

## ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ АНОМАЛЬНО БЫСТРОГО ТУРБУЛЕНТНОГО НАГРЕВА ИОНОВ ПЛАЗМЫ

*В.Л.Сизоненко, К.Н.Степанов*

Как было показано в работах [1 – 4], рассеяние ионов на мелко-масштабных высокочастотных турбулентных электронно-звуковых пульсациях является эффективным механизмом нагрева ионной компоненты плазмы. Возбуждение электронно-звуковых колебаний может быть вызвано движением ионов относительно электронов поперек внешнего магнитного поля  $H_0$  в электрическом поле низкочастотной электромагнитной волны с частотой порядка ионной циклотронной частоты или в токовом фронте бесстолкновительной ударной волны. Время нагрева ионов до конечной температуры  $T_i \sim m_i v^2$  определяется плотностью энергии турбулентных пульсаций  $W$ ,

$$\tau \sim (1/\omega_{HI})(n_e m_i v^2 / W),$$

где  $v$  – амплитуда скорости относительно движения ионов и электронов,  $n_e$  – плотность электронов. Величина  $W$  ограничивается нелинейным взаимодействием волн на уровне порядка  $W \sim n_e m_e v^2$ , так что время нагрева  $\tau \sim m_i / m_e \omega_{HI}$  оказывается в  $10^2 + 10^3$  раз большим периода колебаний низкочастотной волны  $\sim 2\pi/\omega_{HI}$ .

В настоящей работе исследуется устойчивость плазмы, состоящей из смеси ионов двух сортов, движущихся перпендикулярно магнитному полю в электрическом поле низкочастотной электромагнитной волны. Встречные ионные потоки могут возникать и в бесстолкновительной ударной волне [5]. Возникающая при этом ион-ионная неустойчивость может играть важную роль в формировании фронта волны и нагреве ионов. Мы покажем, что наряду с известной гидродинамической ион-ионной неустойчивостью [6, 7] в трехкомпонентной плазме существуют и другие типы ион-ионных неустойчивостей, связанные с возбуждением мод колебаний сильно затухающих, когда относительная скорость ионных компонент равна нулю. Именно эти колебания, имеющие фазовую скорость порядка тепловой скорости ионов, приводят к быстрому нагреву ионов. Так как нелинейное взаимодействие волн ограничивает энергию ион-ионных колебаний при значении  $W \sim n_e m_i v^2$  в  $m_i/m_e$  раз большем значения  $W$  для электронно-звуковых колебаний, то время нагрева ионов становится сравнимым с  $\tau \sim 1/\omega_{HI}$ .

Дисперсионное уравнение для электростатических колебаний плазмы с частотой  $\omega$  значительно большей  $\omega_{HI}$ , но значительно меньшей

$\omega_{H_0}$  и длиной волны значительно меньшей ларморовского радиуса ионов, но значительно большей ларморовского радиуса электронов, имеет вид

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{H_0}^2} + \sum_{\alpha=e,1,2} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{k^2 v_\alpha^2} [1 + i\sqrt{\pi} z_\alpha w(z_\alpha)] = 0, \quad (1)$$

где

$$z_\alpha = \frac{\omega - ku_\alpha}{\sqrt{2} k v_\alpha}, \quad z_{1,2} = \frac{\omega - ku_{1,2}}{\sqrt{2} k v_{1,2}},$$

$$\omega = \omega_k + i\gamma_k,$$

$w$  — функция Крампа,

$$\omega_{p\alpha} = (4\pi e_\alpha^2 n_\alpha / m_\alpha)^{1/2} (\omega_{p1,2} \gg \omega_{H1,2}),$$

$$v_\alpha = (T_\alpha / m_\alpha)^{1/2},$$

$u_\alpha$  — скорости электронов и ионов ( $u_\alpha \ll v_\alpha$ ),  $k_z = k \cos \nu$ ,  $\nu$  — угол между векторами  $k$  и  $H_0$ . Ниже, при рассмотрении различных предельных случаев будем считать для простоты, что  $n_1 \sim n_2 \sim n_0$ ,  $m_1 \sim m_2$ ,  $e_1 \sim e_2$ .

1. Если  $T_e \gg T_i$ , то кроме известной ветви колебаний типа ионного звука [6] возможно возбуждение еще одной ветви колебаний, существующей только в плазме с разными сортами ионов. Для этих колебаний электронные слагаемые в (1) в  $T_e / T_i$  раз меньше ионных слагаемых, если  $z_\alpha \lesssim 1$ , так что

$$1 + \sum_{i=1,2} \frac{\omega_{pi}^2}{k^2 v_i^2} [1 + i\sqrt{\pi} z_i w(z_i)] = 0. \quad (2)$$

При  $u < v_{1,2}$  уравнение (2) имеет только сильно затухающие решения ( $\gamma_k < 0$ ,  $|\gamma_k| \sim \omega_k$ ). Неустойчивость возникает, если

$$u = |u_1 - u_2| \gtrsim v_i,$$

при этом наиболее быстро раскачиваются коротковолновые колебания с  $k \sim \omega_{pi} / v_i$  и  $\gamma_k \sim \omega_k \sim \omega_{pi}$ . Черенковское взаимодействие ионов, а также электронов, с этими колебаниями приводит к их нагреву.

