04;05;09

ВОЛНОВОДНЫЕ СВОЙСТВА СТРУКТУРЫ ПЛАЗМА–МЕТАЛЛ ПРИ УЧЕТЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОСЛОЙКИ И КОНЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ МЕТАЛЛА

Н.А.Азаренков, И.Б.Денисенко, К.Н.Остриков

Харьковский государственный университет, Украина
(Поступило в Редакцию 9 февраля 1994 г.)

Изучены дисперсионные свойства поверхностных волн, распространяющихся поперек внешнего магнитного поля на границе плазмоподобной среды с металлом при учете влияния диэлектрической прослойки и конечной проводимости металла. Проведены численные оценки для величин фазовых скоростей и волновых чисел поверхностных волн в различных частотных диапазонах существования волн при учете вышеуказанных факторов. Показано влияние диэлектрической прослойки и конечной проводимости металла и проведено сравнение вклада обоих вышеуказанных факторов на значение волнового числа поверхностной волны и импеданса волноведущей структуры. Численные оценки проведены при параметрах исследуемой структуры, взятых из эксперимента.

Изучение волноводных свойств структуры плазма–металл в настоящее время является актуальным, так как такие структуры часто реализуются как в газовой, так и в твердотельной плазме. В газовой плазме приходится иметь дело с волновыми свойствами структур плазма–металл при проведении экспериментов с металлическими антеннами, погруженными в газоразрядную плазму [1], при изучении высокочастотных свойств магнетронов [2], при зондовых измерениях в плазме [3], при плазменной или лазерной обработке металлических поверхностей [4], при движении искусственных спутников и активных экспериментах в верхней атмосфере Земли [5] и т.д. На базе твердотельной плазмы чаще всего реализуются полупроводниково-диэлектрические гетероструктуры и т.д. [6]. В них возможны поверхностные (локализованные у поверхности) волновые возмущения (ПВ), распространяющиеся вдоль границы раздела плазмоподобная среда–металл перпендикулярно внешнему магнитному полю [7]. Дисперсионные характеристики этих волн на сегодняшний день исследованы достаточно полно теоретически и экспериментально [8]. В использовавшихся теоретических моделях граница раздела плазма–металл предполагалась резкой, а проводимость металла бесконечной. Однако в случае, когда необходимо исследовать дисперсионные свойства ПВ, возбуждаемых, например, в антенне бегущей волны, помещенной в магнитоактивную плазму, между проводником и плазмой возникает переходной слой с более низкой плотностью, чем в остальном газе [1]. В первом приближении этот переходной слой можно рассматривать как вакуумный зазор [1].

Кроме того, для правильного вычисления поверхностного импеданса такой антенны необходим учет конечной проводимости металла. Аналогичные проблемы возникают и при изучении слоистых полупроводниково-металлических структур, в которых также возможно существование приповерхностных переходных слоев обеднения [9], существенно влияющих на дисперсионные свойства ПВ. При изучении твердотельных структур конечную проводимость металла необходимо учитывать для правильного расчета контактных явлений и их влияния на зонную структуру контактирующих материалов. В данной работе учитывается влияние обоих вышеуказанных факторов (диэлектрической прослойки и конечной проводимости металла) на дисперсионные характеристики ПВ, распространяющихся поперек внешнего магнитного поля на границе плазмоподобной среды с металлом. В дальнейшем плазмоподобную среду мы будем называть просто плазмой, подразумевая под последней газовую либо твердотельную плазму.

Пусть однородная плазма занимает полупространство $x > s$, а диэлектрическая прослойка с диэлектрической проницаемостью ε_d (для вакуумной прослойки $\varepsilon_d = 1$) область $0 < x < s$. Структура ограничена в плоскости $x = 0$ металлом конечной проводимости σ. Внешнее постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0$ направлено вдоль оси z. Будем рассматривать волновые возмущения поверхностного типа, амплитуда которых убывает при удалении от границы раздела плазма–диэлектрик, и распространяющиеся поперек внешнего магнитного поля, т.е. в направлении оси y. Зависимость всех возмущений от координаты y и времени t выбираем в виде $\exp[i(k_2 y - \omega t)]$, ω — частота волны, k_2 — волновое число ПВ.

