



Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

Р. А. Vokhmin, I. I. Klimovskii, Влияние СВЧ-поля на ионно-звуковую неустойчивость однородной плазмы,  
*TVT*, 1974, Volume 12, Issue 6, 1306–1307

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt7484>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use  
<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.175

May 24, 2025, 20:18:48



## ВЛИЯНИЕ СВЧ-ПОЛЯ НА ИОННО-ЗВУКОВУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

*П. А. Вохмин, И. И. Климовский*

Возможности подавления микроскопических неустойчивостей плазмы рассмотрены в работах [1-4]. Одной из таких возможностей является модуляция пучков заряженных частиц внешним ВЧ-полем [1]. Исследовалась также стабилизация однородным ВЧ-электрическим полем пучковой [2] и дрейфовой [3] неустойчивостей. В [4] изучено влияние ВЧ-магнитного поля на колебания плазмы, удерживаемой постоянным магнитным полем.

В данной работе рассматривается в гидродинамическом приближении возможность стабилизации ионно-звуковой неустойчивости однородной слабоионизованной плазмы с замагниченной электронной компонентой постоянным в пространстве СВЧ-электрическим полем  $E_0 = E_0 \cos \Omega t$  с частотой  $\Omega$  много большей характерных плазменных частот

$$\Omega \gg \omega_{\alpha}, \quad \omega_{c\alpha}, \quad \nu_{\alpha\alpha}, \quad \frac{\omega_{c\alpha}^2}{\nu_{\alpha\alpha}}, \quad \omega; \quad \omega_{0\alpha}^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m_{\alpha}}, \quad \omega_{c\alpha} = \frac{eB}{m_{\alpha}}, \quad \alpha = e, i, \quad (1)$$

$\nu_{\alpha\alpha}$  — частота соударений с нейтралами;  $\omega$  — частота неустойчивости.

Рассмотрим, как изменяется дисперсионное соотношение в результате колебаний электронов во внешнем СВЧ-поле. Зависимость всех величин в волне от  $r$  и  $t$  ищем в виде  $f_1 = f \exp\{i(\omega t - kr)\}$ . Подставляя в уравнение движения электронов (использована система обозначений работы [5])

$$0 = -\frac{e}{m_e} n (E + v_e \times B) - \frac{T_e}{m_e} \nabla n - \nu_{ea} n v_e \quad (2)$$

и уравнение непрерывности возмущенные плотность и скорость электронов в виде

$$n_e = \eta_e \exp\{ia \cos \Omega t\}, \\ v_e = \theta_e \exp\{ia \cos \Omega t\},$$

$$\left( a = \frac{(k, E_0) e}{m_e \Omega^2}, \text{ если } |\cos(\hat{k}, E_0)| \gg \frac{\omega_{ce}}{\Omega} \ll 1 \right) \quad (3)$$

и усредняя по СВЧ-колебаниям, получим при  $\omega \ll |k| \sqrt{T_e/m_e}$

$$\left\langle \left( E_{\parallel} k_{\parallel} + E_{\perp} \frac{k_{\perp}}{1 + M_e^2} \right) \exp\{-ia \cos \Omega t\} \right\rangle = \\ = i \frac{T_e}{n_{0e}} \left( k_{\parallel}^2 + \frac{k_{\perp}^2}{1 + M_e^2} \right) \langle \eta_e \rangle - \frac{\nu_{ea} m_e}{n_{0e}} (k v_{e0} - \omega) \langle \eta_e \rangle. \quad (4)$$

Представляя далее электрическое поле волны возмущения в виде  $E = \langle E \rangle + E^{(1)}$ , где  $E^{(1)}$  — высокочастотная часть поля, получим методом, аналогичным использованному в работе [3], для  $\langle E \rangle$  и  $\langle \eta_e \rangle$

$$\frac{\langle E_{\parallel} \rangle}{k_{\parallel}} \left( k_{\parallel}^2 + \frac{k_{\perp}^2}{1 + M_e^2} \right) = \frac{i}{e \eta_0} \left( k_{\parallel}^2 + \frac{k_{\perp}^2}{1 + M_e^2} \right) \left[ T_e + \frac{2\pi e^2 n_0}{k^2} \right] \langle \eta_e \rangle - \\ - \frac{\nu_{ea} m_e}{e n_0} (k v_{e0} - \omega) \langle \eta_e \rangle. \quad (5)$$

