_x y}$$

$$(y < 0)\;. \tag{23}$$

В плоскости комплексного переменного ω особенности подынтегральных функций (22) и (23) определяются корнями уравнений $\varepsilon(\omega) = 0$ и $\varepsilon_d + \varepsilon(\omega) = 0$, которые описывают объемные (ленгмюровские) и поверхностные колебания в рассматриваемой структуре. После интегрирования по ω получим

$$E_{1x}(t,\, q_x\,,\, y) =$$

$$= -\frac{2ie\,q_x}{\varepsilon_0} \cos \omega_p t\; \mathrm{e}^{-(\nu/2)t} \int\limits_{-\infty}^{\infty} dq_y \frac{n^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2} (\mathrm{e}^{iq_y y} - \mathrm{e}^{-q_x y}) -$$

$$- \frac{2ieq_x}{\varepsilon_0 + \varepsilon_d} \cos \omega_s\, t\; \mathrm{e}^{-(\nu/2)t - q_x y} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{n^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2}\, dq_y \tag{24}$$

$$(y > 0)\;;$$

$$E_{2x}(t,\, q_x\,,\, y) =$$

$$= -\frac{2ie\,q_x}{\varepsilon_0 + \varepsilon_d} \cos \omega_s\, t\; \mathrm{e}^{-(\nu/2)t + q_x y} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{n^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2}\, dq_y \tag{25}$$

$$(y < 0)\;.$$

Из формулы (24) следует, что в плазме, наряду с объемными ленгмюровскими колебаниями с частотой $\omega_p = \omega_0/\sqrt{\varepsilon_0}$, существуют два типа поверхностных колебаний с различными частотами: ω_p и

$$\omega_s = \frac{\omega_0}{\sqrt{\varepsilon_0 + \varepsilon_d}}\,, \tag{26}$$

ω_s — частота поверхностного плазмона. Вблизи границы $y = 0$ происходит компенсация электрических полей объемных и поверхностных колебаний на частоте $\omega = \omega_p$. В результате в диэлектрике формируется только поле поверхностного плазмона с частотой ω_s (26). Затухание полей (24) и (25) определяется частотой столкновений ν.

Максвелловская плазма

Учет пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости приводит, как известно, к возникновению дополнительных (по сравнению с холодной плазмой) волн.

Для невырожденного электронного газа с максвелловским распределением равновесной функции $f_0(\mathbf{p})$ аналитические формулы для функций $\varepsilon^l(\omega,\, \mathbf{q})$ ((8), (12)) (см., например, [2]) и $\Delta(\omega,\, q_x)$ (20) удается получить только в виде асимптотических разложений. В бесстолкновительном пределе ($\nu \to 0$)

$$\mathrm{Re}\; \varepsilon^l(\omega,\, \mathbf{q}) = \varepsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{3q^2 v_T^2}{\omega^2} \right) \right],\; \omega >> q v_T\;; \tag{27}$$

$$\mathrm{Re}\; \varepsilon^l(\omega,\, \mathbf{q}) = \varepsilon_0 \left[1 + \frac{1}{q^2 r_d^2} \right], \quad \omega << q v_T \tag{28}$$

($v_T = \sqrt{T/m}$ — тепловая скорость электронов; T — температура электронного газа; $r_d = v_T/\omega_p$ — дебаевский радиус; $q^2 = q_x^2 + q_y^2$)

$$\mathrm{Im}\; \varepsilon^l = \sqrt{\pi/2}\; \frac{\varepsilon_0\, \omega_p^2 \omega}{q^3 v_T^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2q^2 v_T^2} \right), \tag{29}$$

$$|\mathrm{Im}\; \varepsilon^l| << |\mathrm{Re}\; \varepsilon^l|\;.$$

В дальнейшем будем предполагать, что выполняются условия слабой пространственной дисперсии

$$\omega_p >> q_x\, v_T >> \nu\;.$$

Тогда функция $\Delta(\omega)$ (20) имеет вид [7]

$$\Delta(\omega,\, q_x) = \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_d}{\varepsilon_0(\omega^2 - \omega_p^2)} (\omega^2 - \omega_s^2) + \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_0}\, q_x\, r_d -$$

$$-2i\, \sqrt{2/\pi}\; \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_0} \frac{\omega_p^3}{\omega^3}\, q_x\, r_d\;,\; q_x\, r_d << 1\;. \tag{30}$$