Из уравнений квазигидродинамики и уравнений Максвелла для холодной магнитоактивной плазмы можно получить следующие выражения для компонент электромагнитного поля ПВ в плазме:

$$E_x = \frac{\varkappa_1 \varepsilon_2 - k_2 \varepsilon_1}{k\left(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2\right)} H_z,$$
$$E_y = \frac{i(\varkappa_1 \varepsilon_1 - k_2 \varepsilon_2)}{k\left(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2\right)} H_z,$$
$$H_z = H_0 e^{-\varkappa_1 (x-s)}, \tag{1}$$

в диэлектрическом промежутке:

$$E_{xd} = -\frac{k_2}{\varepsilon_d k} H_{zd},$$
$$E_{yd} = -\frac{i\varkappa}{\varepsilon_d k}(A e^{\varkappa x} - B e^{-\varkappa x}),$$
$$H_{zd} = A e^{\varkappa x} + B e^{-\varkappa x}, \tag{2}$$

где $\varkappa = \left(k_2^2 - \varepsilon_d k^2\right)^{1/2}$; $\quad \varkappa_1^2 = k_2^2 - k^2\left(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2\right)/\varepsilon_1$;

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 + \sum_\alpha \frac{\Omega_\alpha^2(\omega + i\nu_\alpha)}{\omega\left[\omega_\alpha^2 - (\omega + i\nu_\alpha)^2\right]};$$

$$\varepsilon_2 = \sum_\alpha \frac{\omega_\alpha}{\omega} \frac{\Omega_\alpha^2}{\left[\omega_\alpha^2 - (\omega + i\nu_\alpha)^2\right]};$$

$\Omega_\alpha^2 = 4\pi e_\alpha^2 n_{0\alpha}/m_\alpha$; $k = \omega/c$; c — скорость света; $\omega_\alpha = e_\alpha H_0/m_\alpha c$; ε_0 — диэлектрическая проницаемость решетки полупроводника (для газовой плазмы $\varepsilon_0 = 1$); индекс α принимает значение i или e, что означает ионы или электроны соответственно; e_α, m_α, $n_{0\alpha}$, ν_α — заряд, эффективная масса, концентрация и эффективная частота соударений частиц сорта α.

Тангенциальные компоненты $\mathbf{E}_\tau$, $\mathbf{H}_\tau$ электрического и магнитного полей в диэлектрическом зазоре на границе с металлом связаны граничным условием Леонтовича [10] $\mathbf{E}_\tau = \xi[\mathbf{H}_\tau, \mathbf{n}]$, $\mathbf{n}$ — нормаль к границе раздела, направленная внутрь металла, $\xi = (1-i)(\omega/8\pi\sigma)^{1/2}$ — поверхностный импеданс металла. Следует отметить, что рассматриваемые волны обусловлены коллективными движениями частиц в плазмоподобной среде, а их частоты ω значительно меньше частот столкновений электронов ν_m в металле ($\nu_m \gg \omega$), но $\Omega_m^2 \gg \omega\nu_m$, где $\Omega_m^2 = 4\pi e^2 n_m/m$, n_m, m — концентрация и масса электронов в металле соответственно. Кроме того, используем граничное условие непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей ПВ на границе плазмы с диэлектриком [11].

С учетом вышеуказанных граничных условий получаем дисперсионное уравнение

$$\frac{\varkappa_1\varepsilon_1 - k_2\varepsilon_2}{\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2} = \frac{\varkappa}{\varepsilon_d} \frac{\eta e^{\varkappa s} - e^{-\varkappa s}}{\eta e^{\varkappa s} + e^{-\varkappa s}}, \tag{3}$$

где

$$\eta = \frac{\varkappa - k(1+i)\varepsilon_d(\omega/8\pi\sigma)^{1/2}}{\varkappa + k(1+i)\varepsilon_d(\omega/8\pi\sigma)^{1/2}}.$$

Так как в дальнейшем будем предполагать, что изменение волнового вектора δk_2 при наличии тонкой диэлектрической прослойки и конечной проводимости металла мало́ по сравнению с k_{20} при $\sigma \to \infty$ и $s = 0$, то решения дисперсионного уравнения (3) будем искать в тех же областях частот, что и в случае отсутствия диэлектрического зазора при бесконечной проводимости металла [7],

$$\omega < \omega_i; \quad \omega_2 < \omega < \omega_e; \quad \omega > \left(\omega_e^2 + \Omega_e^2/\varepsilon_0\right)^{1/2} = \omega_1,$$

где

$$\omega_2 = \omega_e \left(\frac{\omega_i^2 + \Omega_i^2/\varepsilon_0}{\omega_e^2 + \Omega_e^2/\varepsilon_0}\right)^{1/2}.$$

