

04; 09

© 1990

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АЗИМУТАЛЬНЫХ
ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В МАГНИТОАКТИВНОМ
ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ

Н.А. Азаренков, К.Н. Остриков

Изучение проблем генерации и усиления электромагнитных волн в ряде задач плазменной электроники требует детального исследования дисперсионных свойств и способов возбуждения магнитоактивных плазменных волноводов, которые являются важной составной частью некоторых радиофизических приборов [1-3]. Исследования в этом направлении ведутся, как правило, для электромагнитных возмущений объемного и поверхностного типов [4], а в качестве способов возбуждения волноведущих структур наиболее часто выбираются пучковый [5] и параметрический [6, 7]. В настоящем сообщении рассматривается параметрическое возбуждение волн поверхностного типа в заданном внешнем поле накачки. Исследуемая волноведущая структура представляет собой цилиндрический металлический волновод радиуса a , полностью заполненный холодной плазмой и помещенный в аксиальное однородное магнитное поле H_0 . Граница плазма-металл предполагается резкой, что справедливо, когда ширина переходной от металла к плазме области мала по сравнению с глубинами проникновения поверхностных волн δ^{-1} . В такой структуре возможно существование необыкновенных электромагнитных поверхностных волн, распространяющихся поперек внешнего магнитного поля на границе плазмы с металлом (азимутальных поверхностных волн (АПВ)) [8, 9]. Диапазоны частот существования АПВ следующие:

$$\omega_h < \omega < \omega_H, \quad \omega_L < \omega < \omega_e, \quad (1)$$

где $\omega_{L,h}$ - нижняя и верхняя гибридные частоты, $\omega_H = \omega_e 2^{-1} + [4^{-1}\omega_e^2 + \Omega_e^2]^{1/2}$, ω_e , Ω_e - электронные циклотронная и ленгмюровская частоты. При этом рассматриваемые волны являются однонаправленными: в каждом диапазоне частот знаком азимутального волнового числа m однозначно определено направление распространения волны. Так, в первом диапазоне частот $m_1 < 0$, а во втором $m_2 > 0$. Эта особенность АПВ дает принципиальную возможность одновременного возбуждения двух волн из разных диапазонов частот в азимутально однородном поле накачки частоты $\omega_0 (m_0 = 0)$. Для этого соответствующим выбором номера

возбуждаемой моды и частоты накачки должны быть выполнены следующие распадные условия:

$$-m_1 = m_2 = m, \quad \omega_0 = \omega_1(m_1) + \omega_2(m_2). \quad (2)$$

Явный вид зависимости $\omega_j(m_j)$ для различных предельных случаев приведен в [8]. Считая, что частота ω_2 много больше характерных ионных частот, рассматриваем только электронные движения в высокочастотных полях накачки и возбуждаемых АПВ.

Для определенности рассмотрим случай, когда плазменный волновод является „широким“ для обеих возбуждаемых волн, который реализуется в плотной ($\Omega_e^2 \omega_e^{-2} \gg 1$) плазме при выполнении следующего неравенства

$$(\alpha^2 \delta^{-2}) \gg m^2 (\Omega_e \omega_e^{-1}), \quad (3)$$

где $\delta = c \Omega_e^{-1}$ — нормальная глубина скинирования волны. Поле накачки считаем однородным, направленным по радиусу и зависящим от времени по закону:

$$\tilde{E}_r = E_0 \cos \omega_0 t. \quad (4)$$

Однородное по r и φ поле накачки может быть реализовано, например, в коаксиальном цилиндрическом конденсаторе с плазменным заполнением. Для того чтобы поле накачки в такой структуре можно было считать однородным, величина

$$q = E_0^{-1} \left| \frac{dE_0}{dr} \right|,$$

характеризующая неоднородность E_0 в цилиндрической геометрии, должна удовлетворять следующему неравенству: $q(r = \alpha) \ll \alpha_j$, $j = 1, 2$. При $E_0 \sim r^{-1/2}$ оно сводится к условию $\alpha_j \alpha' \gg 1$, которое в нашем случае является менее строгим, чем (3) и может специально не оговариваться. Результаты нашей работы могут быть применены для изучения возбуждения АПВ в таком конденсаторе в случае, когда расстояние между его обкладками велико по сравнению с глубинами проникновения возбуждаемых волн и волновые процессы на разных границах структуры можно рассматривать независимо. При выполнении условия (3) для частот возбуждаемых волн имеем выражения:

$$\omega_2 \approx m \omega_e \delta \alpha^{-1}, \quad (5a)$$

$$\omega_1 \approx \omega_h + 2^{-1} m^2 \Omega_e \delta^2 \alpha^{-2}, \quad (5b)$$

из которых видно, что ω_1 близка к верхней гибридной частоте, а для ω_2 выполняется неравенство: $\omega_2^2 \ll \omega_e^2$.

