

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ ПЛАЗМА—МЕТАЛЛ

Н. А. Азаренков, К. Н. Остриков

В работах [1, 2] показано, что на границе идеально проводящий металл—магнитоактивная плазма существуют волны поверхностного типа (ВПТ), распространяющиеся вдоль магнитного поля. В диапазонах частот $\omega < \omega_i$ и $\omega_2 < \omega < \omega_e$ ($\omega_{i,e}$ — ионная и электронная циклотронные, ω_2 — нижняя гибридная частоты) эти волны в общем случае обобщенно-поверхностные [3], а при частотах, близких к электронной циклотронной, — истинно поверхностные. В этих работах, однако, не исследовались механизмы возбуждения волн. Поскольку фазовая скорость этих волн значительно меньше скорости света, то их можно возбуждать нерелятивистскими моноэнергетическими пучками заряженных частиц.

В настоящем сообщении рассмотрим возбуждение ВПТ в структуре металл—полуограниченная магнитоактивная плазма, распространяющихся вдоль магнитного поля пучком электронов малой плотности ($n_b (n_0)^{-1} \ll 1$, $n_{b,0}$ — плотности электронов пучка и плазмы). Пусть однородная плазма занимает полупространство $x > 0$ и в плоскости $x=0$ граничит с металлом. Внешнее постоянное поле H_0 направлено вдоль оси z . Будем исследовать волновые возмущения, распространяющиеся вдоль внешнего магнитного поля (зависимость всех возмущений от z и времени t выбираем в виде $\exp[i(k_3 z - \omega t)]$). Однородный пучок заряженных частиц заполняет полупространство $x > 0$ и движется со скоростью u_0 вдоль оси z .

Из линеаризованных системы уравнений Максвелла и уравнений квазигидродинамики при возбуждении пучком электронов высокочастотных ВПТ ($\omega \gg \omega_e$) получим систему уравнений

$$ik_3 \frac{dE_x}{dx} + (k_3^2 - k^2 \epsilon_1) E_x - ik^2 \epsilon_2 E_y = 0,$$

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} - (k_3^2 - k^2 \epsilon_1) E_y - ik^2 \epsilon_2 E_x = 0,$$

$$i \left(k_3 - k \frac{u_0}{c} \frac{\Omega_b^2}{\omega'^2 - \omega_e^2} \right) \frac{dE_x}{dx} - k \frac{u_0}{c} \frac{\omega_e}{\omega'} \frac{\Omega_b^2}{\omega'^2 - \omega_e^2} \frac{dE_y}{dx} - \frac{d^2 E_x}{dx^2} - k^2 \epsilon_3 E_x = 0, \quad (1)$$

где

$$\epsilon_1 = 1 - \frac{\Omega_e^2}{\omega^2 - \omega_e^2} - \frac{\omega'}{\omega} \frac{\Omega_b^2}{\omega'^2 - \omega_e^2}, \quad \epsilon_2 = \frac{\omega_e}{\omega} \left(\frac{\Omega_e^2}{\omega^2 - \omega_e^2} - \frac{\Omega_b^2}{\omega'^2 - \omega_e^2} \right),$$

$$\epsilon_3 = 1 - \frac{\Omega_e^2}{\omega^2} - \frac{\Omega_b^2}{\omega'^2}, \quad \Omega_{e,b}^2 = \frac{4\pi e^2 n_{e,b}}{m_e}, \quad \omega' = \omega - k_3 u_0, \quad k = \frac{\omega}{c}.$$

Влияние ионного движения в компонентах тензора не учитываем.

Граничные условия на поверхности плазма—металл заключаются в равенстве нулю тангенциальной составляющей электрического поля [2]. Удовлетворяя решения системы уравнений (1) условию ограниченности полей на бесконечности и граничным условиям при $x=0$, получим дисперсионное уравнение ВПТ, распространяющихся вдоль внешнего магнитного поля

$$(\epsilon_1^2 - \epsilon_3 \epsilon_1') (k_3^2 - k^2 \epsilon_1)^2 = k^4 \epsilon_3^2 \epsilon_1^2, \quad (2)$$

где

$$\epsilon_1' = 1 - \frac{\Omega_e^2}{\omega^2 - \omega_e^2} - \frac{\Omega_b^2}{\omega'^2 - \omega_e^2}.$$

Если в (2) подставить плотность $n_b = 0$, то получим дисперсию ПВ [4]

$$k_{30}^2 = k^2 (\epsilon_1 \pm |\epsilon_2| \sqrt{\epsilon_1 / (\epsilon_1 - \epsilon_3)}). \quad (3)$$

Из выражений для компонент тензора диэлектрической проницаемости видно, что возбуждение волн возможно в условиях черенковского и доплеровского резонансов. На рис. 1 представлены дисперсия исследуемых ПВ и линии $\omega = k_3 u_0 + n \omega_e$ ($n = -1, 0, 1$), соответствующие сносным колебаниям пучка. Ветви $\omega = k_3 u_0$ черенковские, а $\omega = k_3 u_0 \pm \omega_e$ нормальные (+)

и аномальные (—) доплеровские [4]. Наиболее эффективно возбуждаются ПВ вблизи точек пересечения кривой дисперсии и прямых $\omega = k_3 u_0 + n \omega_e$.