Нетрудно увидеть, что в результате интегрирования по ω в формулах (17)–(19) поле является суперпозицией колебаний с разными частотами: $\omega_n(\mathbf{q})$ (корни уравнения $\varepsilon^l(\omega_n, \mathbf{q}) = 0$) и Ω_s (корень уравнения $\Delta(\Omega_s, q_x) = 0$ (30)):

$$\mathrm{Re}\,\omega_n = \omega_p \left(1 + \frac{3}{2} q^2 r_d^2\right); \qquad \mathrm{Im}\,\omega_n = -\,\omega_p \sqrt{\pi/8}\, \frac{e^{-1/(2q^2 r_d^2)}}{q^2 r_d^2}; \tag{31}$$

$$\mathrm{Re}\,\Omega_s = \omega_s \left[1 + \frac{\varepsilon_d^2}{2\varepsilon_0(\varepsilon_0 + \varepsilon_d)} q_x r_d\right]; \qquad \mathrm{Im}\,\Omega_s = -\,\gamma_s = -\sqrt{2/\pi}\, \frac{\varepsilon_d^2}{\varepsilon_0^2} q_x v_T. \tag{32}$$

Следует отметить, что с частотой $\omega_n(\mathbf{q})$ (31) в плазме существуют колебания как объемные (первое слагаемое в (17)), так и поверхностные. Аналитическое выражение для объемных колебаний можно получить, зная конкретный вид начальной функции $f^{(0)}(\mathbf{q}, \mathbf{p})$. Поле поверхностных колебаний с частотой ω_n равно

$$E_{1x}^{(n)}(t, q_x, y) = \frac{2ie q_x r_d}{\varepsilon_0} e^{-q_x y} \int_{-1}^{1} d\xi \, \frac{\cos\left[\omega_p t + {}^3\!/\!_2\,\omega_p t\xi^2\right] e^{-\mathrm{Im}\,\omega_n(\xi) t}}{\xi^2 + q_x^2 r_d^2} \times \fint d\mathbf{p}\, \frac{f^{(0)}(\xi, \mathbf{p})}{1 - \xi(v_y/v_T)} \tag{33}$$

($\fint$ означает интеграл в смысле главного значения; $\xi = q_y r_d$). Рассмотрим поверхностные колебания с частотой Ω_s (32). Соответствующее поле в плазме можно записать

$$E_{1x}^{(s)}(t, q_x, y) = E^{(s)}(t, q_x)\, G(\Omega_s, q_x, y); \tag{34}$$

$$E^{(s)}(t, q_x) = 2ie q_x \cos \Omega_s t \; e^{-\gamma_s t} \times \frac{\varepsilon_d \Omega_s}{\varepsilon_0 + \varepsilon_d} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_y}{q^2 \varepsilon^l(\Omega_s, \mathbf{q})} \int d\mathbf{p}\, \frac{f^{(0)}(\mathbf{q}, \mathbf{p})}{\Omega_s - \mathbf{q}\mathbf{v}}. \tag{35}$$

Функция Грина $G(\omega, q_x, y)$ описывает пространственное распределение поля

$$G(\omega, q_x, y) = \frac{q_x}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_y\, e^{iq_y y}}{q^2 \varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})}. \tag{36}$$

