01;04;05;09

Волны поверхностного типа на границе металла с плазменно-молекулярной средой

© Н.А. Азаренков, В.К. Галайдыч

Харьковский государственный университет,
310077 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 29 мая 1996 г. В окончательной редакции 30 июля 1997 г.)

Рассматривается влияние молекулярной подсистемы на свойства волн поверхностного типа (ВПТ), распространяющихся вдоль границы плазма–металл при учете теплового движения электронов. Динамика молекулярной подсистемы описывается с помощью уравнения для вектора поляризации, что эквивалентно квантово-механическому рассмотрению разреженного газа при феноменологическом учете диссипации. Получено дисперсионное уравнение для волн поверхностного типа. Молекулярная подсистема влияет как на фазовую скорость волн, так и на глубины проникновения. В случае слабоионизированной среды существует запрещенная полоса частот для волн поверхностного типа.

В настоящее время интенсивно изучаются волновые процессы в комбинированных плазменно-молекулярных системах [1]. Примерами таких систем являются, например, частично ионизированная плазма, электронно-дырочный газ в полупроводниках и т.д. Их изучение представляет интерес в связи с проблемами квантовой электроники, нелинейной оптики, плазменных технологий и газового разряда. В данной работе изучается влияние молекулярной подсистемы на свойства волн поверхностного типа, распространяющихся вдоль границы плазма–металл при учете теплового движения электронов. В отсутствие молекулярной подсистемы дисперсионные свойства этих волн и декременты их затухания исследовались в кинетическом приближении в работах [2,3], а распределение электромагнитного поля, дисперсия, декременты затухания, обусловленные столкновениями частиц в плазме и конечностью проводимости металлической поверхности, — в гидродинамическом приближении в [4]. В предлагаемой работе получено дисперсионное уравнение волн поверхностного типа, существующих на границе металла с горячей свободной плазмой, в которой учтено влияние молекулярной подсистемы. Показано, что молекулярная составляющая значительно изменяет дисперсию волн поверхностного типа при частотах, близких к собственным частотам атомов как осцилляторов.

Рассмотрим однородную свободную (внешнее магнитное поле отсутствует) плазменно-молекулярную среду, занимающую полупространство $z > 0$ и граничащую с металлической поверхностью в плоскости $z = 0$. Система уравнений, описывающих электромагнитное поле в плазменно-молекулярной среде, состоит из уравнений Максвелла, уравнений квазигидродинамики с учетом газокинетического давления и уравнения для вектора поляризации молекулярной подсистемы [5]

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\sum_{\alpha}\mathbf{j}_\alpha + \frac{4\pi}{c}\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t},$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nu_\mu\frac{\partial}{\partial t} + \omega_R^2\right)\mathbf{P} = \frac{\omega_\mu^2}{4\pi}\mathbf{E},$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_\alpha}{\partial t} = \frac{e_\alpha}{m_\alpha}\mathbf{E} - \frac{\nabla p_\alpha}{n_\alpha m_\alpha}, \quad \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div}(n_\alpha \mathbf{v}_\alpha) = 0,$$

$$\mathbf{j}_\alpha = e_\alpha n_\alpha \mathbf{v}_\alpha; \quad p_\alpha = n_\alpha T_\alpha, \tag{1}$$

e_α, m_α, p_α, n_α, T_α, $\mathbf{v}_\alpha$ — заряд, масса, газокинетическое давление, плотность, температура и гидродинамическая скорость частиц сорта $\alpha\,(\alpha = e, i)$; $\mathbf{P}$ — вектор поляризации двухуровневой системы; ν_μ — постоянная затухания молекулярной поляризации; $\omega_R = (E_2 - E_1)/\hbar$ — собственная частота атома осциллятора; $\omega_\mu^2 = 4\pi e_e^2 f_\mu (N_1 - N_2)/m_e$, f_μ — сила осциллятора; N_1, N_2 — населенности энергетических уровней E_1, E_2.

