01;04

Потенциальные поверхностные волны на границе металла с магнитоактивной плазмой конечного давления

© Н.А. Азаренков, А.Н. Кондратенко, Ю.О. Тышецкий

Харьковский государственный университет,
310077 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 24 ноября 1997 г.)

Исследовано распространение потенциальных волн поверхностного типа вдоль границы плазмы с идеально проводящим металлом при внешнем магнитном поле, перпендикулярном границе раздела. Показано, что обязательным условием существования таких волн в системе является конечность газокинетического давления. Получены дисперсионное уравнение для этих волн, выражения для глубин проникновения поля волны в плазму и проведено их численное исследование при различных параметрах плазмы. Найдена частотная область распространения исследуемых волн. Показано также, что в такой системе при ненулевом внешнем магнитном поле существует область частот, при которых волна является обобщенно-поверхностной.

В последнее время интенсивно исследуются свойства поверхностных волн (ПВ) в плазменно-металлических структурах [1,2]. Интерес к этим структурам связан с необходимостью решения многих задач плазменной и полупроводниковой электроники [3,4], проблемы лимитера и дивертора в тороидальных приборах УТС [5], создания источников плазмы [6–8] и др. Дисперсионные свойства и пространственные распределения полей ПВ в плазменно-металлических структурах теоретически и экспериментально изучены достаточно детально (см. [1] и ссылки там). Имеются в виду ПВ, обусловленные коллективными возбуждениями в плазменной среде, частота которых значительно ниже частот собственных электронных возмущений в металле. В [1] представлены результаты исследований по ПВ на границе металла со свободной и магнитоактивной плазмой. В магнитоактивной плазме изучены свойства потенциальных и непотенциальных ПВ в случае, когда внешнее магнитное поле параллельно границе раздела. В предлагаемой работе показано, что волны поверхностного типа могут распространяться вдоль границы плазмы с идеально проводящим металлом и при внешнем магнитном поле, перпендикулярном границе раздела. Такая геометрия задачи характерна для процессов плазменной обработки проводящей поверхности, когда необходимо фиксировать поперечные размеры потока, либо в диверторной плазме. При этом необходимым условием существования ПВ в такой структуре является конечность газокинетического давления. В холодной плазме волны такого типа невозможны.

Систему координат выберем таким образом, что плазма занимает область $x > 0$, а в плоскости $x = 0$ она граничит с идеально проводящей поверхностью ($\sigma \to \infty$). Граница раздела между металлом и плазмой предполагается резкой. Модель резкой границы справедлива, если глубина проникновения поля ПВ значительно больше размеров переходной области. Внешнее магнитное поле направлено вдоль оси x. Зависимость всех волновых возмущений от координат и времени имеет вид

$$\mathbf{A}(\mathbf{R}, t) = A(x)\exp[i(k_2 y - \omega t)]. \tag{1}$$

Система уравнений, описывающая исследуемый волновой процесс, состоит из уравнения Пуассона для потенциала поля φ и системы линеаризованных уравнений квазигидродинамики с холодными ионами и горячими электронами [2]

$$\Delta\varphi = 4\pi e(n_e - n_i),$$
$$\frac{\partial \mathbf{V}_\alpha}{\partial t} = \frac{e_\alpha}{m_\alpha}\nabla\varphi + \frac{e_\alpha}{m_\alpha c}[\mathbf{V}_\alpha, \mathbf{H}_0] - v_{T\alpha}^2\frac{\nabla n_\alpha}{n_{0\alpha}},$$
$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + n_{0\alpha}\mathrm{div}\mathbf{v}_\alpha = 0. \tag{2}$$

Здесь e_α, m_α, $n_{0\alpha}$, $v_{T\alpha}$, n_α, $\mathbf{v}_\alpha$ — заряд, масса, равновесная плотность, тепловая скорость, возмущения плотности и гидродинамической скорости частиц сорта α в поле исследуемой волны ($\alpha = e, i$ соответственно для электронов и ионов); φ — потенциал возмущения. Поскольку в нашей модели ионы предполагаются холодными, то $v_{Ti} = 0$, а $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ (T_e — температура электронов в энергетических единицах). Плазма предполагается однородной по плотности и квазинейтральной ($n_{0e} = n_{0i} \equiv n_0$).