Принимая во внимание, что при $\nu \to 0$ вклад в $\varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})$ (см.(8), (12)) от резонансных частиц, для которых $\mathbf{q}\mathbf{v} = \omega$ (затухание Ландау), мал по сравнению с вкладом от нерезонансных, $G(\omega, q_x, y)$ можно представить в виде разложения по малому параметру $|\mathrm{Im}\,\varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})/\mathrm{Re}\,\varepsilon^l(\omega, \mathbf{q})|$. В результате для слабой пространственной дисперсии получим

$$G(\Omega_s, q_x, y) = \frac{1}{\varepsilon(\Omega_s)} e^{-q_x y} + \frac{q_x r_d}{\varepsilon_0} e^{-y/r_d} - \frac{i\omega_0^2 q_x}{\sqrt{2\pi}\,\varepsilon^2(\Omega_s) v_T^3 \Omega_s^3} \int_{-\infty}^{\infty} dv_y |v_y|^3 \, e^{-v_y^2/2v_T^2 + i(\Omega_s/v_y) y}. \tag{37}$$

Первое слагаемое в (37) представляет собой вклад в интеграл (36) полюса $q^2 = 0$ и, как и в холодной плазме, описывает проникновение продольно-поперечного поля, которое обусловлено коллективным поведением электронов. Второе слагаемое есть результат учета полюса $\varepsilon^l(\omega, \mathbf{q}) = 0$ при больших значениях $q_y \gg 1/r_d$ (см. асимптотическое разложение (28)). Третий член G_3 характеризует баллистический перенос поля вдоль оси y заряженными частицами (волны Ван Кемпена [8]). Его можно оценить при больших значениях y

$$y \gg 1/q_x \gg r_d, \tag{38}$$

используя метод перевала

$$G_3(\Omega_s, q_x, y) = i\, \frac{\omega_0^2 q_x y}{\sqrt{3}\, \Omega_s^2 \varepsilon^2(\Omega_s)} e^{-3/4(\Omega_s y/v_T)^{2/3}} \times \cos\left[\frac{3\sqrt{3}}{4}\left(\frac{\Omega_s y}{v_T}\right)^{2/3} - \frac{2\pi}{3}\right]. \tag{39}$$

Как видно из (39), электроны формируют поле, которое на больших расстояниях (38) убывает по экспоненциальному закону с $y^{2/3}$ в показателе и содержит, наряду с затухающим, осциллирующий множитель. На расстояниях $y > (3/4)^3\, \Omega_s^2/(q_x^3 v_T^2)$ это поле превосходит величину поля, описываемого первым слагаемым в (37), и его будем называть полем аномального проникновения на частоте поверхностных плазмонов Ω_s. Малость его амплитуды связана с двумя факторами. Во-первых, оно обусловлено малой величиной диссипативной части диэлектрической проницаемости $\mathrm{Im}\, \varepsilon^l$. Во-вторых, в баллистическом переносе участвуют все электроны со скоростями $0 < v_y < \infty$, взаимодействуя резонансным образом с разными пространственными гармониками поверхностных плазмонов и создавая в глубине плазмы поля с различными фазами. Выражение (39) есть результат интерференции этих полей.

Сравнение выражений для полей и декрементов затухания поверхностных колебаний с разными частотами ω_n (33) и Ω_s (34)–(37) (с одной и той же глубиной проникновения, равной $1/q_x$) показывает, что амплитуда $E_{1x}^{(n)}$ меньше, чем амплитуда $E_{1x}^{(s)}$, однако колебания с частотой ω_n существуют дольше.

Поле поверхностных колебаний в диэлектрике $y < 0$ описывается формулой

$$E_{2x}(t,\, q_x\,,\, y) = \frac{6ieq_x\, r_d}{\varepsilon_d}\, \mathrm{e}^{q_x y} \times$$

$$\times \int_{-1}^{1} d\xi\, \cos\left(\omega_p t + \frac{3}{2}\,\omega_p t \xi^2\right) \mathrm{e}^{-\mathrm{Im}\,\omega_n(\xi)t} \int \frac{d\mathbf{p}\, f^{(0)}(\xi,\, \mathbf{p})}{1 - (v_y/v_T)\xi} +$$

$$+ E^{(s)}(t,\, q_x)\, \mathrm{e}^{q_x y}\,. \qquad (40)$$

Поле является суперпозицией колебаний с разными частотами ω_n и Ω_s, затухающими на глубине $1/q_x$ вдоль оси y.