Как уже отмечалось [5], описание динамики молекулярной подсистемы с помощью уравнения для вектора поляризации эквивалентно квантово-механическому рассмотрению разреженного газа при феноменологическом учете диссипации. Период исследуемого волнового процесса намного меньше времени изменения температуры среды, поэтому температуры частиц T_α считаются заданными и постоянными.

На границе раздела решения системы уравнений (1) должны удовлетворять граничным условиям. Поскольку нас интересуют волновые возмущения, обусловленные коллективными процессами в плазменно-молекулярной подсистеме, то граничное условие, заключающееся в непрерывности тангенциальной составляющей напряженности электрического поля $\mathbf{E}_\tau$ на границе раздела двух сред, трансформируется в условие $\mathbf{E}_\tau^{pl}(z = 0) = 0$. Это связано с предположением о том, что собственные частоты электромагнитных возмущений в плазменно-молекулярной среде значительно меньше собственных частот возмущений в металле. Поэтому можно применять квазистатическое граничное условие $\mathbf{E}_\tau^{pl}(z = 0) = 0$. Учет теплового движения электронов в плазме приводит к повышению порядка дифференциального уравнения, описывающего пространственное распределение электромагнитного поля. Поэтому в качестве дополнительного граничного условия обычно применяется кинематическое условие — равенство нулю нормальной составляющей гидродинамической скорости электронов [6].

В изотропной плазме система уравнений Максвелла разделяется на две подсистемы уравнений, описывающих соответственно E- и H-волны. Волнами поверхностного типа могут быть только E-волны [6]. Если плазменные возмущения представляют собой бегущие вдоль границы раздела волны $(\mathbf{A}(\mathbf{r},t) = \mathbf{A}(\mathbf{r})\exp[i(\alpha x - \omega t)])$, то в плоской геометрии из (1) для высокочастотных E-волн, обусловленных электронными движениями, можно получить следующую систему уравнений:

$$-i\omega E_Z + \frac{dE_X}{dz} = ikH_Y,$$

$$\frac{dH_Y}{dz} = ik(\varepsilon - \beta_T^2\alpha^2/k^2)E_X + \beta_T^2\frac{\alpha}{k}\frac{dE_Z}{dz},$$

$$-\alpha H_Y = k\varepsilon E_Z + i\beta_T^2\frac{\alpha}{k}\frac{dE_X}{dz} + \frac{\beta_T^2}{k}\frac{d^2E_Z}{dz^2}, \qquad (2)$$

где $k = \omega/c$, $\beta_T = v_T/c$, v_T — тепловая скорость электронов, $\varepsilon = \varepsilon_P + \varepsilon_\mu$, $\varepsilon_P = 1 - \omega_P^2/\omega^2$ — диэлектрическая проницаемость плазменной подсистемы, $\omega_P = \sqrt{4\pi e_e^2 n_e/m_e}$ — плазменная частота электронов, $\varepsilon_\mu = \omega_\mu^2/(\omega_R^2 - \omega^2 - i\nu_\mu\omega)$ — диэлектрическая проницаемость молекулярной подсистемы.

Из системы уравнений (2) можно получить дифференциальное уравнение, описывающее распределение нормальной составляющей напряженности электрического поля по нормальной координате,

$$\frac{d^4E_Z}{dz^4} - (\varkappa_1^2 + \varkappa_2^2)\frac{d^2E_Z}{dz^2} + \varkappa_1^2\varkappa_2^2E_Z = 0,$$

$$\varkappa_1^2 = \alpha^2 - \varkappa^2\varepsilon, \quad \varkappa_2^2 = \alpha^2 - \frac{\omega^2\varepsilon}{v_T^2}. \qquad (3)$$