При вычислении компонент электромагнитных полей АПВ частот ω_1 и ω_2 в условиях их параметрического взаимодействия в поле накачки (4) исходим из уравнений Максвелла и уравнений квазигидродинамики для холодной магнитоактивной плазмы. Учитывая

линейную по амплитуде поля как функции (4) параметрическую связь возбуждаемых волн, для компонент электромагнитных полей АПВ получаем следующие выражения:

$$H_{zj} = E_j \frac{e^{\alpha_j r}}{\sqrt{2\pi\alpha_j r}} + \frac{\alpha_j g_j(r)}{\alpha_l^2 - \alpha_j^2} E_0 E_l^*, \quad E_{\varphi j} = -\frac{ic}{\omega_j} \frac{\varepsilon_{lj}}{\varepsilon_{lj}^2 - \varepsilon_{2j}^2} \times \quad (6)$$

$$\times \left[\left(\frac{m_j \varepsilon_{2j}}{r \varepsilon_{lj}} + \alpha_j \right) \frac{e^{\alpha_j r}}{\sqrt{2\pi\alpha_j r}} E_j + \frac{g_l(r)}{\alpha_l^2 - \alpha_j^2} \left(\alpha_l^2 + \frac{m_j \varepsilon_{2j}}{r \varepsilon_{lj}} \alpha_j \right) E_0 E_l^* \right],$$

$$E_{rj} = -\frac{m_j c}{r \omega_j} H_{zj} - i \frac{\varepsilon_{2j}}{\varepsilon_{lj}} E_{\varphi j} + \frac{c}{\omega_j \varepsilon_{lj}} g_{lj}(r) E_0 E_l^*,$$

где $g_l(r) = g_{2j}(r) + \varepsilon_{2j} \varepsilon_{lj}^{-1} g_{lj}(r)$, $g_{lj} = -f_1 (2\omega_e \omega_l^{-1} + m \delta r^{-1})$,

$$g_{2j} = f_1 (1 - \alpha r^{-1}), \quad f_1 = \frac{e e^{\alpha_1 r}}{2M\omega_0 \omega_1 \delta^2} \sqrt{\frac{\delta}{2\pi r}}, \quad g_{l2} =$$

$$= f_2 \left(1 - \frac{\alpha}{r} \frac{\alpha^2}{\delta^2} \frac{\omega_2^2}{\omega_e^2} (ms)^{-2} \right), \quad g_{22} = -f_2 \left[\frac{\omega_2}{\omega_e} \left(1 - \frac{\alpha}{r} \frac{\alpha^2}{\delta^2} (ms)^{-2} \right) + \frac{\omega_e}{\omega_0} \left(1 + \frac{\alpha}{r} \frac{\alpha^2}{\delta^2} (ms)^{-2} \right) \right], \quad f_2 = \frac{e s e^{\alpha_1 r}}{2M\delta \omega_0 \omega_e} \sqrt{\frac{m\omega_e}{2\pi r \alpha \omega_1}},$$

$$\alpha_j^2 = \frac{\omega_j^2}{c^2} \frac{\varepsilon_{2j}^2 - \varepsilon_{lj}^2}{\varepsilon_{lj}} -$$

обратные глубины проникновения АПВ, $s = \Omega_e \omega_e^{-1}$, $\varepsilon_{lj} = \varepsilon_l(\omega_j)$, $\varepsilon_{2j} = \varepsilon_2(\omega_j)$ — компоненты тензора диэлектрической проницаемости холодной магнитоактивной плазмы, $l, j = 1, 2$; $l \neq j$, e, M — заряд и масса электрона.