Вырожденная плазма

В случае вырожденной плазмы с фермиевской функцией распределения диэлектрическая проницаемость равна [5]

$$\mathrm{Re}\, \varepsilon^l = \varepsilon_0 \left\{ 1 + \frac{3\omega_p^2}{q^2 v_F^2} \left[1 - \frac{1}{2}\, \frac{\omega}{q v_F}\, \ln \frac{\omega + q v_F}{\omega - q v_F} \right] \right\}; \qquad (41)$$

$$\mathrm{Im}\, \varepsilon^l = \begin{cases} \varepsilon_0\, \dfrac{3\pi}{2}\, \dfrac{\omega_p^2 \omega}{q^3 v_F^3}\,, & -q v_F < \omega < q v_F\,; \\ 0\,, & |\omega| > q v_F \end{cases} \qquad (42)$$

(v_F — фермиевская скорость электронов). Функция $\Delta(\omega)$ отличается от выражения (30) только мнимой частью и определением r_d

$$\mathrm{Im}\, \Delta(\omega) = -\frac{3}{4}\, \frac{\omega_p^2}{\varepsilon_0 \omega^3}\, q_x\, v_F\,; \quad r_d = \frac{v_F}{\sqrt{3}\, \omega_p}\,. \qquad (43)$$

В формуле для поля в плазме (17) при интегрировании по ω, в дополнение ко вкладам от полюсов (31) и (32), необходимо учитывать вклад от точек ветвления функции $\varepsilon^l(\omega,\, \mathbf{q})$ (41). В результате поле в плазме является суперпозицией полей

$$E_{1x}(t,\, q_x\,,\, y) = E_{1x}^{(n)}(t,\, q_x\,,\, y) + E_{1x}^{(s)}(t,\, q_x\,,\, y) +$$

$$+ E_{1x}^{(p)}(t,\, q_x\,,\, y)\,,$$

где $E_{1x}^{(n)}$, $E_{1x}^{(s)}$ описываются формулами (33) и (35). В компоненте $E_{1x}^{(s)}$ мнимая часть $G(\omega,\, q_x\,,\, y)$ (36), которая определяется $\mathrm{Im}\, \varepsilon^l(\omega,\, \mathbf{q})$, имеет иной, чем в формуле (37), вид и для больших значений $y >> r_d$ пренебрежимо мала. Таким образом, для вырожденного газа

$$G(\Omega_s\,,\, q_x\,,\, y) \simeq \frac{1}{\varepsilon(\Omega_s)}\, \mathrm{e}^{-q_x y} + \frac{q_x\, r_d}{\varepsilon_d}\, \mathrm{e}^{-y/r_d}\,.$$

Для вычисления поля $E_{1x}^{(p)}(t,\, q_x\,,\, y)$ в контур интегрирования по ω в (17) следует включить интегрирование по берегам разреза вдоль действительной оси $(q v_F\,,\, \infty)$ и $(-q v_F\,,\, -\infty)$. Вклад от точек ветвления диэлектрической проницаемости (41) впервые был рассмотрен в работе [9], посвященной начальной задаче для продольного поля в безграничном вырожденном электронном газе. Однако в рассматриваемой ограниченной структуре интегрирование вдоль берегов разреза существенно отличается от одномерного случая в [9] возможностью вычисления распределения поля в пространстве. Двумерность волнового вектора приводит к тому, что в интегралах по q_y в (17) подынтегральные выражения содержат слагаемые с осциллирующими множителями

