ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXXI, № 1 РАДИОФИЗИКА 1988

УДК 533.951

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ ПРИ НАЛИЧИИ НЕОДНОРОДНОГО РЕЗОНАНСНОГО СЛОЯ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛ — ИЗОТРОПНАЯ ПЛАЗМА

М. И. Бакунов

Показано, что вдоль границы раздела изотропная плазма—металл возможно распространение слабозатухающих электромагнитных волн поверхностного типа при условии, что между металлической поверхностью и областью однородной плазмы имеется тонкий неоднородный слой, содержащий резонансный экстремум или плато концентрации плазмы.

Соприкосновение плазмы с металлической поверхностью встречается во многих практически важных случаях (при движении тел в атмосфере, при лазерной или плазменной обработке металлов, в приборах плазменной электроники и т. д.). Из-за высокой проводимости металла, приводящей к условию обращения в нуль тангенциальной составляющей электрического поля на его поверхности ($E_\tau=0$), существование поверхностных волн на такой границе раздела считалось невозможным [1]. В работе [2] (см. также [3]) было показано, что учет теплового движения электронов плазмы может обеспечить существование на границе изотропная плазма — металл низкочастотных поверхностных волн с частотой ω, много меньшей плазменной ω_p ($\omega \ll \omega_p$)*. Волны же с частотой $\omega \gtrsim \omega_p$ имеют при этом фазовую скорость порядка тепловой скорости электронов плазмы и являются сильно затухающими. В настоящей работе показано, что вдоль границы раздела изотропная плазма — металл (даже если плазма холодная) возможно распространение слабозатухающих высокочастотных волн поверхностного типа при условии, что между металлической поверхностью и областью однородной плазмы имеется тонкий неоднородный слой, содержащий резонансный экстремум или плато функции $N(x)$ (N — концентрация плазмы, x — координата поперек плоской границы).

Выбираем систему координат так, что однородная плазма занимает область $x \gg d_2$, а идеально проводящая металлическая плоскость расположена в точке $x=-d_1$. В области $-d_1<x<d_2$ плазма неоднородна, причем считается, что в окрестности точки $x=0$ ее концентрация N зависит от координаты x по степенному закону**

$$N(x)=N_0(1\pm x^n/l^n), \tag{1}$$

где $l \lesssim d_{1,2}$, $n=1, 2, \ldots$ Набор эталонных слоев вида (1) позволяет выявить основные свойства поверхностных волн на границе металл — плазма с переходной областью.

Плоские ТМ-волны, пропорциональные $\exp(i\omega t - ihy)$, описываются в рассматриваемой геометрии уравнениями вида [6]

$$\varepsilon \frac{d}{dx}\left(\frac{1}{\varepsilon}\frac{dB_z}{dx}\right)+(k_0^2\varepsilon-h^2)B_z=0; \tag{2}$$

* Распространение поверхностных волн возможно также при наложении постоянного магнитного поля [3].

** Отражение и поглощение ТМ-волн плазменными слоями вида (1) рассматривалось в работах [4, 5].

$$dE_y/dx = -ik_0B_z - ihE_x; \qquad (3)$$

$$E_x = -(h/k_0\varepsilon)B_z; \qquad (4)$$

$$E_y = (i/k_0\varepsilon)(dB_z/dx). \qquad (5)$$

Здесь $k_0 = \omega/c$, $\varepsilon(x) = 1 - (1+i\nu)\omega_p^2(x)/\omega^2$, $\omega_p^2(x) = 4\pi e^2N(x)/m$, $\nu = \nu_{eff}/\omega$, $\nu \ll 1$, ν_{eff} — эффективная частота соударений.