Из граничного условия, заключающегося в равенстве нулю тангенциальной составляющей напряженности электрического поля АПВ на границе плазма-металл ($r = \alpha$), получаем следующее соотношение для амплитуд АПВ:

$$D_l E_j = -\frac{g_l(\alpha) e^{-\alpha_j \alpha}}{\alpha_l^2 - \alpha_j^2} \sqrt{2\pi\alpha_j \alpha} \left(\alpha_l^2 + \frac{m_l}{\alpha} \frac{\varepsilon_{2j}}{\varepsilon_{lj}} \alpha_j \right) E_0 E_l^*, \quad (7)$$

где $D_j = D(\omega_j, m_j) = (m_j \varepsilon_{2j})(\alpha \varepsilon_{lj})^{-1} + \alpha_j$ — дисперсионное уравнение АПВ в отсутствие параметрической связи. Производя в D_j замену $\omega_j \rightarrow \omega_j + \frac{\partial}{\partial t}$ и учитывая в нем слабую столкновительную диссипацию, получаем следующую систему связанных уравнений для медленноменяющихся амплитуд E_j :

$$\frac{\partial E_j}{\partial t} + \nu_j E_j = i \beta_l E_0 E_l^*, \quad (8)$$

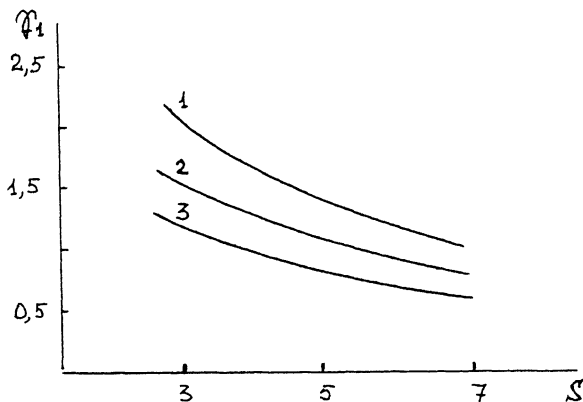


Рис. 1.

где $\beta_i = \left(\frac{\partial \nu_j}{\partial \omega_j}\right)^{-1} \frac{\sqrt{2\pi} \chi_j a}{\chi_j^2 - \chi_i^2} g_j(\alpha) e^{-\chi_j a} \left(\chi_i^2 + \frac{m_j}{a} \varepsilon_{2j} \varepsilon_{ij}^{-1} \chi_j\right) -$

коэффициенты параметрической связи рассматриваемых волн в поле (4), ν_i — декременты столкновительного затухания АПВ. Система (8) справедлива на начальной стадии развития неустойчивости, когда влиянием возбуждаемых волн на накачку можно пренебречь. Из (8) получаем выражения для инкремента неустойчивости и порогового значения поля накачки:

$$\gamma = -2^{-1}(\nu_1 + \nu_2) + \sqrt{4^{-1}(\nu_1 - \nu_2)^2 + \beta_1 \beta_2 E_0^2}, \quad (9)$$

$$E_{\text{пор}} = \sqrt{\nu_1 \nu_2 (\beta_1 \beta_2)^{-1}}.$$

Из выражений (9) в условиях сильной надпороговости получим $\gamma = \sqrt{\beta_1 \beta_2} E_0$, а при выполнении соотношения $\nu_1 (2\nu_2)^{-1} \gg \gg 2(E_0 E_{\text{пор}}^{-1})^2 \sim 1$ — выражение для инкремента диссипативной неустойчивости: $\gamma = \nu_2 [(E_0 E_{\text{пор}}^{-1})^2 - 1]$.

Для конкретных параметров исследуемой волноведущей структуры оценим значение $E_{\text{пор}}$, а также исследуем зависимость γ от плотности плазмы, магнитного поля и радиуса волновода. При $n_0 \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $H_0 \approx 500 \text{ Э}$, $\nu_j \omega_j^{-1} \approx 0.1$, $\rho = a\delta^{-1} = 20$ и $m = 1$ величина $E_{\text{пор}}$ составляет 3.7 кВ/см. С увеличением номера моды пороговое значение поля накачки увеличивается. Так, для $m = 3$ величина $E_{\text{пор}} = 4.2$ кВ/см. Значение можно снизить, уменьшая плотность плазмы или увеличивая величину магнитного поля. При $H_0 = 500 \text{ Э}$, уменьшая плотность плазмы от $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, порог неустойчивости уменьшается с 6.5 кВ/см до 3.3 кВ/см. Если плотность плазмы $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, то изменением величины магнитного поля от 250 Э до 1300 Э $E_{\text{пор}}$ уменьшается от 11 кВ/см до 2 кВ/см.