В случае нерезонансной черенковской неустойчивости решение (2) ищем в виде $k_3 = \omega / u_0 + \delta k_3$, а пучковый член в этом случае нужно удерживать только в продольной ε_3 компоненте тензора диэлектрической проницаемости. Тогда для δk_3 получим выражение

$$\delta k_3 = \frac{\Omega_b}{u_0} \left[\varepsilon_{30} - \varepsilon_{10} + \frac{\varepsilon_{20}^2 \varepsilon_{10}}{((c/u_0)^2 - \varepsilon_{10})^2} \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

где индекс «0» означает, что в компонентах тензора оставлены только плазменные члены. Так как $\varepsilon_{30} - \varepsilon_{10} < 0$, а $\varepsilon_{20}^2 \varepsilon_{10} ((c/u_0)^2 - \varepsilon_{10})^{-2} > 0$, то δk_3 — величина мнимая (соответствует возбужденному ПВ), если $u_0 < c/\sqrt{2\varepsilon_{10}}$, т. е. угол наклона линии черенковского резонанса должен быть меньше угла наклона дисперсионной кривой. На рис. 2, 1 приведена зависимость $\gamma = \text{Im}(\delta k_3)(\sqrt{u_0 c / \Omega_b})$ как функция частоты для следующих параметров плазмы и пучка: $\beta = \Omega_b^2 / \omega_e^2 = 10$, $\varepsilon = u_0 / c = 0.1$. Резонансный коэффициент пространственного усиления $\eta_{\text{рез}} = \text{Im}(\delta k_3)_{\text{рез}}$ достигается при пересечении ветвей $\omega = k_3 u_0$ и дисперсионной кривой, т. е.

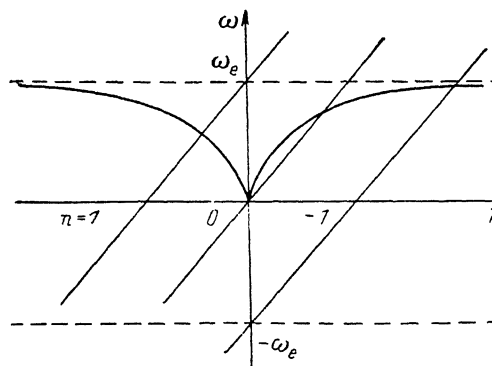


Рис. 1.

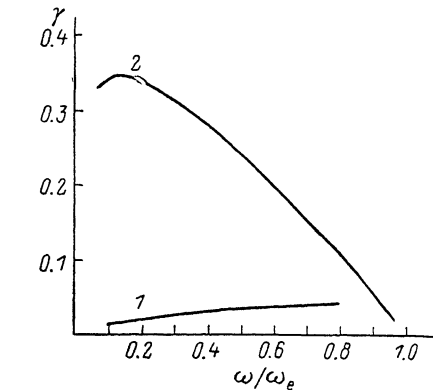


Рис. 2.

$k_{30} = \omega / u_0$. Следуя известной процедуре [4], получим в случае плотной плазмы ($\Omega_b^2 \gg \omega_e^2$) для $\eta_{\text{рез}}$ выражение

$$\eta_{\text{рез}} = \frac{\sqrt{3}}{4} \frac{\sqrt[3]{2}}{\sqrt[3]{2}} \left(\frac{n_b}{n_0} \right)^{1/3} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_e^2} \right)^{1/3} k_{30}. \quad (5)$$

В случае пересечения сносных циклотронных волн $\omega = k_3 u_0 + n \omega_e$ с ветвями дисперсии собственных ПВ для δk_3 получим соотношение

$$(\delta k_3)^2 = k^2 \frac{\Omega_b^2}{8k_{30} u_0 \omega} \left[2 + 2 \text{sign} \frac{\varepsilon_{20} \mp \varepsilon_{10}}{\sqrt{\varepsilon_{10} (\varepsilon_{10} - \varepsilon_{30})}} + \frac{(\pm \omega \omega_e^{-1} \varepsilon_{30} - 2\varepsilon_{10})}{\sqrt{\varepsilon_{10} (\varepsilon_{10} - \varepsilon_{30})^{3/2}}} |\varepsilon_{20}| \right]. \quad (6)$$