$$\exp \pm i\, [q_y\, y - v_F\, t\, \sqrt{q_x^2 + q_y^2}\,]\,; \qquad (44)$$

$$\exp \pm i\, [q_y\, y + v_F\, t\, \sqrt{q_x^2 + q_y^2}\,]\,. \qquad (45)$$

В поле $E_{1x}^{(p)}$ основной вклад дают члены, пропорциональные экспонентам (44), так как для них применим метод стационарных фаз при больших значениях параметров

$$t v_F\, q_x >> 1 \qquad (46)$$

(остальные слагаемые в $\sqrt{t v_F\, q_x}$ раз меньше). Точка стационарной фазы равна

$$q_{y1} = q_x \frac{y}{\sqrt{t^2 v_F^2 - y^2}} \, . \qquad (47)$$

На расстояниях y меньших, чем путь электрона за время t

$$t v_F > y >> \frac{1}{q_x} \, , \qquad (48)$$

поле $E_{1x}^{(p)}$ имеет осциллирующий характер:

$$E_{1x}^{(p)}(t,\, q_x\,,\, y) = i \,\frac{4\sqrt{2}}{3^{3/4}\pi\sqrt{\pi}} \sqrt{q_0\, r_d}\, \times$$

$$\times \frac{\omega^{(0)} E_x(\omega_0\,,\, q_x\,,\, 0)}{(\omega_p\, t)^{3/2}} \cos\left[q_x \sqrt{t^2 v_F^2 - y^2} + \frac{\pi}{4} \right], \quad (49)$$

$$\omega^{(0)} = q_0(t,\, y)\, v_F << \omega_p \, ,$$

$$q_0(t,\, y) = q_x \frac{t v_F}{\sqrt{t^2 v_F^2 - y^2}} \, .$$

При выполнении неравенства, обратного левому неравенству в (48), поле $E_{1x}^{(p)}(t,\, q_x\,,\, y)$ экспоненциально затухает($E_{1x}^{(p)} \sim \exp\,[-q_x \sqrt{y^2 - t^2 v_F^2}\,]$).

Следует отметить, что поле аномального проникновения (49) имеет иную физическую природу, чем осциллирующее поле в максвелловской плазме (39), так как связано с недиссипативной частью диэлектрической проницаемости $\mathrm{Re}\, \varepsilon^l(\omega,\, \mathbf{q})$. Баллистический перенос энергии поля осуществляют все электроны, дрейфующие от поверхности в глубь плазмы, взаимодействуя с большим набором пространственно-временных гармоник поля. Из-за резкой границы в фермиевском распределении электронов по скоростям выделенной оказывается группа частиц вблизи максимальных значений $v_y \simeq v_F$ (вклад остальных частиц взаимно компенсируется). Малость величины амплитуды поля $E_{1x}^{(p)}$ имеет степенной характер и определяется малочисленностью этой группы электронов.

До сих пор предполагалось, что интеграл (16) в формулах (17)–(19) описывает целую функцию комплексного переменного ω в нижней полуплоскости. Вообще говоря, функция (16) может иметь ряд особенностей при $\omega = \omega_r$, положение которых в плоскости ω зависит только от вида начального возмущения и не связано со свойствами равновесной плазмы. Поле, обусловленное особенностями функции (16), содержит слагаемые типа $E_r(y,\, q_x)\, e^{-\mathrm{Im}\,\omega_r\, t - i \mathrm{Re}\,\omega_r\, t}$, и его можно рассматривать как поле возмущенных колебаний.

Пространственно-временная структура полей в диэлектрике с учетом эффектов запаздывания

Исследуем эволюцию и распределение электромагнитных полей в диэлектрике, учитывая эффекты запаздывания и проникновения поля из холодной плазмы. В случае холодной плазмы в выражении для поля (11) $\varepsilon^t(\omega,\, \mathbf{q}) = \varepsilon^l(\omega,\, \mathbf{q}) = \varepsilon(\omega)$. Для анализа функцию $E_{2x}(t,\, y)$ (11) удобно представить как сумму трех слагаемых $E_{2x} = \sum_{i=1,2,3} E_x^{(i)}(t,\, q_x\,,\, y)$. Первый член $E_x^{(1)}$ есть поле объемной волны с частотой