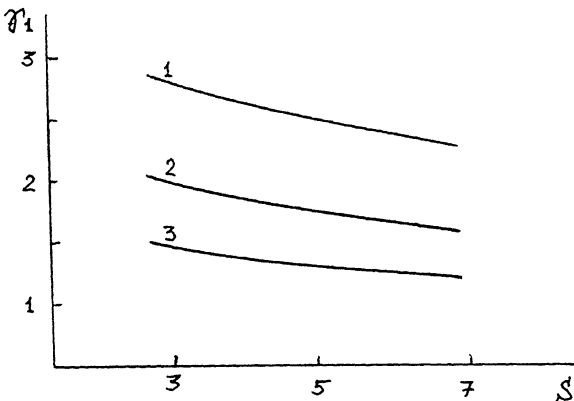


Рис. 2.

На рис. 1 представлена зависимость безразмерного инкремента неустойчивости $\gamma_1 = (\gamma Mc)(eE_0)^{-1}$ от величины магнитного поля при $\rho = 20$, $E_0 = 1.3 E_{\text{пор}}$, $\nu_j \omega_j^{-1} = 0.1$, для $m = 1, 2, 3$. Из рис. 1 видно, что с уменьшением H_0 инкремент уменьшается в соответствии с аналитически выделенной зависимостью $\gamma \sim H_0$ ($\gamma \sim S^{-1}$). На рис. 2 изображена зависимость γ_1 от плотности плазмы при $\alpha = \alpha \omega_e c^{-1} = 7$ и тех же значениях остальных параметров, что и для рис. 1. Из рис. 2 видно, что инкремент неустойчивости уменьшается с увеличением плотности плазмы. Аналитически выделенная зависимость $\gamma(n_0)$ имеет следующий вид: $\gamma \sim n_0^{-1/4}$ ($\gamma \sim S^{-1/2}$). При $S \geq 2$ функция $S^{-1/2}$ представляет собой почти прямые нисходящие линии, что подтверждает численное решение, представленное на рис. 2. Из обоих рисунков следует, что первая мода характеризуется большим инкрементом и значением $|\Delta \gamma_1 (\Delta S)^{-1}|$, где Δ — приращение соответствующей величины, чем моды с $m > 1$.

В заключение отметим, что с ростом α инкремент неустойчивости возрастает. Эту зависимость $\gamma(\alpha)$ качественно можно пояснить из следующих соображений. Поскольку мы ведем рассмотрение в рамках теории слабой нелинейности, то коэффициенты связи β_1 и β_2 пропорциональны параметрам нелинейности возбуждаемых АПВ μ_1 и μ_2 ($\mu_j = V_{Ej} / V_{\varphi j}$, V_{Ej} — скорость осциллирующих электронов в поле j -ой волны, $V_{\varphi j}$ — величина, играющая роль фазовой скорости j -ой АПВ). Так как $\gamma \sim \sqrt{\beta_1 \beta_2}$, то и $\gamma \sim \sqrt{\mu_1 \mu_2}$. Можно показать, что произведение $\mu_1 \mu_2$ возрастает с увеличением радиуса волновода. Однако, уже при $\rho \geq 30$ условие $\gamma \omega_2^{-1} \ll 1$ нарушается и одномодовое приближение, рассматриваемое в нашей задаче, становится несправедливым.

Таким образом, в настоящем сообщении рассмотрено параметрическое возбуждение азимутальных поверхностных волн в магнитоактивном плазменном волноводе во внешнем радиальном поле накачки. Показано, что одновременно могут возбуждаться две

АПВ из разных диапазонов частот существования с одинаковыми по модулю азимутальными волновыми числами. Приведены численные оценки для значений порогового поля накачки и исследована зависимость инкремента неустойчивости от плотности плазмы, величины внешнего магнитного поля и радиуса плазменного волновода.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 165 с.
- [2] Кондратенко А.Н., Куклин В.М. Основы плазменной электроники. М.: Энергоатомиздат, 1988. 320 с.
- [3] Алексов Э.Г., Иванов С.Т. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 12. С. 1508-1512; 1989. Т. 15. № 9. С. 1131-1134.
- [4] Кондратенко А.Н. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1985. 215 с.
- [5] Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. Неустойчивости однородной плазмы. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
- [6] Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973. 287 с.
- [7] Азаренков Н.А., Кондратенко А.Н., Остриков К.Н. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 1. С. 31-36.
- [8] Гирка В.А., Гирка И.А., Кондратенко А.Н., Ткаченко В.И. // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34. № 2. С. 296-299.
- [9] Азаренков Н.А., Кондратенко А.Н., Остриков К.Н. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 14. С. 68-71.

Харьковский государственный
университет

Поступило в Редакцию
19 февраля 1990 г.