Конечное при $z \to \infty$ решение для E_Z в виде поверхностных возмущений имеет вид

$$E_Z(z) = A\exp(-\varkappa_1 z) + B\exp(-\varkappa_2 z). \qquad (4)$$

При этом для тангенциальных составляющих напряженностей магнитного и электрического полей, а также для нормальной составляющей гидродинамической скорости электронов можно получить следующие выражения:

$$H_Y(z) = -\varepsilon\frac{k}{\alpha}A\exp(-\varkappa_1 z),$$

$$E_X(z) = -i\left[\frac{\varkappa_1}{\alpha}A\exp(-\varkappa_1 z) + \frac{\alpha}{\varkappa_2}B\exp(-\varkappa_2 z)\right],$$

$$v_Z(z) = -i\frac{e}{m\omega}\left[A\exp(-\varkappa_1 z) + \left(1 + \varepsilon\frac{\omega^2}{\omega_P^2}\right)B\exp(-\varkappa_2 z)\right]. \qquad (5)$$

Подставляя решения (5) в граничные условия, получим дисперсионное уравнение волн поверхностного типа с учетом молекулярной подсистемы

$$\frac{\varkappa_1\varkappa_2}{\alpha^2} = \frac{\omega_P^2}{\omega^2(1+\varepsilon_\mu)}. \qquad (6)$$

Если в уравнении (6) в выражениях для ε положить равной нулю ε_μ, то получим дисперсионное уравнение, исследовавшееся в работе [4].

При $\beta_T^2 \ll 1$ получим решения дисперсионного уравнения (6) с учетом молекулярной подсистемы

$$\alpha^2 \approx \frac{\omega^2(1+\varepsilon_\mu)^2}{2(2-\varepsilon_P+\varepsilon_\mu)v_T^2} \times \left[1 \pm \frac{|\varepsilon|}{\varepsilon}\sqrt{1 - \beta_T^2\frac{4(\varepsilon_P+\varepsilon_\mu)(2-\varepsilon_P+\varepsilon_\mu)}{(1+\varepsilon_\mu)^2}}\right]. \qquad (7)$$

При переходе к случаю холодной плазмы $v_T \to 0$ происходит вырождение волн поверхностного типа ($\alpha \to \infty$), как и в случае, когда молекулярная подсистема отсутствует. Выражение (7) громоздкое, поэтому необходимо исследовать его в предельных случаях. Выражение (7) содержит в себе решения как для истинных, когда $\varkappa_{1,2}^2 > 0$, так и для излучающих мод, когда по крайней мере одно из $\varkappa_{1,2}^2$ отрицательное [6]. Первый тип волн реализуется при $\varepsilon < 0$ и соответствует слабозатухающим волнам, а второй существует при $\varepsilon > 0$ и соответствует волновым возмущениям, уносящим энергию от поверхности раздела. У последних волн $\mathrm{Re}\,\omega \cong \mathrm{Im}\,\omega$, они сильно затухают и могут распространяться только при наличии неравновесности в среде. В данной работе будем рассматривать только волны первого типа. Выбор типа волн с $\varepsilon < 0$ означает, что нас будут интересовать плазменно-молекулярные системы, такие что $\omega_R^2 < \omega_P^2$.

При учете поглощения ($\nu_\mu \neq 0$) возможны ситуации, когда невозможно распространение, т.е. $\alpha^2 < 0$, при этом $\mathrm{Re}(1+\varepsilon_\mu)^2 < 0$. Это может иметь место в узком диапазоне частот вблизи $\omega \approx \omega_R$ при $s = \omega_\mu^2/(\omega_R\nu_\mu) > s^* \cong 0.831$, т.е. для интенсивных (большое ω_μ^2), низкочастотных (малое ω_R) и высокодобротных (малое ν_μ) линий. Поэтому в работе предполагается $s < s^*$, что предотвратит появление этой запрещенной полосы. При таком выборе параметра s неравенство $\alpha^2 > 0$ будет выполняться при всех значениях частоты ω.