$$\omega_k(q) = \frac{cq}{\sqrt{\varepsilon_2}} \, , \qquad (50)$$

создаваемое начальным возмущением в диэлектрике (первое слагаемое в формуле (11)). Выражение $E_x^{(2)}(t,\, q_x\,,\, y)$ описывается последним членом в квадратных скобках в (11) и определяет поле волны, связанное с начальным возмущением в диэлектрике (15). Третье слагаемое $E_x^{(3)}(t,\, q_x\,,\, y)$, обусловленное проникновением волны из плазмы в диэлектрик и имеющее вид

$$E_x^{(3)}(t,\, q_x\,,\, y) = \frac{i}{(2\pi)^2 \varepsilon_2} \times$$

$$\times \int\limits_{-\infty + i\sigma}^{\infty + i\sigma} d\omega \, \frac{\sqrt{q_x^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon_2}}{\omega \varepsilon(\omega) \Delta(\omega)}\, e^{-i\omega t - |y| \sqrt{q_x^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon_2}} \times$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} dq_y \, \frac{P^{(0)}(\mathbf{q})}{q^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon(\omega)} \, , \qquad (51)$$

$$P^{(0)}(\mathbf{q}) = \frac{\omega}{c}\, \varepsilon(\omega) \left[q_y\, H_{z1}(0)(\mathbf{q}) - \frac{\omega}{c}\, \varepsilon_0\, E_{x1}^{(0)}(\mathbf{q}) \right] +$$

$$+ q_x\, \varepsilon_0 (\mathbf{q} \mathbf{E}_1^{(0)}(\mathbf{q})) \, ,$$

есть комбинация функций (14), в которых $\mathbf{J}^{(0)}(\mathbf{q}) = 0$. В интегральном представлении поля $E_x^{(1)}$ существует только одна особенность в пространстве комплексной переменной ω — полюс (50). Подынтегральное выражение для поля $E_x^{(2)}$ в плоскости ω кроме полюса (50) содержит полюса и точки ветвления функции $\Delta(\omega)$. Для холодной плазмы

$$\Delta(\omega) = \sqrt{q_x^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon_2} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon(\omega)} \sqrt{q_x^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon(\omega)} \, .$$

(52)

Полюса

$$\Delta(\omega_{ni}) = 0 \tag{53}$$

появляются при условии $\varepsilon(\omega_{ni}) < 0$, а ω_{ni} описывает, как известно, частоту и затухание поверхностного поляритона. Выражение (52) имеет два типа точек ветвления: на действительной оси точки

$$\omega_{1,2} = \pm \frac{cq_x}{\sqrt{\varepsilon_2}} \tag{54}$$

и комплексные точки ветвления $\omega = \omega_{3,4}$

$$\mathrm{Re}\ \omega_{3,4} = \pm \sqrt{\omega_p^2 + c^2 q_x^2/\varepsilon_0}\ ;$$
$$\mathrm{Im}\ \omega_{3,4} = -\frac{\nu\omega_p^2}{2(\mathrm{Re}\ \omega_3)^2}\ . \tag{55}$$

В выражении для $E_x^{(2)}$ перейдем в плоскости ω от интегрирования в пределах $(-\infty+i\sigma,\ \infty+i\sigma)$ к замкнутому контуру, состоящему из отрезка $(-R+i\sigma,\ R+i\sigma)$, полуокружности радиусом $R \to \infty$ в нижней полуплоскости и прямолинейных отрезков вдоль линии разреза $(-cq_x/\sqrt{\varepsilon_2},\ cq_x/\sqrt{\varepsilon_2})$, $(\omega_3\ ,\ \infty+\mathrm{Im}\ \omega_3)$ и $(-\infty+i\ \mathrm{Im}\ \omega_4\ ,\ \omega_4)$. В третьем слагаемом поля $E_x^{(3)}$ особенностями подынтегральной функции являются полюса — корни уравнения