Исследование начнем со случая отсутствия диэлектрической прослойки ($s = 0$). В этом случае добавка δk_2^σ к волновому числу ПВ $k_{20} = \pm k\varepsilon_1^{1/2}$ (знак + берется в областях $\omega < \omega_i$, $\omega > \omega_1$, знак – — в области $\omega_2 < \omega < \omega_e$), вычисленному в работе [7], обусловленная конечной проводимостью металла, может быть представлена в виде

$$\delta k_2^\sigma \approx \varepsilon_2 k(1+i)(\omega/8\pi\sigma)^{1/2}. \tag{4}$$

Выражение (4) получено в предположении, что $|k_{20}| \gg |\delta k_2^\sigma|$. Это оправдано, когда проводимость металла σ довольно велика и частота волны неблизка к одной из гибридных частот ω_1 или ω_2. Из выражения (4) следует, что знак $\mathrm{Re}\,\delta k_2^\sigma$ определяется знаком величины ε_2. В областях частот $\omega < \omega_i$ и $\omega > \omega_1$, где $\varepsilon_2 > 0$, величина $\mathrm{Re}\,\delta k_2^\sigma > 0$, а при $\omega_2 < \omega < \omega_e$, где $\varepsilon_2 < 0$, величина $\mathrm{Re}\,\delta k_2^\sigma < 0$. Следовательно, при учете конечной проводимости металла фазовая скорость волны v_f уменьшается по абсолютной величине во всех диапазонах частот. Таким образом, учет конечной проводимости металла приводит к уменьшению фазовой скорости волны по абсолютной величине.

Добавка к волновому числу k_{20} в отсутствие диэлектрической прослойки, обусловленная столкновениями частиц, имеет вид

$$\delta k_2^\nu \approx \pm i\frac{\omega}{2c}\frac{1}{\varepsilon_{10}^{1/2}}\sum_\alpha \frac{\nu_\alpha}{\omega}\frac{\Omega_\alpha^2\left(\omega_\alpha^2+\omega^2\right)}{\left(\omega^2-\omega_\alpha^2\right)^2}, \quad \varepsilon_{10} = \mathrm{Re}\,\varepsilon_1. \tag{5}$$

Знак + (–) соответствует знаку в выражении для k_{20}. Проведем численное сравнение величин δk_2^σ и δk_2^ν, определяемых выражениями (4) и (5) соответственно, для следующих параметров экспериментальной работы [1]: $\omega_e = 3.52$ рад/с, $\Omega_e/\omega_e = 3$; $\sigma \approx 10^{17}$ с$^{-1}$, $\omega < \omega_e$, а также для $\omega > \omega_1$. Результаты этого сравнения свидетельствуют о том, что отношение $\delta k_2^\nu/\delta k_2^\sigma$ значительно превышает единицу в случае, когда частота электронных столкновений достаточно велика $\left(\nu_e \gg 10^{-4}\omega_e\right)$. Если же плазму считать слабостолкновительной $\left(\nu_e \approx 10^{-4}\omega_e\right)$, то величины δk_2^σ и δk_2^ν одного порядка, а диссипативный механизм, связанный с конечной проводимостью металла, надо аккуратно учитывать наряду со столкновительным уже при $\nu_e \approx 10^{-3}\omega_e$. Отметим также, что отношение $\delta k_2^\nu/\delta k_2^\sigma$ уменьшается с увеличением плотности плазмы при фиксированных остальных параметрах и возрастает с увеличением величины магнитного поля.

В случае полупроводниковой плазмы (n–Ga As) при следующих параметрах: $n_{0\alpha} \approx 10^{16}$ см$^{-3}$, $H_0 \approx 5$ кЭ, $\varepsilon_0 = 13$, $\nu_e \approx 6 \cdot 10^9$ с$^{-1}$, $m_{\text{eff}} = 0.06 m_e$, где m_{eff} — эффективная масса, можно оценить значения величин δk_2^σ и δk_2^ν. В этом случае δk_2^σ становится существенным и достигает величин порядка 10 см$^{-1}$ (k_{20} на порядок больше δk_2^σ, так что неравенство $\delta k_2^\sigma \ll k_{20}$ справедливо) в диапазоне частот $\omega < \omega_e$ и $\omega > \omega_1$. При этом добавка к волновому числу δk_2^ν в среднем в 1.5–2.5 раза меньше δk_2^σ в исследуемом диапазоне. С увеличением параметра Ω_e/ω_e отношение $\delta k_2^\sigma/\delta k_2^\nu$ также возрастает.