Предполагая, что частота поверхностной волны ω близка к плазменной частоте $\omega_0 = (4\pi e^2N_0/m)^{1/2}$ в точке $x=0$, диэлектрическую проницаемость плазмы $\varepsilon(x)$ в окрестности этой точки приближенно запишем в виде

$$\varepsilon(x) \approx \mp(x^n/l^n) + \varepsilon_0 - i\nu, \qquad (6)$$

где $\varepsilon_0 = 1 - \omega_0^2/\omega^2$ — параметр частотной отстройки от резонанса при $x=0$, $|\varepsilon_0| \ll 1$.

Неоднородный слой $(-d_1 < x < d_2)$ будем считать достаточно тонким, так что

$$hd \ll 1, \qquad \omega_{p\,max}\, d/c \ll 1, \qquad (7)$$

где $d = d_1 + d_2$, а $\omega_{p\,max}$ — максимальное значение плазменной частоты (в этом случае, конечно, и $k_0l \leq k_0d \ll 1$). Тогда, используя уравнение (2), можно показать, что магнитное поле B_z постоянно в пределах слоя с точностью до малых членов порядка hd, $\omega_{p\,max} d/c$ (см. также [5]). При этом компонента $E_x(x)$ электрического поля волны имеет, как видно из (4), (6), особенности типа простого полюса в точках $x = l[\pm(\varepsilon_0 - i\nu)]^{1/n}$, что приводит к перепаду в пределах слоя компоненты поля E_y. Величина этого перепада может быть найдена интегрированием уравнения (3) по ширине неоднородного слоя:

$$\{E_y\} \approx -ih\int_{-d_1}^{d_2} dxE_x \approx -(ih^2\delta/k_0^2)B_z(0); \qquad (8)$$

$$\delta = \pm k_0l\int_{-1}^{1} d\xi/[\xi^n \mp (\varepsilon_0 - i\nu)]. \qquad (9)$$

В формулах (8), (9) в силу условий (7) пренебрегается малыми нерезонансными членами. Заметим при этом, что в случае линейного перехода $\varepsilon(x)$ через нуль $(n=1)$, как и вообще в отсутствие резонанса, параметр δ также является малым ($|\delta| \sim k_0l$ [7]) и наличие неоднородного слоя несущественно. Это обусловлено малой шириной области резонансного взаимодействия волны со средой. В связи с этим в дальнейшем будем рассматривать только слои с $n>1$.

В области однородной плазмы $(x \gg d_2)$, где $\varepsilon(x) = \varepsilon_2 = \text{const}$, поле $E_y(x)$ поверхностной волны имеет вид (см. (2), (5))

$$E_y(x) = -(i\varkappa_2/k_0\varepsilon_2)B_z(0)\exp(-\varkappa_2x), \qquad \varkappa_2 = (h^2 - k_0^2\varepsilon_2)^{1/2}, \qquad (10)$$

а на поверхности металла $(x = -d_1)$ — $E_y = 0$. Сшивая значения поля E_y на краях слоя соотношением (8), получаем дисперсионное уравнение поверхностной волны:

$$(h^2/k_0^2 - \varepsilon_2)^{1/2} = (h^2/k_0^2)\delta\varepsilon_2. \qquad (11)$$

Равенство (11), рассматриваемое как уравнение относительно h^2, имеет решения

$$h_\pm^2 = k_0^2\varepsilon_2(1 \pm \sqrt{1-2Q})/Q \qquad (12)$$

$(Q = 2\delta^2\varepsilon_2^3)$, соответствующие поверхностным волнам только при выполнении неравенства $\delta\varepsilon_2 > 0$ (см. (11)).

Переходя к анализу формул (11), (12), рассмотрим вначале слои с резонансным минимумом концентрации (верхний знак в (1), n — четное) на примере слоя с параболической ямкой плотности ($n=2$). В этом случае вычисления приводят к следующему выражению для параметра δ:

$$\delta = i\pi k_0 l / [(\varepsilon_0^2+\nu^2)^{1/4}\exp(i\varphi/2)], \qquad \varphi=\arg(\varepsilon_0 - i\nu), \tag{13}$$

где для однозначности принято, что $\pi<\varphi<2\pi$. В отличие от линейного слоя ($n=1$) здесь параметр δ представляет собой отношение двух малых величин $k_0 l$ и $(\varepsilon_0^2+\nu^2)^{1/4}$, вследствие чего он может быть велик даже в тонких слоях.