Если искать решение системы уравнений (2) в виде бегущих вдоль оси y волн (1), то можно получить следующее дифференциальное уравнение, описывающее распределение потенциала в плазме,

$$\frac{d^4\varphi}{dx^4} + \left(\frac{\omega^2}{v_{Te}^2}\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_{i1}} - k_y^2\left(\frac{\varepsilon_{i2}}{\varepsilon_{i1}} - \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}\right)\right)\frac{d^2\varphi}{dx^2}$$
$$+ k_y^2\left(-\frac{\omega^2}{v_{Te}^2}\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} + \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}\frac{\varepsilon_{i2}}{\varepsilon_{i1}}k_y^2\right)\varphi = 0, \tag{3}$$

где

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{i1} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad \varepsilon_{i1} = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2},$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_{i2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}, \quad \varepsilon_{i2} = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2},$$

$$\omega_{p\alpha} = \left(\frac{4\pi e_\alpha^2 n_0}{m_\alpha}\right)^{1/2}, \quad \omega_\alpha = \frac{e_\alpha H_0}{m_\alpha c}.$$

Если в уравнении (3) положить $H_0 = 0$, то получим уравнение, описывающее распределение потенциала в свободной горячей плазме [2].

Решение уравнения (3) для потенциала имеет вид

$$\varphi(x) = A_1 \exp(-\lambda_1 x) + A_2 \exp(-\lambda_2 x), \quad \lambda_{1,2} > 0, \quad (4)$$

где

$$\lambda_{1,2}^2 = \frac{1}{2}\left\{k_y^2\left(\frac{\varepsilon_{i2}}{\varepsilon_{i1}} + \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}\right) - \frac{\omega^2}{v_{Te}^2}\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_{i1}} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{v_{Te}^2}\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_{i1}} - k_y^2\left(\frac{\varepsilon_{i2}}{\varepsilon_{i1}} + \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}\right)\right)^2 - 4k_y^2\left(\frac{\omega^2 k_y^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}\frac{\varepsilon_{i2}}{\varepsilon_{i1}} - \frac{\omega^2}{v_{Te}^2}\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_{i1}}\right)}\right\}. \quad (5)$$

В дальнейшем будем исследовать волновые возмущения поверхностного типа, обусловленные электронными возмущениями, т. е. $\omega \gg \omega_{pi}, \omega_{ci}$. Тогда $\varepsilon_{i1} = \varepsilon_{i2} = 1$, $\varepsilon_1 = 1 - \omega_{pe}^2/\omega^2$, $\varepsilon_2 = 1 - \omega_{pe}^2/(\omega^2 - \omega_{ce}^2)$ и выражения для $\lambda_{1,2}^2$ могут быть представлены в виде

$$\lambda_{1,2}^2 = \frac{1}{2}\frac{\omega^2}{v_{Te}^2}\left\{\frac{v_{Te}^2 k_y^2}{\omega^2}\left(1 + \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}\right) - \varepsilon_1 \pm \sqrt{\varepsilon_1^2 + \frac{v_{Te}^2 k_y^2}{\omega^2}\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}\right)\left[\frac{v_{Te}^2 k_y^2}{\omega^2} \times \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}\right) + 2\left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)\right]}\right\}. \quad (6)$$

Если в (6) положить $H_0 = 0$, то $\lambda_1^2 = k_y^2$, а $\lambda_2^2 = k_y^2 - \omega^2\varepsilon_1/v_{Te}^2$, т.е. выражения для обратных глубин проникновения ПВ в плазму совпадают с соответствующими выражениями, представленными в [9] для потенциальных ПВ в свободной плазме.

Для получения дисперсионного уравнения исследуемых потенциальных ПВ исходную систему уравнений (2) необходимо дополнить граничными условиями. Система граничных условий для плазмы конечного давления имеет вид [2]

$$\varphi(x = 0) = 0, \quad v_{ex}(x = 0) = 0. \quad (7)$$

Из системы уравнений (2) можно получить, что граничное условие для нормальной компоненты гидродинамической скорости электронов записывается в виде

$$\frac{e}{m}\frac{d\varphi}{dx} - \frac{v_{Te}^2}{4\pi e n_0}\frac{d}{dx}\left(\frac{d^2\varphi}{dx^2} - k_y^2\varphi\right)\bigg|_{x=0} = 0. \quad (8)$$

Подставляя в систему граничных условий (7), (8) выражения для потенциала (4) и его производных, из условия совместимости системы получим дисперсионное уравнение потенциальных ПВ

$$1 + \frac{v_{Te}^2}{\omega_{pe}^2}k_y^2 = \frac{v_{Te}^2}{\omega_{pe}^2}(\lambda_1^2 + \lambda_1\lambda_2 + \lambda_2^2). \quad (9)$$