Аналитически уравнение (3) удается также разрешить в случае бесконечной проводимости металла ($\sigma \to +\infty$) и такой тонкой диэлектрической прослойки, что выполняются неравенства: $\varkappa s \ll 1$,

$|k_2\varepsilon_2| \gg \left|\left(\varepsilon_2^2-\varepsilon_1^2\right)s\varkappa^2/\varepsilon_d\right|$. В этом случае добавка (δk_2^s) к волновому числу k_{20}, обусловленная тонкой диэлектрической прослойкой, может быть записана в виде

$$\delta k_2^s = (\varepsilon_d - \varepsilon_1)\varepsilon_2 s k^2/\varepsilon_d, \tag{6}$$

причем $|\delta k_2^s| \ll |k_{20}|$.

Знак $\mathrm{Re}(\delta k^s)$ определяется выражением $(\varepsilon_d-\varepsilon_1)\varepsilon_2$. В случае, если в роли диэлектрика выступает вакуум ($\varepsilon_d = 1$), в диапазонах частот $\omega < \omega_i$ и $\omega_2 < (\omega_e\omega_i)^{1/2}$ величина $\mathrm{Re}\,\delta k_2^s < 0$, что соответствует увеличению фазовой скорости волны по сравнению со случаем отсутствия вакуумной прослойки, а в областях частот $(\omega_e\omega_i)^{1/2} < \omega < \omega_e$ и $\omega > \omega_1$ величина $\mathrm{Re}\,\delta k_2^s > 0$ и, следовательно, v_f уменьшается. Причем в дипазоне $(\omega_e\omega_i)^{1/2} < \omega < \omega_e$ v_f увеличивается по абсолютной величине, так как волна распространяется в отрицательном направлении оси y. Учитывая то обстоятельство, что $\delta k_2^s \sim s$, нетрудно отметить известный факт, что, изменяя ширину диэлектрической прослойки между плазмой и металлом, можно изменять фазовую скорость возбуждаемой волны. Отметим, что в экспериментальной работе [1] ширина вакуумной прослойки между металлической антенной и плазмой варьировалась приложением отрицательного напряжения к металлической поверхности. При этом удавалось изменять фазовую скорость волны в широких пределах.

В случае бесконечной проводимости металла ($\sigma \to +\infty$) и при широкой вакуумной прослойке ($\varkappa s \gg 1$) уравнение (3) описывает поверхностные волны на границе плазмы с диэлектриком [13].

В случае тонкой вакуумной прослойки ($\varkappa s << 1$) и при учете конечной проводимости металла ($k(\omega/8\pi\sigma)^{1/2}/\varkappa \sim \varkappa s$) выражение для δk_2 принимает вид

$$\delta k_2 = \varepsilon_2(k(1+i)(\omega/8\pi\sigma)^{1/2} - sk^2(\varepsilon_1-\varepsilon_d)/\varepsilon_d). \tag{7}$$

При получении (6), (7) пердполагалось, что $|k_{20}| \gg \left|k\left(\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2\right)\times\right.$ $\left.\times\,(1+i)(\omega/8\pi\sigma)^{1/2}/\varepsilon_2\right|$. Это неравенство выполняется при конечных, но достаточно больших значениях проводимости металла.

Из выражения (7) следует, что в общем случае величина δk_2 может быть представлена в виде суммы выражений (4) и (6). Здесь первый член обусловлен конечной проводимостью металлической поверхности, а второй отражает влияние тонкой диэлектрической прослойки на дисперсионные свойства рассматриваемых ПВ.

При параметрах задачи [1] ($\omega_e = 3.52\cdot 10^9$ рад/с, $s = 0.1$ см, $\varepsilon_d = 1$, $\Omega_e/\omega_e = 3$) в области частот $\omega_2 < \omega < \omega_e$ приращения $\mathrm{Re}\,\delta k_2$, обусловленные конечной проводимостью металла и влиянием тонкой вакуумной прослойки, имеют противоположные знаки. Приращение $\mathrm{Re}\,\delta k_2^\sigma$, обусловленное конечной проводимостью металла, по абсолютному значению на 3–4 порядка меньше приращения $\mathrm{Re}\,\delta k_2^s$ (при $s = 0.1$ см), обусловленного тонкой вакуумной прослойкой. При уменьшении ширины вакуумной прослойки ($s \lesssim 10^{-3}$ см) приращения $\mathrm{Re}\,\delta k_2$, обусловленные конечной проводимостью металла и влиянием тонкой вакуумной прослойки, по абсолютному значению становятся одного порядка, но имеют разные знаки.

В области частот $\omega > \omega_1$ значение выражения (5) на 2–3 порядка больше значения выражения (4) (при $s = 0.1$ см, $\omega_1 < \omega < 10\omega_e$). С уменьшением ширины вакуумной прослойки s и плотности плазмы, так же как и в области частот $\omega < \omega_e$, значение выражения (6) уменьшается и можно изменением этих параметров добиться того, чтобы абсолютные значения выражений (4) и (6) были одного порядка.

