



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. Г. Андропов, О. А. Синкевич, Стабилизация
ионизационной неустойчивости ВЧ-электрическим
полем, *ТВТ*, 1974, том 12, выпуск 1, 1–4

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.168

14 января 2025 г., 20:36:32



ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

ЯНВАРЬ — ФЕВРАЛЬ

1974

МОСКВА

Журнал основан в 1963 году

Выходит 6 раз в год

УДК 533.951.8

СТАБИЛИЗАЦИЯ ИОНИЗАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВЧ-ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

В. Г. Андронов, О. А. Синкевич

Показано, что развивающаяся в слабоионизованной неравновесной замагниченной плазме ионизационная неустойчивость может быть подавлена наложением дополнительного ВЧ-электрического поля большой частоты перпендикулярно к постоянным электрическому и магнитному полям и когда джоулев нагрев от постоянного электрического поля равен джоулеву нагреву от ВЧ-электрического поля. При наличии только ВЧ-электрического поля ионизационная неустойчивость развивается практически при всех частотах последнего.

Впервые в [1—3] теоретически и экспериментально показано, что слабоионизованная неравновесная плазма, находящаяся в скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях, неустойчива относительно потенциальных ионизационных колебаний.

В данной работе предпринята попытка теоретически исследовать стабилизирующее влияние дополнительного сильного ВЧ-электрического поля на характер развития ионизационной неустойчивости в замагниченной плазме. Анализ проведен для случая, когда частота электрического поля удовлетворяет неравенствам $\omega \gg \delta v_c (kT_e/I)^2$ или $\omega \gg \delta v_c$, где ω — частота ВЧ-электрического поля; v_c — частота столкновений электронов плазмы; δ — параметр, характеризующий долю энергии, передаваемой электроном при одном столкновении; kT_e — температура электронов в энергетических единицах; I — энергия ионизации. Первое неравенство получено для плазмы с малой степенью ионизации присадки с использованием уравнения Саха, второе — с большой. Внешние магнитное и электрическое поля взаимно перпендикулярны.

Рассмотрим поведение электронов в замагниченной неравновесной плазме ($\omega \ll v_c$), используя следующие уравнения:

$$\mathbf{j} + \mathbf{j} \times \Omega = (e^2 n_e / m_e v_c) \mathbf{E}, \quad (1)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_e k T_e) + I \frac{\partial n_e}{\partial t} = \mathbf{j} \mathbf{E} - \frac{3}{2} \delta n_e v_c k (T_e - T_a), \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0. \quad (4)$$

Предполагается, что известна зависимость концентрации электронов от температуры

$$n_e = n_e(T_e). \quad (5)$$

Принятые здесь уравнения соответствуют работе [1]. Однако в законе Ома (1) не учитывается инерционный член, который может играть существенную роль при наличии ВЧ-электрического поля.

Далее предполагается, что постоянное магнитное поле направлено по оси z . Решение уравнений (1), (2) с учетом соотношения (5) определяет основное состояние плазмы, которое предполагается однородным в пространстве. Если выполняется неравенство $\epsilon_1 = \omega / \delta v_{e0} (kT_{e0}/I)^2 \ll 1$ (случай малой степени ионизации) или $\epsilon_2 = \omega / \delta v_{e0} \ll 1$ (случай большой степени ионизации), то температура электронов в основном состоянии постоянна [4] (с точностью до членов порядка ϵ). Следовательно, постоянна во времени и концентрация электронов. Записывая внешнее электрическое поле в виде

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_c + \mathbf{E}_m \exp i\omega t \equiv \mathbf{E}_c + \mathbf{E}_l(t),$$

получим из закона Ома для случая $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{B}$ следующие соотношения:

$$\mathbf{j}_c = \hat{\sigma}_c \mathbf{E}, \quad \mathbf{j}_l(t) = \hat{\sigma}_c \mathbf{E}_l(t), \quad (6)$$

где

$$\hat{\sigma}_c = \frac{\sigma_0}{1 + \Omega_0^2} \begin{vmatrix} 1 & -\Omega_0 \\ \Omega_0 & 1 \end{vmatrix}, \quad \sigma_0 = \frac{e^2 n_{e0}}{m_e \nu_{e0}}, \quad \Omega_0 = \frac{eB}{m_e \nu_{e0}}. \quad (7)$$

Уравнение энергии для основного состояния электронного газа имеет вид

$$\frac{3}{2} k \delta v_{e0} n_{e0} (T_{e0} - T_0) = \frac{1}{2} \mathbf{j}_m \mathbf{E}_m + \mathbf{j}_c \mathbf{E}_c, \quad (8)$$

где $\mathbf{j}_m = \hat{\sigma} \mathbf{E}_m$.