Для низких частот $|4\beta_T^2(2-\varepsilon_P+\varepsilon_\mu)/(1+\varepsilon_\mu)^2| \gg 1$ получаем

$$\alpha^2 \approx \frac{\omega\omega_P}{v_T c}|1+\varepsilon_\mu|; \; \varkappa_1^2 \approx \left(\frac{\omega_P}{c}\right)^2[1+\delta]; \; \varkappa_2^2 \approx \left(\frac{\omega_P}{v_T}\right)^2[1+\delta],$$

$$\delta = \beta_T\left(\frac{\omega}{\omega_P}\right)|1+\varepsilon_\mu| - \left(\frac{\omega}{\omega_P}\right)^2\varepsilon_\mu. \qquad (8)$$

При этом волны поверхностного типа потенциальные и их фазовая скорость превосходит тепловую скорость электронов плазмы $v_{PH} = \omega/\alpha \gg v_T$. Из (8) видно, что молекулярная подсистема в случае низких частот изменяет фазовую скорость волн поверхностного типа, практически не влияя на глубины проникновения $\varkappa_{1,2}^{-1}$, так как $\delta \ll 1$.

Для высоких частот $|4\beta_T^2(2-\varepsilon_P+\varepsilon_\mu)/(1+\varepsilon_\mu)^2| \ll 1$ решения, соответствующие волне поверхностного типа, имеют вид

$$\alpha^2 \approx \left(\frac{\omega}{v_T}\right)^2 \frac{(1+\varepsilon_\mu)^2}{2-\varepsilon_P+\varepsilon_\mu}, \ \varkappa_1^2 \approx \left(\frac{\omega}{v_T}\right)^2 \frac{(1+\varepsilon_\mu)^2}{2-\varepsilon_P+\varepsilon_\mu},$$

$$\varkappa_2^2 \approx \left(\frac{\omega}{v_T}\right)^2 \frac{1-\varepsilon_P}{2-\varepsilon_P+\varepsilon_\mu}. \qquad (9)$$

В этом случае молекулярная подсистема влияет как на фазовую скорость волн, так и на глубины проникновения. Анализ уравнения (6) для решений вида (9) позволяет сделать вывод о существовании запрещенной полосы частот для волн поверхностного типа в случае слабоионизированной среды ($\omega_P^2 < \omega_\mu^2$). Если частота волны достаточно сильно отличается от резонансной частоты $|\omega-\omega_R| > \omega_\mu$, то можно пренебречь затуханием. Волны поверхностного типа возможны в областях частот $\omega < \omega_R$ и $\omega > \omega_1 = \sqrt{\omega_R^2+\omega_\mu^2-\omega_P^2}$. Следовательно, до тех пор пока $\omega_P^2 < \omega_\mu^2$, существует полоса частот $\omega_R < \omega < \omega_1$, где невозможны волны поверхностного типа. При увеличении доли ионизированной компоненты ширина этой полосы уменьшается до нуля. По мере увеличения частоты волн поверхностного типа вплоть до плазменной ω_P их фазовая скорость уменьшается до значений, близких к тепловой скорости электронов плазмы. При этом нарушается условие применимости гидродинамического приближения.

Сравним дисперсионные свойства волн поверхностного типа в плазменно-молекулярной среде (кривая *1* на рис. 1) и в полностью ионизированной среде (кривая *2*). За исключением узкой окрестности $\omega \approx \omega_R$, они практически совпадают. Отличие в поведении кривых можно проследить на вставке к рис. 1. Отметим, что при построении графиков на вставке были в разной мере изменены масштабы. Вследствие этого выглядевшая на основном рисунке плавная наклонная кривая *2* на вставке стала почти вертикальной.