$$\omega_l^2 \varepsilon(\omega_l) = c^2 q^2\ , \tag{56}$$

полюса $\omega = \omega_{ni}$ и точки ветвления (54) и (55). В этом случае контур интегрирования удобнее выбрать так, чтобы он включал в себя линии разреза $(\infty,\ cq_x/\sqrt{\varepsilon_2})$, $(-\infty,\ -cq_x/\sqrt{\varepsilon_2})$ и $(\omega_3\ ,\ \omega_4)$. В слагаемых $E_x^{(2)}$ и $E_x^{(3)}$ интегралы по ω вдоль линии разреза удается вычислить асимптотически, используя метод стационарных фаз при больших значениях параметра $q_x\ ct/\sqrt{\varepsilon_2}$. В результате получим, что в диэлектрике наряду с известными модами — объемной волной с частотой $\omega_k(q)$ (50) и поверхностным поляритоном с частотой ω_{ni} (53) — существуют колебания иной природы. Одно из них представляет собой вклад в интегралы по ω от полюсов (56) и связано с проникновением поля объемной волны ω_l из полупроводника в диэлектрик. Оно записывается в виде интеграла по q_y :

$$E_{xv} = E_x^{(+)} + E_x^{(-)}\ , \tag{57}$$

$$E_{xv}^{(\pm)} = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_2}\int_{-\infty}^{\infty} dq_y\ \frac{\sqrt{q_x^2 - (\omega_l^2/c^2)\varepsilon_2}}{q^2\Delta(\pm\omega_l)}\ P^{(0)} \times$$
$$\times \exp\left(\pm i\omega_l(q_y)t - i\,\frac{|y|}{c}\,\sqrt{\omega_l^2\varepsilon_2 - q_x^2c^2}\ \right).$$

Поле второго типа является результатом вычисления интегралов по ω и q_y вдоль берегов разреза в плоскости комплексной переменной ω. Это поле образовано колебаниями, возникшими как в диэлектрике, так и прошедшими в него из плазмы. Для больших значений параметра $ct/\sqrt{\varepsilon_2} > y > 1/q_x$ это поле имеет вид

$$E_{xr}(t,\ y) = \frac{\Theta(ct/\sqrt{\varepsilon_2} - y)}{\sqrt{q_x ct/\varepsilon_2}}\ [A(P^{(0)},\ t,\ y)\ +$$
$$+\ B(M^{(0)},\ t,\ y)]\ \cos\left[q_x\ \sqrt{c^2t^2/\varepsilon_2 - y^2} + \frac{3\pi}{4}\right] \tag{58}$$

($\Theta(x)$ — функция Хевисайда: $\Theta(x > 0) = 1$; $\Theta(x < 0) = 0$).

Заключение

Таким образом, в работе получен полный спектр собственных колебаний электрического поля в плазме и граничащей с ней недиссипативной и недиспергирующей среде (вакууме или диэлектрике). Набор собственных частот такой системы определяется особенностями функций распределения электронов в равновесном и возмущенном состояниях. В холодной плазме с возмущенной начальной концентрацией электронов, которая распределена во всем полупространстве, наряду с поверхностными колебаниями на частоте ω_s (26) существуют поверхностные и объемные колебания на ленгмюровской частоте ω_p . Возле границы раздела сред амплитуды и фазы парциальных полей с частотой ω_p взаимно компенсируются и в диэлектрик поле с такой частотой не проникает. В вакууме колебания поля происходят только с частотой ω_s . Если в начальный момент времени возмущенная концентрация электронов локализована на границе, то колебания как в диэлектрике, так и в плазме существуют только на частоте поверхностного плазмона ω_s .

В максвелловской плазме с функцией распределения электронов, возмущенной в начальный момент времени во всем полупространстве, из-за дисперсии ленгмюровских колебаний взаимной компенсации парциальных полей на границе не происходит.