При получении (6) пучковые члены нужно удерживать в компонентах тензора диэлектрической проницаемости ε_1 и ε_2 . Если $k_{30} > 0$, то пучково-плазменное взаимодействие возможно только на аномальном эффекте Доплера (рис. 1). Однако оно приводит к смещению волнового числа (добавка δk_3 вещественна). Неустойчивость имеет место только при пересечении ветвей $\omega = \omega(k_3)$ и $\omega = k_3 u_0 + \omega_e$ в области отрицательных k_3 (ω положительно). В этом случае имеет место взаимодействие сносной пучковой моды и встречной волны. Для коэффициента усиления η в области частот $\omega \ll \omega_e$ в плотной плазме можно получить следующее выражение:

$$\eta = \frac{\Omega_b}{[2\sqrt{2} u_0 c]^{1/2}} \sqrt{\frac{\omega_e}{\Omega_e}}, \quad (7)$$

а при $\omega \sim \omega_e$

$$\eta = \frac{\Omega_b}{\sqrt{2} u_0 c} \left[\frac{\omega_e (\omega_e - \omega)}{\Omega_e^2} \right]^{1/4}. \quad (8)$$

Таким образом, при $\omega \rightarrow \omega_e$ $\eta \rightarrow 0$. Зависимость от частоты безразмерного коэффициента усиления η при нормальном эффекте Доплера приведена на рис. 2, 2; $\beta = (\Omega_b / \omega_e)^2 = 10$. В области низких частот и при $\omega \sim \omega_e$ он стремится к нулю. Максимальное значение η для заданного значения β и при учете ионного движения плазмы достигается при $\omega (\omega_e)^{-1} \approx 0.13$.

В случае замагниченного электронного пучка ($\omega_0 \gg \Omega_e^2$), когда поперечное движение электронов пучка затруднено, волны поверхностного типа возбуждаются только на черенковском резонансе. Уровни пространственного усиления при этом характеризуются выражениями (4), (5).

Таким образом, в данном сообщении показано, что волны поверхностного типа на границе холодная плазма—металл, распространяющиеся вдоль внешнего магнитного поля, могут возбуждаться пучками электронов. При взаимодействии ВПТ с черенковскими сносными колебаниями возбуждаются волны, распространяющиеся вдоль пучка. При нормальном доплеровском резонансе возбуждаются волны, распространяющиеся навстречу пучку. Получены и исследованы коэффициенты усиления волн в приближении пучка малой плотности.

В заключение авторы выражают благодарность А. Н. Кондратенко за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Азаренков Н. А., Загинайлов Г. И., Кондратенко А. Н. ЖТФ, 1985, т. 55, № 3, с. 635—639.
- [2] Кондратенко А. Н. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.
- [3] Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы. М.: Атомиздат, 1976. 232 с.
- [4] Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. М.: Атомиздат, 1970, т. 1. 294 с.

Харьковский государственный университет им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
2 ноября 1987 г.

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАЦИИ ТОНКОПЛОЧНОГО КВАЗИВОЛНОВОДНОГО ЛАЗЕРА

Г. В. Арутюнян, О. В. Багдасарян, Г. П. Джотян, Т. Э. Меликсетян

Создание миниатюрных источников когерентного излучения является актуальной задачей интегральной оптики. К числу таких источников могут быть отнесены квазिवолноводные тонкопленочные лазеры (КТЛ) [1–6], которые состоят из плоскопараллельного усиливающего слоя с показателем преломления n_2 , ограниченного пассивными средами с показателями преломления n_1, n_3 при выполнении необходимого условия $n_2 < n_1, n_3$. Эти миниатюрные источники лазерного излучения обладают рядом важных для практических приложений свойств, отличающих их от обычных лазерных систем. В числе этих свойств в первую очередь следует отметить собственную, сравнительно большую частотно-угловую дисперсию излучения генерации, обусловленную структурными особенностями КТЛ, что позволяет сравнительно легко перестраивать частоту генерации КТЛ [5, 6], а также реализовать двухчастотный КТЛ [7]. Представляется интересной также способность КТЛ излучать по конусам с углами $2\theta_m$ при вершине. При этом модовая структура излучения генерации проявляется в дискретности набора углов θ_m , соответствующих разным модам m генерации КТЛ, $m=1, 2, 3, \dots$

Теоретический анализ работы КТЛ, проведенный в [4], позволил качественно объяснить основные особенности генерации этой системы, а также способствовал созданию более сложных активных устройств, таких как КТЛ со светонаведенной распределенной обратной связью [8], многослойных КТЛ [9] и т. д.

При теоретическом анализе характеристик генерации КТЛ до сих пор использовались приближения «толстого» и «тонкого» слоев [4]. Параметры применяемых на практике КТЛ, однако, обычно не удовлетворяют строго принятым в [4] приближениям. В связи с этим для адекватного теоретического анализа свойств реальных КТЛ, а также экспериментальных результатов с использованием КТЛ необходим более точный теоретический анализ с привлечением численных методов.