2. Для плазмы с  $T_e \ll T_{1,2}$  при  $\cos^2 \nu \ll m_e / m_i$  и  $|z_\alpha| \gg 1$  в (1) можно пренебречь электронным слагаемым в сумме по  $\alpha$ . В этом

случае (1) совпадает с (2), если в (2) добавить слагаемое  $\omega_{pe}^2 / \omega_{He}^2$ . Это уравнение при  $T_1 \sim T_2$  и  $u < v_1$  имеет только сильнозатухающие решения, если же  $u \gtrsim v_1$ , то колебания неустойчивы, причем  $\gamma_k \sim \omega_k \sim \omega_{p1}$  при  $k \sim \omega_{p1} / v_1$  и  $\omega_{pe} \lesssim \omega_{He}$  и  $\gamma_k \sim \omega_k \sim \sqrt{\omega_{He} \omega_{H1}}$  при  $k \sim \sqrt{\omega_{He} \omega_{H1}} / v_1$  и  $\omega_{pe} \gtrsim \omega_{He}$ .

В рассматриваемом случае электроны принимают значительно меньшее участие в колебаниях, и влияние нелинейности в уравнениях движения электронов оказывается более слабым по сравнению со случаем электронно-звуковых колебаний. Нелинейное взаимодействие волны ограничивает  $W$  при значениях порядка  $W \sim \sqrt{m_e / m_i} n_e T_1$ , и время нагрева оказывается очень малым  $\tau \sim \sqrt{m_e / m_i} / \omega_{H1}$ .

3. Если один сорт ионов горячий, а другой сорт ионов и электроны холодные ( $T_2 \gg T_1, T_e$ ), то при  $\cos^2 \nu < m_e / m_i$  в такой плазме существуют колебания (их можно назвать ион-ионным звуком), для которых  $|z_2| \ll 1, |z_1| \gg 1, |z_e| \gg 1$ . Частота и декремент затухания этих колебаний равны

$$\omega_k = ku_1 \pm \left( 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}^2} + \frac{\omega_{p2}^2}{k^2 v_2^2} \right)^{1/2} \omega_{p1}. \quad (3)$$

$$\gamma_k = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{p2}^2}{\omega_{p1}^2} \frac{(\omega_k - ku_1)^3}{k^3 v_2^3} (ku_2 - \omega_k). \quad (4)$$

Из (4) следует, что ион-ионный звук неустойчив и при  $u \ll v_2$ . Нелинейная теория этой неустойчивости и нагрева горячей ионной компоненты аналогична нелинейной теории электронно-звуковой неустойчивости [1 - 3].

Так как в рассматриваемых колебаниях принимают участие только ионы, то рост  $W$  ограничится, когда нелинейный член  $(v \nabla) v$  в уравнениях движения ионов будет равен по порядку величины  $\partial v / \partial t$ , т.е. при  $v \sim \omega / k \sim u$ . Тогда для энергии колебаний получим  $W \sim n_2 m_i v^2 \sim n_2 m_i u^2$ .

Рассмотрим нагрев ионов под действием ион-ионных звуковых пульсаций, возбуждаемых ионным током в плазме, находящейся в поле низкочастотной волны с частотой  $\sim \omega_{H1}$ . Диффузия горячих ионов в пространстве скоростей определяется квазилинейным уравнением для фоновой функции распределения [1 - 3]

$$\partial f / \partial t = (1/v_{\perp}) (\partial / \partial v_{\perp}) (D/v_{\perp}) (\partial f / \partial v_{\perp}), \quad (5)$$

где  $v_{\perp}$  - составляющая скорости ионов, перпендикулярная  $H_0$ .

(Вывод уравнения (5) приведен в [3]). Коэффициент диффузии  $D$  равен по порядку величины  $D \sim \omega_{H1} v_2^5 W / n_2 T_2$ . Используя приведенную выше оценку для  $W$ , получим из (5) для времени нагрева до конечной температуры  $T_2 \sim m_1 u^2$  оценку  $\tau \sim 1/\omega_{H1}$ .

Физико-технический институт  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
13 августа 1968 г.  
После переработки  
10 сентября 1968 г.

### Литература

- [1] V. L. Sizonenko, K. N. Stepanov, J. Teichmann. *Compte Rendu du Colloque International sur l'Interaction des Champs H. F. Associes a un Champ Magnetique Statique avec in Plasma, Sacley, 15-18 Janvier, 1968.*
- [2] В.И.Арефьев, И.А.Кован, Л.И.Рудаков. *Письма ЖЭТФ*, 7, 286, 1968.
- [3] В.Л.Сизоненко, К.Н.Степанов. *Препринт ФТИ АН УССР*, № 218, 1968.
- [4] V. L. Sizonenko, K. N. Stepanov. *Nuclear Fusion*, 7, 131, 1967.
- [5] Р.З.Сагдеев. *Сб. Вопросы теории плазмы*, вып. 4, Атомиздат, М., 1964, стр. 20.
- [6] Б.Б.Кадомцев. *Сб. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций*, 4, Изд. АН СССР, М., 1958, стр. 364.
- [7] К.Н.Степанов. *ЖТФ*, 34, 2146, 1964.