Поэтому в диэлектрике и в плазме возникают поверхностные колебания не только на частоте ω_s , но и на частоте ω_n (31). Декремент затухания этих колебаний имеет такой же вид, как затухание Ландау в безграничной плазме. Это естественно, так как весь набор плазменных колебаний с частотами $\omega_n(q)$ излучается в диэлектрик на границе.

При наличии теплового движения электронов плазма становится прозрачной на частоте ω_s ($\omega_s < \omega_p$) благодаря баллистическому переносу зарядами энергии поверхностных плазмонов в глубину плазмы. Иначе говоря, в результате черенковского резонанса между электронами и пространственными гармониками поверхностных плазмонов возбуждаются объемные волны (волны Ван Кемпена), фазовые скорости которых совпадают со скоростью частиц вдоль нормали к поверхности. На границе происходит преобразование поля поверхностного плазмона в поле объемных волн. Интерференция этих волн с разными q_y приводит к эффекту аномального проникновения, который заключается в том, что суммарное поле проникает в плазму на расстояние, значительно превышающее глубину проникновения поверхностных плазмонов в холодной плазме. Амплитуда поля в этом случае — осциллирующая функция координаты y.

Аномальное проникновение электрического поля возникает также и в вырожденной плазме. Однако физическая природа этого явления совершенно иная, чем в случае максвелловской плазмы. Во-первых, эффект связан с недиссипативной частью диэлектрической проницаемости $\mathrm{Re}\,\varepsilon_l$, а не с диссипативной, для которой в бесстолкновительном пределе выполнено условие $|\mathrm{Im}\,\varepsilon_l| << |\mathrm{Re}\,\varepsilon_l|$. Именно поэтому амплитуда поля в вырожденной плазме больше, чем в максвелловской. Во-вторых, электроны взаимодействуют с большим набором пространственно-временных гармоник поля и нет механизма отбора частоты, вследствие чего период осцилляций зависит от двух параметров — координаты y и времени t. В невырожденной плазме зависимости от параметров y и t разделены.

Если учесть в структуре холодная плазма–диэлектрик эффекты запаздывания, то в диэлектрике поле является суперпозицией полей поверхностного поляритона (53), объемных колебаний с частотами ω_k (50) и ω_l (56) и осциллирующего поля (58).

1. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* **16**, 574 (1946).
2. В. П. Силин, А. А. Рухадзе, *Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред*, Госатомиздат, Москва (1961).
3. А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин, А. Г. Ситенко, К. Н. Степанов, *Электродинамика плазмы*, Наука, Москва (1974).
4. Ю. А. Романов, *Изв. ВУЗов, Радиофизика* **7**, 242 (1964).
5. А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, *Колебания и волны в плазменных средах*, МГУ, Москва (1990).
6. Б. Б. Кадомцев, *Коллективные явления в плазме*, Наука, Москва (1976).
7. В. Л. Фалько, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, *ФНТ* **22**, 1147 (1996).
8. N. G. Van Kampen, *Physica* **21**, 949 (1955).
9. В. П. Силин, *Физ. метал. и металловед.* **10**, 942 (1960).

Evolution of oscillations of semiconfined electron plasma

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

The evolution of an arbitrary initial nonequilibrium distribution of electrons and electric fields is investigated in a structure consisting of a semiconfined plasma and dielectric (vacuum). The comprehensive spectrum of potential oscillations of electric fields is obtained. It is shown that a set of the frequency eigenvalues is determined by the properties of the electron distribution functions in equilibrium and disturbed states. In a cold plasma there are volume and surface oscillations with the Langmuir frequency along with the surface plasmons, but in a dielectric only surface plasmons occur. In the presence of a spatial dispersion all the types of volume and surface oscillations propagating in the plasma are radiated from it to the dielectric. In the plasma, besides the field of these oscillations, an electric field of anomalous penetration exists which is due to the effects of ballistic transport of conduction electrons at low temperature. For the cold plasma, the delay effects are taken into account, and for the dielectric, the time and spatial distribution of fields are found out.