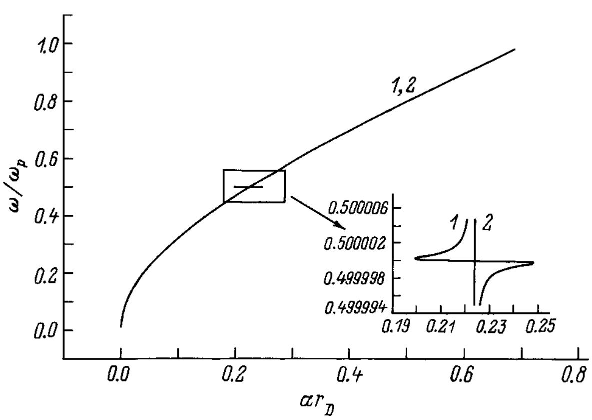

Рис. 1. Зависимость частоты поверхностной волны (нормированной на значение плазменной частоты ω_p) от ее волнового вектора (нормированного на дебаевский радиус $r_D = v_T/\omega_p$) для плазменно-молекулярной среды (*1*) и для полностью ионизованной плазмы (*2*).

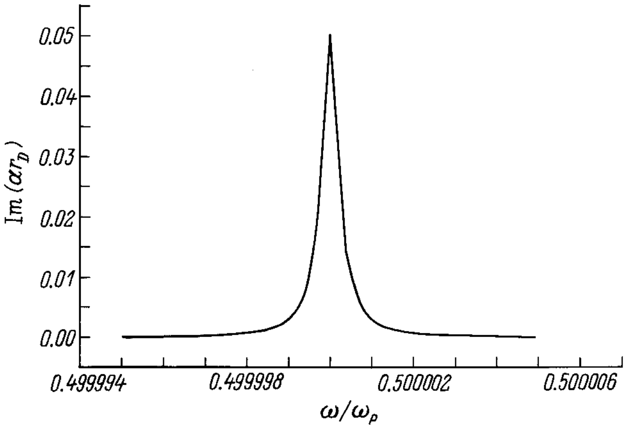

Рис. 2. Зависимость пространственного затухания поверхностной волны (нормированного на дебаевский радиус) от ее частоты (нормированной на ω_p) для плазменно-молекулярной среды.

На рис. 1 видно, что на кривой дисперсии $\omega(\alpha)$ имеется область аномальной дисперсии волн поверхностного типа (кривая *1*). При увеличении доли ионизированной компоненты в среде эта дисперсия ослабевает. В области аномальной дисперсии волн поверхностного типа испытывает сильное затухание (рис. 2). Следует отметить, что в нашей модели отсутствуют столкновения заряженных частиц в плазме, это затухание связано с влиянием молекулярной подсистемы на распространение волн поверхностного типа. Ширина области аномальной дисперсии — порядка постоянной затухания молекулярной поляризации ν_μ.

Для численных расчетов выбирались следующие параметры: $\omega_P/\omega_R = 2$, $\nu_\mu/\omega_R = 10^{-6}$, $\omega_\mu/\omega_R = 5 \cdot 10^{-4}$, $\beta_T = 10^{-4}$. При наличии нескольких сортов молекул, диэлектрическая проницаемость молекулярной подсистемы должна быть просуммирована по сортам A

$$\varepsilon_\mu = \sum_A \omega_{\mu A}^2/(\omega_{RA}^2 - \omega^2 - i\nu_{\mu A}\omega). \qquad (10)$$

В результате на дисперсионной кривой вблизи каждой частоты ω_{RA} появляются аналогичные рассмотренной области с аномальной дисперсией.

Список литературы

[1] *Климонтович Ю.Л., Вильгельмсон Х., Якименко И.П., Загородний А.Г.* Статистическая теория плазменно-молекулярных систем. М.: Изд-во МГУ, 1990. 224 с.

[2] *Попов В.С., Троицкий С.В., Якименко И.П.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 1. С. 46–51.

[3] *Азаренков Н.А., Костенко В.В.* // УФЖ. 1986. Т. 31. № 4. С. 457–459.

[4] *Азаренков Н.А., Кондратенко А.Н.* // УФЖ. 1985. Т. 30. № 5. С. 718–725.

[5] *Климонтович Ю.Л.* Кинетическая теория электромагнитных процессов. М.: Наука, 1980. 374 с.

[6] *Кондратенко А.Н.* Плазменные волноводы. М.: Атомиздат, 1976. 232 с.