В области частот $\omega > \omega_1$ приращения к волновому числу, обусловленные конечной проводимостью металла и наличием тонкой вакуумной прослойки, положительны. Поэтому при учете влияния вышеуказанных эффектов фазовая скорость волны уменьшается в области $\omega > \omega_1$.

Для практических приложений представляет интерес вычисление значений поверхностного импеданса рассматриваемой структуры [12]. Выражение для импеданса рассматриваемых волн на границе диэлектрика с плазмой при $s \neq 0$ и конечных σ имеет вид

$$Z = -\frac{E_y}{H_z}\bigg|_{x=0} = \frac{i\varkappa}{\varepsilon_d k}\frac{\eta e^{\varkappa s} - e^{-\varkappa s}}{\eta e^{\varkappa s} + e^{-\varkappa s}}. \tag{8}$$

При $s = 0$ выражение (8) упрощается

$$Z = (1 - i)(\omega/8\pi\sigma)^{1/2}. \tag{9}$$

И импедас при $\sigma \neq \infty$ становится малой, но не нулевой величиной, и его значение возрастает с увеличением частоты ПВ. Отметим, что если считать проводимость металла бесконечной ($\sigma \to \infty$), то импеданс (9) получается равным нулю.

Выражение (8) также можно упростить в случае тонкой диэлектрической прослойки $\varkappa s \ll 1$ при $\sigma \to \infty$

$$Z = -ik(\varepsilon_d - \varepsilon_1)s/\varepsilon_d. \tag{10}$$

Вещественные части выражений (9) и (10) пропорциональны мнимым частям выражений (4) и (6) соответственно. Причем коэффициент пропорциональности для обоих выражений по абсолютному значению тот же ($|\varepsilon_2 k|$). Поэтому качественное поведение мнимых частей выражений (9) и (10) аналогично поведению вещественных частей выражений (4) и (6) соответственно рассмотренному ранее.

Из выражения (10) следует, что даже при малой ширине диэлектрического зазора между плазмой и металлом при частотах, близких к $\omega_{e,i}$, абсолютное значение импеданса может стать относительно большой величиной.

Если же выполняются условия $\varkappa s \ll 1$ и σ конечно, то импеданс рассматриваемых волн равен сумме выражений (9) и (10).

Таким образом, в настоящей работе рассмотрены дисперсионные свойства и топографии полей поверхностных волн, распространяющихся поперек внешнего магнитного поля на границе плазмоподобной среды с металлом при учете влияния диэлектрической прослойки и конечной проводимости металла. Показано, как изменяется фазовая скорость волны и декремент затухания при учете вышеуказанных факторов. Получены конечные значения импеданса волноведущей структуры плазма–металл при учете диэлектрической прослойки и конечной проводимости металла.

Список литературы

[1] *Laurin J.J., Morin G.A., Balmain K.G.* // Radio Sci. 1989. Vol. 24. P. 289.

[2] *Reverdin D.L.* // J. Appl. Phys. 1951. Vol. 22. N 3. P. 257–263.

[3] *Allen J.E., Lea L.M.* // Proc. of VII Intern. Conf. Gas Dish. and Appl. London, 1982. P. 503–505.

[4] *Бережецкая Н.К., Копьев В.А., Коссый И.А.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 6. С. 88–92.

[5] *Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Питаевский Л.П.* Искусственные спутники в разреженной плазме. М.: Наука, 1964.

[6] *Белецкий Н.Н., Светличный В.М., Халамейда Д.Д., Яковенко В.М.* Электромагнитные явления СВЧ диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах. Киев: Наукова думка, 1991.

[7] *Азаренков Н.А.* и др. // РиЭ. 1985. Т. 30. № 11. С. 2195–2201.

[8] *Азаренков Н.А., Остриков К.Н.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1993. Т. 36. № 5. С. 335–390.

[9] *Дмитрук Н.Л., Крюченко В.И.* // УФЖ. 1990. Т. 35. № 1. С. 57–64.

[10] *Ландау Д.Д., Лифшиц Е.Н.* Электродинамика сплошных сред. М., 1982.

[11] *Кондратенко А.Н.* Плазменные волноводы. М.: Атомиздат, 1976.

[12] *Миллер М.А., Таланов В.И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1961. Т. 4. № 5. С. 795–830.

[13] *Бразис Р.С.* // Лит. физ. сб. 1981. Т. 21. № 4. С. 73–117.