Использование уравнения движения ионов

$$\frac{d v_i}{d t} = \frac{e}{m_i} E - \nu_{ia} v_i \quad (6)$$

и уравнения непрерывности для ионов при учете условия квазинейтральности для усредненных плотностей  $\langle n_i \rangle \approx \langle \eta_e \rangle$ , справедливое при  $a \ll 1$  и условия (1), дает при  $\omega \gg |k| \sqrt{T_i/m_i}$

$$k_{\parallel}^2 \frac{\langle E_{\parallel} \rangle}{k_{\parallel}} = \frac{m_i}{n_{0e}} (\omega - k v_{i0}) [\nu_{ia} + i(\omega - k v_{i0})] \langle \eta_e \rangle. \quad (7)$$

Приравняв нулю определитель системы (5), (7), получаем искомое дисперсионное соотношение

$$\left[ \cos^2 \theta + \frac{\sin^2 \theta}{1 + M_e^2} \right] [w^2 - iw - K^2(1 + A^2)] = \frac{i}{R} [w - kd], \quad (8)$$

где

$$A^2 = \frac{a^2 \omega_0^2}{2C_s^2 k^2} = \frac{u_\alpha^2 \omega_{0e}^2}{u_{Te}^2 \Omega^2} \cos^2(\widehat{\mathbf{E}}_0, \mathbf{k}), \quad v_{Te} = \sqrt{2T_e/m_e}, \quad u_\alpha = e\mathbf{E}_0/m_e\Omega.$$

Дисперсионное соотношение (8) отличается от приведенного в [5] для случая немагнитных ионов наличием в левой части слагаемого типа  $(K^2 \cdot A^2)$ , который обеспечивает увеличение частоты колебаний на границе неустойчивости

$$w_{rp} = K\sqrt{1+A^2} = w_0\sqrt{1+A^2}$$

и смещение самой границы в область более высоких значений относительного дрейфа электронов  $d_{rp}$ , необходимого для раскачки неустойчивости

$$d_{rp} = \{1 + R[\cos^2 \theta + (\sin^2 \theta)/1 + M_e^2]\} \sec \theta \sqrt{1+A^2} = d_0 \sqrt{1+A^2}$$

— для случая продольного магнитного поля и

$$d_{rp} = \{1 + R[\cos^2 \theta + \sin^2 \theta/1 + M_e^2]\} \operatorname{cosec} \theta \sqrt{1+A^2} = d_0 \sqrt{1+A^2}$$

— для случая скрещенных электрического и магнитного полей. Здесь через  $w_0$  и  $d_0$  обозначены граничная частота и граничное значение дрейфа в отсутствие внешнего СВЧ-поля [5].

Все приведенные выше рассуждения справедливы, разумеется, и для случая  $|\cos(\mathbf{k}, \mathbf{E}_0)| \ll \omega_{ce}/\Omega$ ,  $(\mathbf{E}_0 \nparallel \mathbf{B})$ , при этом в (3) и всех последующих выражениях следует заменить

$$a \rightarrow a' = a \frac{\omega_{ce}}{\Omega} |\sin(\widehat{\mathbf{E}}_0, \mathbf{B})|; \quad A \rightarrow A' = A \frac{\omega_{ce}}{\Omega} |\sin(\widehat{\mathbf{E}}_0, \mathbf{B})|.$$

В случае, если в плазме, в которой распространяются ионно-звуковые волны с волновым вектором  $\mathbf{k}$ , перпендикулярным магнитному полю, напряженность электрического СВЧ-поля направлена вдоль постоянного магнитного поля, то такое СВЧ-поле не будет влиять в данном приближении на развитие неустойчивости и ее частоту.

Данное рассмотрение применимо также и для  $\Omega \ll \omega_{ce} \gg \omega_{0\alpha}$ ,  $v_\alpha$ , если напряженность внешнего СВЧ-поля параллельна постоянному магнитному полю  $(\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B})$ .

Возможно, что рассмотренный механизм объясняет наблюдаемое в работе [6] частичное и полное подавление СВЧ-полем неустойчивости рассматриваемого типа.

Институт высоких температур  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
29 III 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро. Атомная энергия, 19, 336, 1965.
2. Ю. М. Алиев, В. П. Силин. Ж. эксперим. и теор. физ., 48, 901, 1965.
3. Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 4, вып. 1, 38, 1966.
4. А. А. Иванов и др. Ж. эксперим. и теор. физ., 54, 1380, 1968.
5. S. A. Self. J. of Plasma Phys., 4, 693, 1970.
6. В. М. Баренин и др. Теплофизика высоких температур, 11, № 1, 19, 1973.