Его решение имеет вид

$$k_y^2 = \frac{1}{v_{Te}^2}\left(\frac{\omega^2}{\omega_{ce}^2} - 1\right)\left\{\omega^2 + \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2 - \sqrt{(\omega^2 - \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2)^2 + 4\omega_{ce}^2\omega_{pe}^2}\right\}. \quad (10)$$

Из условия распространения волн $k_y^2 > 0$ следует, что $\omega > \omega_{ce}$ — область существования ПВ, распространяющейся поперек внешнего магнитного поля. Обязательным условием существования данной ПВ является конечность тепловой скорости электронов. В предельном случае $H_0 = 0$ выражение для k_y^2 переходит в уже известное решение для потенциальных ПВ в свободной плазме [1,9]

$$\omega \approx \omega_{pe}\sqrt{|k_y| r_{De}}, \quad r_{De} = \frac{v_{Te}}{\omega_{pe}}. \quad (11)$$

С учетом малого, но конечного магнитного поля при выполнении условий $\omega_{ce}^2 \ll \omega^2 \ll \omega_{pe}^2$ выражение для собственной частоты ПВ приводится к виду

$$\omega \approx \omega_{pe}\sqrt{|k_y| r_{De}}\left(1 + \frac{\omega_{ce}^2}{4\omega_{pe}^2}\right). \quad (12)$$

Из этого выражения видно, что собственная частота ПВ возрастает с увеличением внешнего магнитного поля.

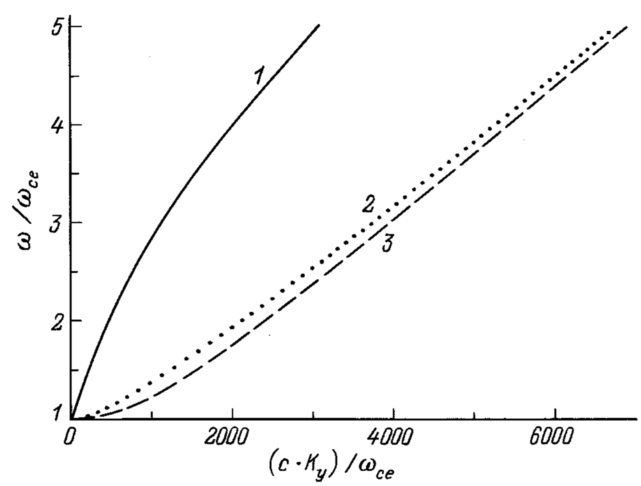

Рис. 1. Дисперсии при различных значениях $\Omega \equiv \omega_{pe}/\omega_{ce}$ (внешнее магнитное поле фиксировано). Температура плазмы $T_e = 1000\,\mathrm{K}$; $\Omega = 10$ (*1*), 1 (*2*), 0.1 (*3*).

