

УДК 538.4

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН
В ОГРАНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ ВЧ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

О. М. Градов

(Москва)

В [1] показано, что в неограниченной плазме, находящейся в однородном амплитудно-модулированном высокочастотном (ВЧ) электрическом поле, несущая частота которого значительно превышает электронную ленгмюровскую ω_{Le} , происходит возбуждение объемных колебаний. Возникновение параметрического резонанса в этих условиях связано с существованием зависимости спектров частот собственных колебаний плазмы, помещенной во внешнее ВЧ поле, от амплитуды последнего. Наличие такой зависимости позволяет, осуществляя амплитудную модуляцию на удвоенной частоте собственных колебаний плазмы в поле накачки, параметрически возбуждать продольные колебания системы.

В данной работе рассматривается параметрическое возбуждение поверхностных колебаний в ограниченной плазме модулированным ВЧ полем. Установлено, что в области локализации поверхностных волн, прилегающей к границе плазмы, развивается параметрическая неустойчивость в случае, когда частота амплитудной модуляции близка к удвоенной частоте поверхностных мод. В остальном объеме плазма устойчива. Это позволяет использовать модулированное ВЧ поле для нагрева поверхности плазменных объектов.

Рассмотрим случай однородной плазмы ($z > 0$), граничащей со средой с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 ($z < 0$), когда ВЧ поле имеет вид

$$(1) \quad E(t) = E_0 \sin \omega_0 t + E_1 \sin \omega_1 t + E_2 \sin \omega_2 t \\ \omega_1 = \omega + \Omega, \quad \omega_2 = \omega - \Omega, \quad \Omega \ll \omega_0, \quad \omega_0 \gg \omega_{Le}$$

Методом, аналогичным развитому в [2], можно показать, что фурье-компоненты потенциала поля продольных колебаний на границе плазмы удовлетворяют уравнению

$$(2) \quad \Phi(z=0, \omega + n\Omega, k_{\parallel}) \{1 + \Delta\epsilon_i(\omega + n\Omega)\} + \sum_{m, s=-\infty}^{\infty} A_{m-n} A_{m-s} \times \\ \times \Delta\epsilon_e(\omega + m\Omega) \Phi(z=0, \omega + s\Omega, k_{\parallel}) = 0 \\ A_n = A_{-n} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{n-2m}(a_0) J_{n+m}(a_1) J_m(a_0) \\ \Delta\epsilon_{\beta}(\omega) = \delta\epsilon_{\beta}'(\omega) (1 + \epsilon_0)^{-1}; \quad a_j = eE_j k_{\parallel} / m_e \omega_j^2 = k_{\parallel} r_{Ej}; \quad \beta = e, i$$

Здесь $\delta\epsilon_{\beta}(\omega)$ — продольная парциальная диэлектрическая проницаемость частиц сорта β , $k_{\parallel}$ — проекция волнового вектора поверхностных колебаний на границу плазмы, e — заряд электрона, m_{β} — масса частиц сорта β , $J_m(a_j)$ — функция Бесселя. Если ввести возмущения плотности заряженных частиц на границе плазмы

$$\rho_{\beta}(z=0) = \Delta\epsilon_{\beta}(\omega) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi(z=0, \omega + n\Omega, k_{\parallel}) A_n$$

то (2) сводится к системе, совпадающей с исследованной в [1] при замене $\Delta\epsilon_{\beta}(\omega)$ на $\delta\epsilon_{\beta}(\omega, k)$. Это позволяет воспользоваться развитым в [1] методом решения (2).

Ограничимся анализом двух наиболее интересных зависимостей поля (1) от времени. В первом случае слабой модуляции $E_1 = E_2 = 1/2 \alpha E_0$ и $\alpha \ll 1$. В случае сильной модуляции поле имеет вид

$$(3) \quad E(t) = E_0 \sin \omega_0 t + E_1 \sin \omega_1 t$$

и величины амплитуд E_0 и E_1 могут быть сравнимы.