Линеаризуем систему уравнений (1)–(5) возле основного состояния плазмы, определяемого уравнениями (6) и (8). Предполагая, что возмущения распространяются в плоскости, перпендикулярной внешнему магнитному полю, будем искать решение линеаризованной системы в виде

$$f^{(1)}(t) \exp i(K_x x + K_y y).$$

В этом случае для возмущений плотности электрического тока в направлении оси y и температуры электронов приходим к следующей системе:

$$j^+ = [\alpha \sigma_0 (K_x E_{0y} - K_y E_{0x}) + \beta (K_x j_{0y} - K_y j_{0x})] \theta K_x / j_c K^2, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{d\tau} [\alpha (1 + 3kT_{e0}/2I) + 3kT_{e0}/2I] = & [(E_{0y} K_x - E_{0x} K_y) + (j_{0x} K_x + \\ & + j_{0y} K_y) \Omega_0 / \sigma_0] \frac{\sigma_0 j^+}{j_c K_x} - \left\{ \left(\frac{j_0}{j_c} \right)^2 + [2\alpha - \beta + T_{e0} / (T_{e0} - T_a)] \left(\frac{1}{2} \mathbf{j}_m \mathbf{E}_m + \right. \right. \\ & \left. \left. + \mathbf{j}_c \mathbf{E}_c \right) (\sigma_0 / j_c^2) - (j_{0y} K_x - j_{0x} K_y) [\alpha \sigma_0 (K_x E_{0y} - K_y E_{0x}) + \right. \\ & \left. + \beta (K_x j_{0y} - K_y j_{0x})] / K^2 j_c^2 \right\} \theta. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь приняты следующие безразмерные параметры: $j^+ = j_y^{(1)} / j_c$ — плотность электрического тока (возмущения) в направлении оси y ; $\theta = T_e^{(1)} / T_{e0} -$ температура (возмущения), $\tau = t / t^+$,

$$t^+ = (I n_{e0} \sigma_0 / j_c^2) \sim I / k T_{e0} \delta v_{e0},$$

$$\alpha = \frac{d \ln n_{e0}}{d \ln T_{e0}}, \quad \beta = \frac{d \ln \tau_{e0}}{d \ln T_{e0}}, \quad \mathbf{j}_0 = \mathbf{j}_c + \mathbf{j}_l(t).$$

Подставляя (9) в (10) и интегрируя, получим

$$\theta(\tau) = \theta(0) \exp [F\tau + F_1(\tau)], \quad (11)$$

где $F_1(\tau)$ — ограниченная по модулю осциллирующая функция, которая мала при $\omega > 1/t^*$.

Поведение возмущений со временем определяется знаком функции F . Для случая $j_{cx} = j_{ty} = 0$, $E_{ix}(t) = E_m \sin \omega t$, $E_c(0, E_c, 0)$, где E_c — постоянное и E_{ix} — переменные приложенные электрические поля, имеем

$$F = (\alpha \sigma_0 / j_c^2) [2Q_1 \sin^2 \varphi + \Omega_0 Q_1 \sin 2\varphi + Q_2 (2\cos^2 \varphi - \Omega_0 \sin 2\varphi) - (2 - \beta/\alpha + T_{e0}/\alpha (T_{e0} - T_a)) (Q_1 + Q_2) + (Q_2 - Q_1) \times (\beta/\alpha) \cos 2\varphi] / [\alpha (1 + 3kT_{e0}/2I) + 3kT_{e0}/2I]. \quad (12)$$

Здесь $Q_1 = \sigma_0 E_m^2 / 2$ — джоулево тепловыделение от переменного тока, протекающего через плазму в невозмущенном состоянии; $Q_2 = \sigma_0 E_c^2$ — соответственно от постоянного тока; φ — угол между осью x и направлением распространения колебаний.

Переход в соотношении (11) от затухающих решений к растущим соответствует переходу функции F от $F < 0$ к $F > 0$. Критические параметры (критерий устойчивости) находится из условия $F = 0$. Рассмотрим следующие частные случаи.

