Краткие сообщения по физике № 3 1979

ПОЛЯРИЗАЦИЯ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ОДНОМОДОВОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ДРЕЙФОВОЙ ВОЛНОЙ

В. И. Крылов

УДК 533.951.8

Найдено неосциллирующее электрическое поле плазмы, образующееся в результате захвата ее частиц одномодовой дрейфовой волной. Показано, что такое поле может привести к вращению плазмы в установках, предназначенных для ее магнитного удержания, а также к стабилизации неустойчивости, либо к турбулизации плазмы.

Для плазмы в магнитном поле $\vec{B} = (0,0,B_z)$ и неоднородной только по оси x, в прямоугольной системе координат x,y,z потенциал Φ поля дрейфовой неустойчивости можно выбрать в виде /1,2,3/

$$\Phi = \varphi(x,t)\cos(k_y y + k_z z + \alpha - \omega t), \qquad (1)$$

где $\varphi(x,t)$ – амплитуда дрейфовой волны, вообще говоря, функция времени t и координаты x; $k_{y,z}$ – компоненты волнового вектора; α – постоянная; ω – частота волны, которая значительно меньше циклотронных частот электронов и ионов $\omega_{e,i}$.

При увеличении амплитуды поля от нуля до некоторого конечного ее значения может происходить захват волной частиц плазмы. В результате будет происходить смещение центров дрейфовых траекторий частиц $\langle\Delta x\rangle_{e,i}$ вдоль оси x (см., например /4/), что может привести к пространственному перераспределению зарядов плазмы и появлению неосциллирующего электрического поля, направленного вдоль градиента плазмы.

Пусть между характерной длиной неоднородности поля волны L_φ и средними размерами дрейфовых траекторий как захваченных (a), так и пролетных (f) частиц вдоль оси x,

$$\langle \Delta x_{a,f} \rangle_{e,i} \sim \frac{k_y}{k_z \omega_{e,i}} \left(\frac{|e\varphi|}{m_{e,i}} \right)^{1/2}, \quad \frac{k_y}{k_z \omega_{e,i}} \left| \frac{e\varphi}{T_{e,i}} \right| \left(\frac{T_{e,i}}{m_{e,i}} \right)^{1/2}$$

имеет место соотношение

$$\langle \Delta x_{a,f} \rangle_{e,i} \ll L_\varphi, \tag{2}$$

а инкремент дрейфовой неустойчивости γ и дрейфовые периоды захваченных и пролетных частиц $\langle t_{a,f} \rangle \sim \sqrt{m_{e,i}/|e\varphi|}/k_z$, $\sqrt{m_{e,i}/T_{e,i}}/k_z$ подчиняются условию

$$\langle t_{a,f} \rangle \ll \gamma^{-1}, \tag{3}$$

где e – заряд электрона, $m_{e,i}$ – массы электрона и иона, $T_{e,i}$ – температуры электронов и ионов, которые будем считать не зависящими от координаты.

2. Для определения неосциллирующего электрического поля E воспользуемся функцией распределения F частиц бесстолкновительной плазмы, найденной в /5/ и учитывающей адиабатическое изменение во времени амплитуды φ. Оно построено на основе адиабатических инвариантов $J_{a,f}$ захваченных и пролетных частиц.

Если в начальный момент времени развития неустойчивости распределение частиц плазмы в дрейфовом приближении описывалось функцией $F_{o\ e,i} = F_{o\ e,i}(x_o, v_{\parallel o})$, то с помощью $J_{a,f}$ и интеграла дрейфового движения частиц $C = x - (k_y v_\parallel / k_z \omega_{e,i})$ (подробнее см. /5/) имеем:

$$F_{e,i} = \begin{cases} F_{o\ e,i}(x - [k_y/k_z\omega_{e,i}][v_\parallel - v_{\parallel o-}^{(f)}],\ v_{\parallel o-}^{(f)}), \\ \text{при} \quad v_\parallel < -\sqrt{(2/m_{e,i})(|e\varphi| - e\Phi)} \equiv v_a, \\ F_{a\ e,i}, \ \text{при} \ -v_a < v_\parallel < v_a, \\ F_{o\ e,i}(x - [k_y/k_z\omega_{e,i}][v_\parallel - v_{\parallel o+}^{(f)}],\ v_{\parallel o+}^{(f)}), \ \text{при} \quad v_a < v_\parallel, \end{cases} \tag{4}$$