Максимальное значение инкремента нарастания колебаний в случае слабой модуляции на частоте $2\omega_{Le} / \sqrt{1 + \epsilon_0}$ определяется так:

$$(4) \quad \gamma_{\max} = 0.7 \alpha \omega_{Li} \left[\frac{m_e}{m_i (1 + \epsilon_0)} \right]^{1/2}$$

Здесь ω_{Li} — ленгмюровская частота частиц сорта β .

В сильно модулированном поле (3) максимальный инкремент неустойчивости равен следующей величине:

$$(5) \quad \gamma_{\max} = \frac{\omega_{Li}}{2} \sqrt{\frac{m_e}{m_i (1 + \varepsilon_0)}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{J_m(a_0) J_m(a_1) J_{m+1}(a_0) J_{m+1}(a_1)}{(2m+1)^2}$$

Если для получения максимального инкремента неустойчивости предположение о резкости плазменной границы не является существенным, то при определении порогового значения глубины модуляции, связанного с диссипативными эффектами, необходим учет размытости границы плазмы. Поэтому рассмотрим случай неоднородной плазмы, отделенной от ограничивающей среды переходным слоем толщины a , на котором плотность меняется значительно быстрее ($k_{\parallel} a \ll 1$), чем в основном объеме плазмы ($k_{\parallel}^{-1} \ln n_0 / \partial z|_{z>a} \ll 1$). Спектры колебаний и устойчивость такой плазмы, находящейся в сильном ВЧ поле, исследовались в [3]. Согласно [4] наличие неоднородного переходного слоя приводит к диссипации поверхностных колебаний, связанной с увеличением продольного поля в области резонансной близости частоты поверхностных колебаний к локальной ленгмюровской частоте. Зная затухание поверхностных волн, можно определить пороговое значение глубины модуляции α^* на удвоенной частоте поверхностных колебаний

$$(6) \quad \alpha^* = 2.3 \frac{m_i}{m_e} \left\{ \frac{\varepsilon_0^2 \pi}{1 + \varepsilon_0} k_0 \int_0^a dz \delta[\varepsilon(\omega_+, z)] + \frac{v_{ei}}{\sqrt{1 + \varepsilon_0} \omega_{Le}} \right\}$$

$$\varepsilon(\omega, z) = 1 + \sum_{\beta} \delta \varepsilon_{\beta}(\omega, z)$$

Здесь v_{ei} — частота соударений электронов с ионами. Входящая в (6) величина k_0 определяется из условия

$$(7) \quad \Omega = 2\omega_+ \left\{ 1 - \frac{\omega_+^2}{8k_0^2 c^2} + \frac{k_0}{2(1 + \varepsilon_0)} \int_0^a \frac{dz}{\varepsilon(\omega_+, z)} [\varepsilon_0^2 - \varepsilon^2(\omega_+, z)] + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{4k_0} \frac{\partial \ln \varepsilon(\omega_+, z)}{\partial z} \right|_{z \gg a} \Bigg\}, \quad \omega_+ = \omega_{Le} (1 + \varepsilon_0)^{-1/2}$$

Угол распространения колебаний в плоскости, параллельной границе, относительно вектора напряженности E_0 определяется из условия

$$(8) \quad k_{\parallel} r_{E0} = 1.43$$

Из (6) видно, что в отличие от случая возбуждения объемных колебаний [1] пороговая глубина модуляции на удвоенной частоте поверхностных волн при наличии конечных размеров переходного слоя определяется в основном бесстолкновительным поглощением колебаний.

