ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ

С.С.Моисеев

В последние годы интенсивно исследовались неустойчивости, возникающие на дрейфовых колебаниях неоднородной плазмы [1,2]. При этом, однако, движение ионов вдоль магнитного поля $\vec{H}_0$, как правило, исследовалось мало, а основное внимание уделялось ионным токам магнитного поля. Вместе с тем с ростом H_0 и k_z (k_z – проекция волнового вектора на направление магнитного поля) ситуация может измениться и продольное движение ионов окажется более существенным. Это особенно относится в случае изотермической плазмы к диапазону частот $\omega \lesssim k_z v_{Ti}$ (v_{Ti} – тепловая скорость ионов), либо же в случае холодных ионов к частотам $\omega \lesssim k_z v_s$ (v_s – скорость ионного звука).

Подчеркнем, что исследование устойчивости плазмы для таких частот имеет важное значение в связи с вопросом об эффективности использования установок с перекрещенными силовыми линиями (см., напр., работу Кадомцева и Погуце [3]). Имея в виду отмеченное здесь, рассмотрим следующий случай: пренебрежем поперечными токами ионов, но учтем их продольное движение. Мы будем исследовать в гидродинамическом приближении потенциальные возмущения ($\mathrm{rot}\,\vec{E} \Rightarrow 0$, $\vec{E}$ – электрическое поле возмущения), которые выберем в виде $\sim \exp(i\omega t + ik_y y + ik_z z)$.

Уравнение сохранения заряда при сделанных предположениях принимает вид:

$$v'_{ze} - v'_{zi} = 0, \qquad (1)$$

где v'_{ze} , v'_{zi} – соответственно продольные возмущенные скорости электронов и ионов.

Для выяснения основных особенностей интересующего нас явления рассмотрим прежде всего простой случай, когда ионы поддерживаются холодными, а начальная температура электронов T_0 постоянна. Нам тогда понадобятся еще следующие уравнения:

$$i\omega M v'_{zi} = \varsigma i k_z T_e + eE_z, \qquad (2)$$

$$-(1+\varsigma) i k_z T_e n_0 - i k_z n T_0 - e n_0 E_z = 0, \qquad (3)$$

$$i\omega n + c\frac{E_y}{H_0} n_0' + i k_z v'_{ze} n_0 = 0, \qquad (4)$$

$$3/2\, i\omega T_e + i k_z v'_{ze} T_0 = -k_z^2 \chi T_e, \qquad (5)$$

$$v'_x = c\frac{E_y}{H_0} + i k_y \frac{c}{eH_0}\left(T_e + \frac{T_0 n}{n_0}\right) \qquad (6)$$

$$\left(\varsigma = 0{,}71; \quad n_0' \equiv \frac{dn_0}{dx}\right).$$

Здесь (2)–(5) соответственно уравнения движения ионов и электронов вдоль $\vec{H}_0$, уравнения непрерывности и теплового баланса для электронов. Формула (5) записана с учетом выражения (6) – скорости электронов вдоль неоднородности. M – масса ионов, c – скорость света, e – заряд электрона, n , T_e – соответственно возмущения плотности и электронной температуры, $n_0(x)$ – начальная плотность плазмы, а χ – коэффициент электронной теплопроводности. Члены, пропорциональные ς , связаны с термосилой – силой трения, зависящей от градиента электронной температуры (см. работу Брагинского [4]) и играющей здесь особую роль. В результате имеем следующее дисперсионное уравнение:

$$\omega^3-\omega^2\left(\omega_e+\frac{2}{3}i\chi k_z^2\right)-\omega\left(\frac{5}{3}k_z^2 v_s^2-\frac{2}{3}i\chi k_z^2\omega_e\right)-$$
$$-\frac{2}{3}5\omega_e k_z^2 v_s^2+\frac{2}{3}ik_z^4\chi v_s^2=0 \qquad (7)$$
$$\left(\omega_e=k_y\frac{cT_o}{eH_o}\frac{n_o'}{n_o};\quad v_s=\sqrt{\frac{T_o}{M}}\right).$$

Из формулы (7) при $\omega_e \gg \omega$ вытекает существование следующей неустойчивости:

$$Im\,\omega\sim\sqrt{5}\,k_z v_s;\quad Re\,\omega\sim\frac{k_z^2 v_s^2}{\omega_e};\quad (\chi k_z^2\ll k_z v_s); \qquad (8)$$

$$Im\,\omega\sim\frac{v_s^2}{\chi}; \qquad (\chi k_z^2\gg k_z v_s). \qquad (9)$$

Обратимся теперь к изотермической плазме, ограничиваясь для простоты случаем $k_z v_{Ti}\gg\chi k_z^2$. Уравнение теплового баланса для ионов совпадает с формулой (5), так как в этом случае член, характеризующий теплообмен между электронами и ионами [4], оказывается порядка $\chi k_z^2 T_e$ и в рассматриваемом приближении может быть опущен. Тогда, дополняя (2) градиентом давления ионов, легко получим, что неустойчивый корень (8) сохраняется и в этом случае (с заменой v_s на v_{Ti}).

Как известно [1], если $Im\,\omega\sim\omega_e$ и при этом размер турбулентных пульсаций порядка поперечных размеров системы, то коэффициент аномальной диффузии плазмы D за счет развивающейся неустойчивости может стать порядка коэффициента диффузии Бома: $D\sim cT_o/eH_o$ [5]. Обратим внимание на то, что если $k_z v_s\sim(1/r^2)(cT_o/eH_o)$ (r – характерный поперечный размер) и $\chi k_z^2\lesssim k_z v_s$, то, как следует из выражения (8), данная неустойчивость приводит к диффузии Бома.

Если $\omega_e<k_z v_s$, то, как следует из формулы (7), рассматриваемая здесь неустойчивость не возникает. Отсюда, используя также формулы (9), нетрудно видеть, что в системах с перекрещенными силовыми линиями коэффициент становится порядка коэффициента классической диффузии, если $\theta\lesssim 1$ (θ – угол поворота силовых линий H_o на расстоянии порядка поперечных размеров системы; $D\sim Im\,\omega\Delta x^2$, где характерный размер турбулентных пульсаций Δx определяется из условия $\omega_e\sim k_\parallel v_s$; $k_\parallel\sim k_y(\theta/r)\Delta x$).

Благодарю А.А.Галеева, Б.Б.Кадомцева, А.Б.Михайловского, Р.З.Сагдеева за ценное обсуждение результатов данной работы.

Новосибирский
государственный университет

Поступило в редакцию
21 мая 1966 г.

Литература

[1] А.А.Галеев, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. Атомная энергия, 15, 451, 1963.

[2] Б.Б.Кадомцев. Сб. "Вопросы теории плазмы", 4, 188, М., 1964.

[3] Б.Б.Кадомцев, О.П.Погуце. Материалы конференции по физике плазмы и исследованиям в области термоядерного синтеза, 1965, Калэм.

[4] С.И.Брагинский. Сб. "Вопросы теории плазмы", 1, 191, 1963.

[5] A.Guthrie, R.K. Wakerling. The characteristics of Electrical Discharge in Magnetic Field. N.-Y., 1949.