1. ВЧ-электрическое поле и холловский постоянный ток отсутствуют $j_{cx} = E_t(t) = 0$, $E_{cy} \neq 0$. Из соотношения (12) получаем известные результаты [1], из которых следует, что неустойчивость возникает при

$$\Omega > \Omega_{кр} = (1 + \beta/\alpha) \left\{ \left[\frac{1 - (\beta/\alpha) + (T_{e0}/(T_{e0} - T_a)\alpha)}{1 + \beta/\alpha} \right]^2 - 1 \right\}^{1/2}. \quad (13)$$

Угол между направлением распространения колебаний и осью x , при котором инкремент колебаний максимален, определяется соотношением

$$\varphi_+ = \arctg \frac{(1 + \beta/\alpha) - \sqrt{(1 + \beta/\alpha)^2 + \Omega_0^2}}{\Omega_0}.$$

2. Присутствует только ВЧ-электрическое поле, электрический ток в котором направлен по оси x

$$j_{ty}(t) = E_c = 0, \quad E_{ix}(t) \neq 0.$$

Из анализа выражения (12) следует, что неустойчивость возникает при параметрах Холла, превышающих критический. Критическое значение параметра Холла находится из (13). Угол, при котором инкремент максимален, определяется соотношением

$$\varphi = \arctg \frac{(1 + \beta/\alpha) + \sqrt{(1 + \beta/\alpha)^2 + \Omega_0^2}}{\Omega_0}.$$

3. ВЧ- и постоянное электрические поля ориентированы таким образом, что имеет место

$$j_{cx} = j_{ty}(t) = 0, \quad E_c \neq 0, \quad E_t(t) \neq 0.$$

В данном случае при $(Q_2 - Q_1) \rightarrow 0$ критическое значение параметра Холла стремится к бесконечности, т. е. наличие ВЧ-электрического поля данной ориентации приводит к стабилизации ионизационной неустойчивости. Критическое значение параметра Холла при произвольном соотношении между Q_1 и Q_2 определяется из выражения

$$\Omega_{кр} = (1 + \beta/\alpha) \sqrt{(\Delta_2/\Delta_1)^2 - 1},$$

где

$$\Delta_1 = (1 + \beta/\alpha) (Q_2 - Q_1); \quad \Delta_2 = (\lambda - 1) (Q_2 + Q_1), \\ \lambda = 2 - (\beta/\alpha) + T_{e0}/(T_{e0} - T_{e1})\alpha.$$

Колебания распространяются с максимальным инкрементом под углом

$$\varphi_{\text{экстр}} = \arctg \frac{\Delta_1 - \sqrt{\Delta_1^2 + \Omega_0^2 (Q_1 - Q_2)^2}}{\Omega_0 (Q_2 - Q_1)}.$$

Результаты данного исследования показывают, что при произвольной ориентации внешнего постоянного и ВЧ-электрических полей (либо при наличии только одного ВЧ-электрического поля), в замагниченной слабо-ионизованной неравновесной плазме возникает ионизационная неустойчивость. Развитие ионизационной неустойчивости и вызванное этим сильное снижение электропроводности плазмы, находящейся в ВЧ-электрическом поле, может привести к аномальному взаимодействию внешнего ВЧ-электрического поля с такой плазмой.

Выбором определенной ориентации ВЧ-электрического поля можно подавить ионизационную неустойчивость, которая развивается в отсутствие ВЧ-электрического поля. Дополнительный джоулев нагрев от ВЧ-электрического поля с частотой $\omega > 1/t^+$ приводит к выравниванию пространственного нагрева плазмы и поэтому для стабилизирующего воздействия ВЧ-поля на плазму, кроме выбора его специальной ориентации, необходимо, чтобы джоулев нагрев от ВЧ-поля был соизмерим с джоулевым нагревом от постоянного поля. Такой метод стабилизации ионизационной неустойчивости ВЧ-электрическим полем можно назвать тепловым. Для параметров плазмы и величин джоулевых мощностей, характерных для МГД-преобразователей

$$\omega \geq (1 \div 100) 10^6 \text{ сек}^{-1}.$$

Таким образом, предионизатор для МГДГ с произвольной ориентацией электрических полей (либо при наличии одного только ВЧ-электрического поля), работающий в зоне сильного магнитного поля, может оказаться недостаточно эффективным. На различные возможные способы стабилизации ионизационной неустойчивости, отличные от рассмотренного выше, указывалось в работе [5].

Авторы выражают благодарность Г. С. Лопацкому за многочисленные дискуссии по материалам работы.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 I 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *Е. П. Велихов, А. М. Дыхне*. Тр. симп. по ионизационным явлениям в газах. Париж, 1963.
2. *С. Л. Керреброк*. Ракетная техника и космонавтика, 2, 6, 1964.
3. *А. В. Недоспасов, И. Я. Шипук*. Теплофизика высоких температур, 3, № 2, 1965.
4. *В. Л. Гинзбург*. Распространение электромагнитных волн в плазме. «Наука», 1967.
5. *Е. П. Велихов, А. М. Дыхне, И. Я. Шипук*. Тр. симп. по ионизационным явлениям в газах, Белград, 1965.