где $F_{a\ e,i} = (1/2)F_{o\ e,i}(x - [k_y/k_z\omega_{e,i}][v_\parallel - v_{\parallel o-}^{(a)}],\ v_{\parallel o-}^{(a)}) +$

$$+ (1/2)F_{o\ e,i}(x - [k_y/k_z\omega_{e,i}][v_\parallel - v_{\parallel o+}^{(a)}],\ v_{\parallel o+}^{(a)});$$

$$v_{\parallel o\pm}^{(f,a)} = \pm (4/\pi)\sqrt{J_{f,a}/m_{e,i}}.$$

Функция распределения (4) будет описывать поведение частиц плазмы в поле $\vec{E} - \nabla\Phi$, удовлетворяющем уравнению Пуассона

$$\mathrm{div}\vec{E} - \Delta\Phi = 4\pi|e| \left(\int F_i dv_{\parallel} - \int F_e dv_{\parallel}\right) \tag{5}$$

(ионы плазмы, для простоты, считаем однозарядными).

Начальные функции в (4) зададим в виде /I,2/:

$$F_{o\ e,i} = n_{e,i}(x_a)\sqrt{\frac{m_{e,i}}{2\pi T_{e,i}}}\exp\left[-\frac{m_{e,i}}{2T_{e,i}}\left(\frac{\omega}{k_z} + v_{\parallel o}\right)^2\right]. \tag{6}$$

Используя выражения (5), (6), разложим правую часть (5) в ряд по степеням $|e\varphi/T_{e,i}|^{1/2}$ и усредним полученное выражение по фазе волны $k_y y + k_z z + \alpha - \omega t$:

$$\frac{\partial E}{\partial x} \approx 16\sqrt{\pi}|e|n(x)\left[a_e\eta_e\left|\frac{e\varphi}{T_e}\right|^{3/2}\exp(-\eta_e^2) - a_i\eta_i\left(\frac{e\varphi}{T_i}\right)^{3/2}\exp(-\eta_i^2)\right], \tag{7}$$

где $a_{e,i} = (k_y v_{e,i}/k_z\omega_{e,i})\partial \ln n/\partial x$; $\eta_{e,i} = \omega/k_z v_{e,i}$; $v_{e,i} = \sqrt{2T_{e,i}/m_{e,i}}$.

В приближении геометрической оптики, положив $\varphi \approx \varphi_1 \cos k_x x$, можно приближенно проинтегрировать уравнение (7), усреднив его по пространственному периоду $2\pi/k_x$. В результате получим

$$\bar{E} = -\frac{16}{3\pi}\frac{\Gamma(5/4)}{\Gamma(3/4)}\frac{k_y^2}{k_z^2}\frac{\rho_e^2}{r_{Di}^2}\left|\frac{e\varphi}{T_e}\right|^{3/2}\left[\frac{n(x)}{n_o} - 1\right]E_A\exp(-\eta_e^2), \tag{8}$$

где Γ – функция Эйлера, n_o – значение плотности плазмы $n(x)$ в точке, в которой $\bar{E} = 0$; $\rho_{e,i} = (T_{e,i}/m_{e,i}\omega_{e,i}^2)^{1/2}$; $r_{Di} = (T_i/4\pi n_o e^2)^{1/2}$ $E_A \cong |T_i/e|\partial \ln n/\partial x$, – величина амбиполярного поля плазмы (см., например, /7/). Выражение (8) найдено в области частот $v_i \ll \omega/k_z \ll v_e$. Для таких неустойчивостей вклад захваченных ионов в E экспоненциально мал, поэтому ионными членами в (I0) мы пренебрегли.