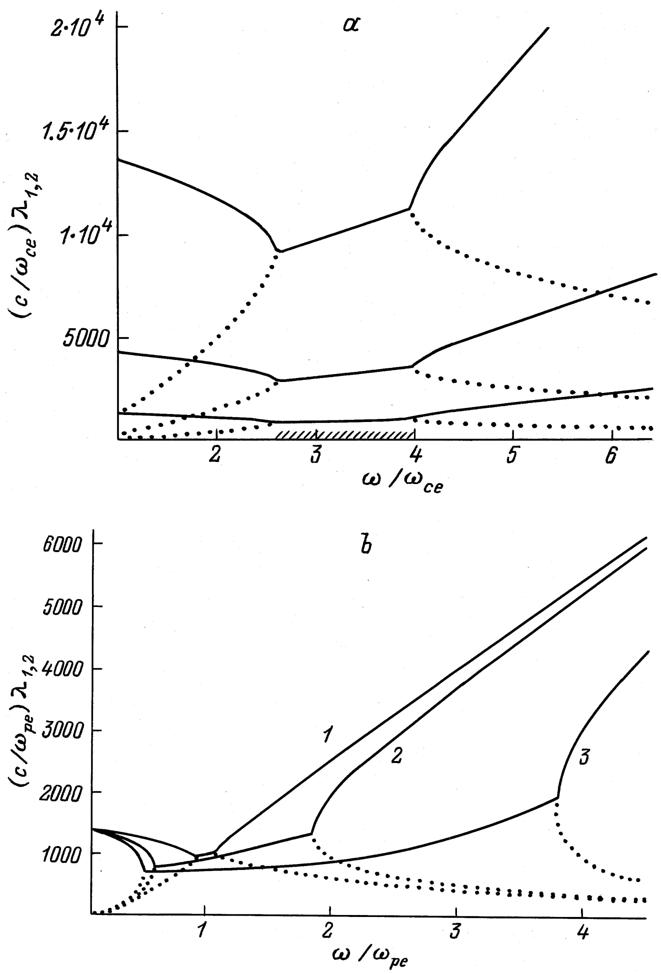

Рис. 2. a — зависимость обратных глубин проникновения λ_1 и λ_2 соответствующих компонент волны в плазму от частоты волны при различных температурах электронов плазмы $T_e = 100.$ (верхняя пара кривых), 1000 (средняя пара кривых), 10 000 K (нижняя пара кривых); кривые построены для следующих значений параметров плазмы: концентрация $n_0 = 10^{10}\,\text{см}^{-3}$, внешнее магнитное поле $H_0 = 100\,\text{Gs}$; b — зависимость обратных глубин проникновения λ_1 и λ_2 соответствующих компонент волны в плазму от частоты волны при фиксированной концентрации плазмы $n_0 = 10^{10}\,\text{см}^{-3}$ и при различных внешних магнитных полях, температура электронов плазмы $T_e = 1000\,\text{K}$. $\omega_{ce} = 0.1\omega_{pe}$ (*1*), $\omega_{ce} = 1\omega_{pe}$ (*2*), $\omega_{ce} = 3\omega_{pe}$ (*3*).

Результаты численного анализа дисперсионного уравнения (10) исследуемых волн при различных значениях параметра $\Omega = \omega_{pe}/\omega_{ce}$ (при фиксированном внешнем магнитном поле H_0) представлены на рис. 1. Кривые получены для следующих значений параметров плазмы: $T_e = 1000\,\text{K}$, $H_0 = 100\,\text{Gs}$. Из рисунка видно, что при малых напряженностях внешнего магнитного поля H_0 дисперсионная кривая переходит в кривую, представленную в [1] для случая свободной плазмы. При увеличении параметра Ω увеличивается фазовая и групповая скорости волны.

На рис. 2, a показана зависимость обратных глубин проникновения λ_1 и λ_2 соответствующих компонент волны от частоты волны и от температуры электронов. Не заштрихованные области на рис. 2, a — это области существования чисто поверхностных волн (ПВ) с пространственным распределением потенциала в глубь плазмы, показанным на рис. 3, a. Потенциал на больших расстояниях от границы плазмы экспоненциально убывает. Заштрихованная область — область обобщенно-поверхностных волн (ОПВ). Видно, что чем выше

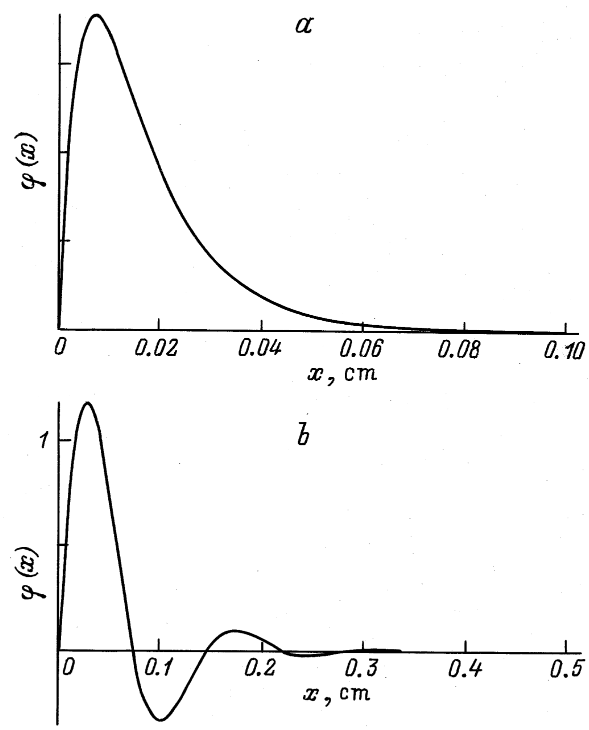

Рис. 3. Пространственное распределение потенциала $\varphi(x)$ для (значения $\omega = 2\omega_{ce}$) (a) и ОПВ (для значения $\omega = \omega_{pe}$) (b). Температура плазмы 1000 K, концентрация $n_0 = 10^{10}\,\text{см}^{-3}$, внешнее магнитное поле $H_0 = 100\,\text{Gs}$.