Рассмотрим модуляцию ВЧ поля слабым сигналом низкой частоты. В этом случае происходит возбуждение низкочастотных колебаний ($|\omega| \lesssim \omega_{Li}$), спектр частот которых в неоднородной плазме изучен в [3]. Для порогового значения глубины модуляции имеем

$$\alpha^* = 2.3\pi \frac{\varepsilon_0^2}{1 + \varepsilon_0} k_0 \int_0^a dz \delta[\varepsilon_1(z)], \quad \varepsilon_1(z) = 1 - (1 + \varepsilon_0) \frac{\omega_{Li}^2(z)}{\omega_{Li}^2(a)}$$

Здесь k_0 определяется по формуле (7), в которой вместо ω_+ следует использовать

$$\omega_+ = 0.9\omega_{Li}(a) (1 + \varepsilon_0)^{-1/2}$$

Направление угла распространения колебаний на пороге определяется (8), а максимальный инкремент неустойчивости

$$\gamma_{\max} = 0.24 (1 + \varepsilon_0)^{-1/2} \alpha \omega_{Li}$$

Поступила 30 XI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиев Ю. М., Зюндер Д. Параметрическое возбуждение колебаний в плазме полем модулированной СВЧ волны. ЖЭТФ, 1971, т. 61, вып. 3.
2. Алиев Ю. М., Ферленги Э. Параметрическое возбуждение поверхностных колебаний плазмы внешним высокочастотным полем. ЖЭТФ, 1969, т. 57, вып. 5.
3. Алиев Ю. М., Градов О. М., Кирий А. Ю. Дисперсионная теория поверхностных волн неоднородной плазмы, находящейся в сильном ВЧ поле. ПМТФ, 1973, № 1.
4. Степанов К. Н. О влиянии плазменного резонанса на распространение поверхностных волн в неоднородной плазме. Ж. техн. физ., 1965, т. 35, вып. 6.

УДК 534.222.2

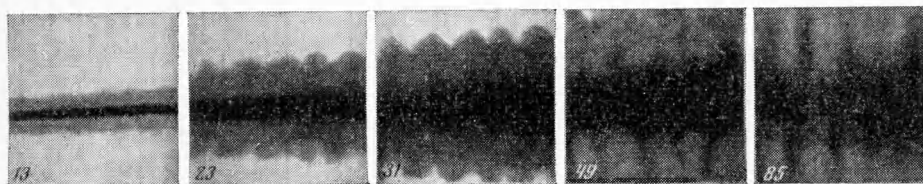
ОБ ОДНОМ ВИДЕ СТРАТООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ ПРОВОЛОЧЕК

Н. В. Гревцев, В. Д. Золотухин, Ю. М. Кашурников,
В. А. Лелягин

(Москва)

В переходном режиме электрического взрыва медной проволоочки обнаружено явление перераспределения продуктов взрыва в процессе разлета. Наблюдение подтверждено скоростными оптическими съемками и видом осажденной пленки.

По существующим представлениям о характере разрушения проводников при электрическом взрыве различается взрыв допороговый, который проявляется в изгибах и дальнейших обрывах проволоочки, и взрыв запороговый, который сопровождается быстрым разделением проволоочки на отдельные страты [1].



Фиг. 1

В работах авторов наблюдалось явление изгиба и стратобразования одновременно. Стратообразование явилось результатом эффекта кумуляции продуктов взрыва в процессе разлета.

Оптическая регистрация процесса проводилась камерой СФР с частотой съемки 2 млн. кадр./сек. Методика совместной регистрации электрических параметров и оптической съемки описана в [2]. Взрыв проволоочки осуществлялся от батареи конденсаторов 60 мкФ при индуктивности контура 1 мкГн.

На фиг. 1 приведены последовательные стадии развития взрыва медной проволоочки в воздухе. Фотографировался центральный участок длиной 15 мм. На фотографиях отмечено время в микросекундах от начала импульса тока. Для устранения плазменной стадии производилось отключение тока в конце первой полуволны взрывом последовательно включенной более тонкой вспомогательной проволоочки. Напряжение $U_0 = 7.0$ кВ. Параметры основной и вспомогательной проволоочек: диаметр $d = 0.500 \pm 0.005$ и 0.475 ± 0.005 мм и длина $l = 50$ и 150 мм. В момент отключения тока (13 мксек) проволоочка слегка изогнута и окружена паром. Затем наблюдается развитие паровой оболочки. В местах первоначального изгиба движущийся по нормали