Для существования слабозатухающих поверхностных волн необходимо, чтобы $|\mathrm{Re}\,\delta|\gg|\mathrm{Im}\,\delta|$. Это условие выполняется в том случае, если $\varepsilon_0<0$, $|\varepsilon_0|\gg\nu$. Поскольку при этом $\delta>0$, то, как видно из (11), требуется также выполнение неравенства $\varepsilon_2>0$ (при этом и $Q>0$), т.е. в области однородности плазма должна быть докритической (в частности ее концентрация там может стремиться к нулю) *. Кроме того, для распространения волн необходимо $Q<1/2$ (см. (12)).

При $Q\to 1/2$ фазовые скорости волн «+» и «—» совпадают $v_\phi^\pm=\omega/h_\pm=c/(2\varepsilon_2)^{1/2}$, а их групповые скорости стремятся к нулю (см. рис. 1). В пределе же $Q\to 0$ волна «—» теряет локализацию и вырождается в обычную плоскую моду полупространства, а волна «+», наоборот, прижимается к границе и ее фазовая и групповая скорости стремятся к нулю.

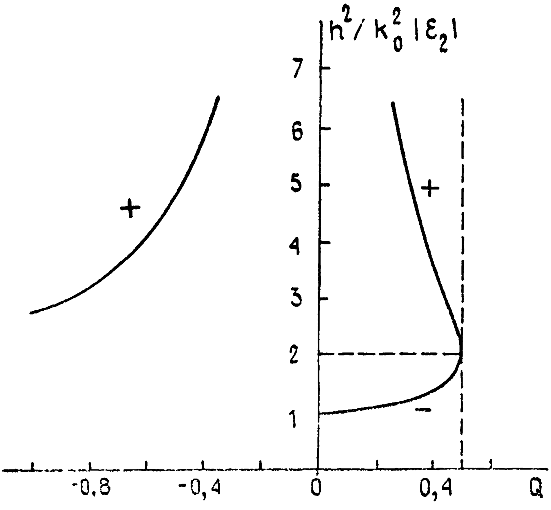

Рис. 1.

Как нетрудно проверить дифференцированием формулы (12) по ω (см. также рис. 1), волна «—» является прямой, а волна «+» обратной, т.е. групповая скорость у нее направлена против фазовой. Наличие волны с обратной дисперсией может приводить к развитию абсолютной неустойчивости в системе при ее возбуждении потоками заряженных частиц, например к раскачке (наряду с другими механизмами) плазменных колебаний в приэлектродной плазме [8].

Рассмотрим теперь слои с максимумом плотности плазмы (нижний знак в (1), n — четное). В частности, при $n=2$ параметр δ имеет вид

* При этом, очевидно, в неоднородном слое кроме точки $x=0$ существует по крайней мере еще одна точка плазменного резонанса. Считается, однако, что она не совпадает с экстремумом (или точкой перегиба) концентрации плазмы и, следовательно, не дает заметного вклада в интеграл (8). Результаты настоящего рассмотрения легко обобщаются и на случай, когда в переходном слое содержится несколько резонансных экстремумов (точек перегиба) концентрации. Для этого достаточно взять в качестве параметра δ сумму вкладов (вычисляемых по формуле (9)) от отдельных резонансных точек.

$$\delta = -(i\pi k_0 l)/[(\varepsilon_0^2+\nu^2)^{1/4}\exp(i\varphi/2)], \quad \varphi = \arg(i\nu - \varepsilon_0), \quad 0<\varphi<\pi \qquad (14)$$

и является действительной (отрицательной) величиной лишь в том случае, если $\varepsilon_0>0$, $\varepsilon_0 \gg \nu$. Для положительности правой части уравнения (11) теперь необходимо $\varepsilon_2<0$, т.е. в области однородности плазма должна быть достаточно плотной. При этом $Q<0$ и волна «—» существовать не может (см. (12)), а волна «+» является прямой и распространяется при любых значениях $|Q|$ (рис. 1).