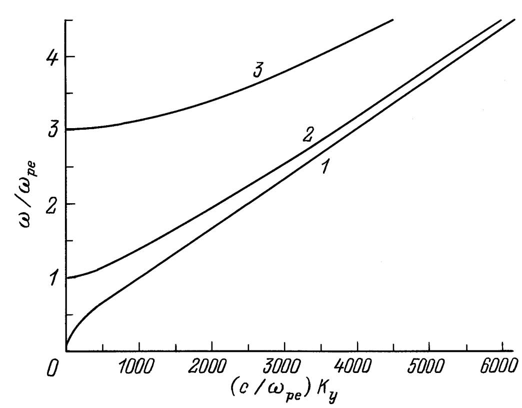

Рис. 4. Дисперсии при различных значениях $\Omega \equiv \omega_{pe}/\omega_{ce}$ (ω_{pe} фиксировано, а внешнее магнитное поле и, значит, ω_{ce} меняются). Температура плазмы $T_e = 1000\,\text{K}$, плотность плазмы $n_0 = 1\cdot10^{10}\,\text{см}^{-3}$; $\Omega = 10$ (*1*), 1 (*2*), 0.33 (*3*).

температура T_e, т. е. чем интенсивнее тепловое движение электронов плазмы, тем глубже волна проникает в плазму. С уменьшением напряженности внешнего магнитного поля область существования ОПВ исчезает. Пространственное распределение потенциала в глубь плазмы для ОПВ показано на рис. 3, *b*. Пространственная структура потенциала ОПВ такова, что он, экспоненциально убывая на больших расстояниях от границы плазмы, осциллирует в глубь плазмы.

На рис. 2, *b* показаны зависимости обратных глубин проникновения λ_1 и λ_2 соответствующих компонент волны от частоты волны при различных значениях параметра $\Omega = \omega_{pe}/\omega_{ce}$ (при фиксированной плотности плазмы). Численный анализ показывает, что при любом конечном внешнем магнитном поле H_0 существует конечная область частот, соответствующая ОПВ. Видно, что чем больше внешнее магнитное поле (т. е. чем меньше Ω при заданном ω_{pe}), тем шире область ОПВ. Видно также, что чем меньше Ω, тем меньше глубина проникновения волны в плазму.

Изменение дисперсионных кривых в зависимости от значений параметра $\Omega = \omega_{pe}/\omega_{ce}$ (при фиксированной плотности плазмы и меняющемся внешнем магнитном поле) показано на рис. 4. Видно, что при увеличении поля H_0 (т. е. при уменьшении Ω и заданном ω_{pe}) область существования ПВ смещается в сторону больших частот. Это означает, что с помощью изменения внешнего магнитного поля можно управлять частотами возбуждения волн.

Таким образом, в предлагаемой работе показано, что вдоль границы плазмы с идеально проводящим металлом при внешнем магнитном поле, перпендикулярном границе раздела, могут распространяться волны поверхностного типа. Получено дисперсионное уравнение для этих волн, выражения для глубин проникновения поля волны в плазму и проведено их численное исследование при различных параметрах плазмы. Показано, что волны поверхностного типа в данной геометрии существуют при частотах $\omega > \omega_{ce}$. Показано также, что в такой системе при ненулевом внешнем магнитном поле существует область частот, при которых волна является обощенно-поверхностной. Областью частот, в которой существует ОПВ, можно управлять изменением внешнего магнитного поля.

Список литературы

[1] *Азаренков Н.А., Кондратенко А.Н., Остриков К.Н.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1993. Т. 36. № 5.

[2] *Кондратенко А.Н.* Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1985. 232 с.

[3] *Белецкий Н.Н., Булгаков А.А., Ханкина С.И., Яковенко В.М.* Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1984. 192 с.

[4] *Кондратенко А.Н., Куклин В.М.* Основы плазменной электроники. М.: Энергоатомиздат, 1985. 320 с.

[5] *Недоспасов А.В., Токарь М.З.* Пристеночная плазма в токамаках // Вопросы теории плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1990. Вып. 18. С. 68.

[6] *Margot J., Moisan M., Ricard A.* // Appl. Spectroskopy. 1991. Vol. 45. N 2. P. 260.

[7] *Zhelyazkov I., Atanassov V.* // Phys. Rep. 1995. Vol. 255. P. 79.

[8] *Azarenkov N.A., Denisenko I.B., Ostrikov K.N.* // J. Phys. D. 1995. Vol. 28. P. 2465–2469.

[9] *Азаренков Н.А.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 6. С. 1109–1111.