3. Как видно из (8), поле E может значительно превышать E_A. Появление $\bar{E}$ должно привести к электрическому дрейфу плазмы в направлении оси y со средней скоростью $c\bar{E}/B$ (а в цилиндрической геометрии, в которой радиальное направление соответствует оси x, – к вращению плазмы).

Так как $\bar{E}$ вообще говоря зависит от x, то такое дрейфовое движение может привести к возникновению вторичной неустойчивости, обусловленной неоднородным профилем скорости (см. /2/ и литературу там же).

Очевидно, что энергия дрейфового движения единицы объема плазмы $(1/2)m_i(c\vec{E}/B)^2 n$ не может превышать кинетической энергии $(1/2)m_e(\omega/k_z)^2 n\sqrt{|e\varphi|/T_e}$ резонансных электронов в единице объема, которые до захвата их волной приводили к раскачке одномодовой неустойчивости.

Отсюда получим оценку для амплитуды волны [ж)]

$$|e\varphi_1/T_e| < (m_e/m_i)^{2/5}(k_z/k_y)^{4/5}(r_{De}/\rho_e)^{8/5}. \qquad (9)$$

Как показано в ряде работ /8-II/, низкочастотная одномодовая неустойчивости может приводить к повышенной диффузии захваченных электронов. Так, например, для не очень плотной плазмы, находящейся в прямом магнитном поле $\vec{B}$, коэффициент диффузии D электронов поперек $\vec{B}$ может иметь вид /9-II/, /I3/:

$$D \approx (k_y/k_z)^2\sqrt{|e\varphi_1|/T_e}\,D_c, \qquad (\text{IO})$$

где $D_c = \rho_e^2\nu_{e,i}$ – классический коэффициент диффузии; $\nu_{e,i}$ – электрон-ионная частота соударений. Используя (9) и (IO), получим:

$$\Gamma < -(k_y/k_z)^{6/5}(m_e/m_i)^{1/5}(r_{De}/\rho_e)^{4/5}D_c\,\partial n/\partial x. \qquad (\text{II})$$

Обычно для дрейфовых неустойчивостей $(k_y/k_z) \gg 1$, поэтому, как видно из (II), диффузионный поток, вызванный волной, может превысить поток, связанный с классической диффузией.

Автор выражает глубокую благодарность И. С. Данилкину за обсуждение результатов работы.

ж) Вообще говоря, стабилизация дрейфовой неустойчивости может быть связана с другими эффектами (см., например, /6/).

Поступила в редакцию
24 октября I978 г.

Литература

I. А. А. Рухадзе, В. П. Силин, УФН 82, 499 (I964).
2. А. Б. Михайловский, "Теория плазменных неустойчивостей", Атомиздат, М., I977 г.

3. М. С. Бережецкий и др., ЖЭТФ, 62, 957 (I972).
4. В. И. Крылов, Препринт ФИАН № I47, М., I975 г.
5. В. И. Крылов, Физика плазмы, 4, вып. 6 (I978).
6. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев, в сб. "Вопросы теории плазмы", Атомиздат, М., I973 г., стр. 3.
7. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, И. Е. Сахаров, "Основы физики плазмы", Атомиздат, М., I977 г.
8. S. Joshikawa, Phys. Rev. Lett., 25, 353 (1970).
9. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев, в сб. "Вопросы теории плазмы", 7, Атомиздат, М., I973 г., стр. 205.
I0. Л. М. Коврижных, Письма в ЖЭТФ I3, 5I3 (I97I).
II. О. П. Погуце, Ядерный синтез, I2, 39 (I972).
I2. Б. Б. Кадомцев, О. П. Погуце, ЖЭТФ, 5I, I734 (I966).
I3. В. И. Крылов, Краткие сообщения по физике ФИАН № 5, 29 (I977).