В плазменных слоях с экстремумом концентрации выше второго порядка параметр $\delta \backsim k_0 l(\varepsilon_0^2+\nu^2)^{(1-n)/2n}$, а качественная картина (если n не слишком велико) остается прежней. Что же касается слоев с точкой перегиба (n — нечетное), то, как показывает анализ, при не очень больших значениях показателя n эти слои не могут обеспечить существования слабозатухающих поверхностных волн.

При достаточно больших n различия между слоями рассмотренных выше типов исчезают (функция $N(x)$ имеет в этом случае платообразный участок), а область параметров, при которых возможно распространение поверхностных волн, расширяется. Так, например, при $n\to\infty$, когда в окрестности точки $x=0$ имеется однородный участок толщины $2l$, параметр $\delta = -2k_0 l/(\varepsilon_0 - i\nu)$ и на частотах $\nu \ll |\omega-\omega_0|/\omega_0 \sim k_0 l|\varepsilon_2|^{3/2}$ в системе могут существовать: при $\omega<\omega_0$ и $\varepsilon_2>0$ — обе волны «+» (обратная) и «—» (прямая), а при $\omega>\omega_0$ и $\varepsilon_2<0$ — волна «+» (прямая).

Таким образом, наличие в приповерхностном слое слабостолкновительной ($\nu^{(n-1)/n} \ll k_0 l$) плазмы даже очень тонких участков с $dN/dx \simeq 0$ (плато, ямки и горбы плотности) может обеспечивать распространение вдоль границы плазма — металл слабозатухающих поверхностных волн с частотой, близкой к плазменной частоте этих участков. В связи с этим заметим, что образование подобных мелкомасштабных структур может происходить, в частности, под действием пондеромоторной силы со стороны мощного электромагнитного излучения (см., например, [9]).

В горячей плазме при $\nu<\nu_T=(r_D/l)^{2n/(n+2)}$ (r_D — дебаевский радиус электронов, $n=1,2,3,...$) [5] для справедливости качественных результатов данной работы необходимо заменить в конечных формулах ν на ν_T.

Рассмотренный выше эффект поддержания поверхностных волн резонансным экстремумом или плато концентрации плазмы может быть использован для диагностики полинеоднородных плазменных образований вблизи поверхности металла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы — М.: Атомиздат, 1976.
2. Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н. — Укр. физ. журн., 1985, **30**, № 5, с. 718.
3. Кондратенко А. Н. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. — М: Энергоатомиздат, 1985.
4. Кондратьев И. Г., Миллер М. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, **11**, № 6, с. 885.
5. Сахаров А. С — Препринт ФИАН № 190. — М, 1979.
6. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.
7. Степанов К. Н — ЖТФ, 1965, **35**, вып 6, с. 1002.
8. Бакшт Ф. Г., Юрьев В. Г. — ЖТФ, 1979, **49**, вып 5, с 905.
9. Коврижных Л. М, Сахаров А. С. — Физика плазмы, 1980, **6**, вып 1, с. 150.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 17 января 1986 г.

SURFACE ELECTROMAGNETIC WAVES IN THE PRESENCE OF INHOMOGENEOUS RESONANT LAYER ON THE METAL — ISOTROPIC PLASMA BOUNDARY

M. I. Bakunov

It is shown that low-damping surface electromagnetic waves can propagate along the boundary isotropic plasma—metal provided that thin inhomogeneous layer, containing resonant density extremum or plateau, exists between metallic plane and region of homogeneous plasma.