Краткие сообщения по физике № 11-1985 г.

УДК 533.9

ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА РЕЗОНАНСНЫХ ИОНОВ НА ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

В. П. Силин, С. А. Урюпин

Показано, что в условиях сильного черенковского затухания звука на резонансных ионах учет их квазилинейной релаксации, во-первых, приводит к значительному ослаблению электронных потоков, а, во-вторых, при небольших значениях турбулентного числа Кнудсена делает универсальным эффект относительного подавления поперечного теплопереноса.

Анализ эксперимента и теоретические оценки /1,2/ указывают на то, что при возбуждении ионно-звуковой турбулентности (ИЗТ) возникает небольшая группа горячих ионов с эффективной температурой T_h, сравнимой с электронной температурой T_e, и даже большей ее. При этом имеется взаимосвязь закономерностей генерации горячих резонансных ионов, формирования спектра ИЗТ и переноса заряда и тепла /1-5/. В современной теории ИЗТ /6-8/ такая взаимосвязь обусловлена черенковским затуханием звука на резонансных ионах. Новые возможности открываются в условиях квазилинейной релаксации резонансных ионов. В работе /9/ роль такой релаксации прослежена для простейшего случая переноса заряда. Ниже получены общие соотношения переноса в условиях, когда релаксация резонансных ионов играет определяющую роль.

Как и в /9/ (ср. /10/), принимаем среднеквадратичную скорость резонансных ионов v_h больше звуковой v_s. Пусть градиенты давлений p_r электронов ($r = e$), горячих ионов ($r = h$) и напряженность электрического поля $\vec{E}$ ориентированы вдоль оси z, а градиенты температур T_r лежат в плоскости (x, z). Тогда функции распределения f_r отличаются от исходных максвелловских f_{0r} малой анизотропной добавкой $f_{1r}(v,\xi) + f_{2r}(v,\xi)\cos\varphi$, определяющейся уравнениями:

$$D^{(r)}_{\xi\xi}\ \frac{\partial f_{1r}}{\partial \xi} = -\left[\frac{e_r E}{2m_r}\ v^2 + \frac{v}{\sqrt{1-\xi^2}}\ D^{(r)}_{v\xi}\right]\frac{\partial f_{0r}}{\partial u} - \frac{1}{2}\ v^3\ \frac{\partial f_{0r}}{\partial z}\,, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi}\,(1-\xi^2)D^{(r)}_{\xi\xi}\,\frac{\partial f_{2r}}{\partial \xi} - D^{(r)}_{\varphi\varphi} f_{2r} = v^3\sqrt{1-\xi^2}\,\frac{\partial f_{0r}}{\partial x}\,. \tag{2}$$

Здесь e_r, m_r – заряд и масса; $\xi = \cos\theta$; $\theta = \measuredangle \vec{v}$; $\vec{R}$ – угол между векторами скорости $\vec{v}$ и эффективной плотности силы, вызывающей неустойчивость ($\vec{R}\|0z$) и равной $\vec{R} = \vec{R}_e + \vec{R}h$; $\vec{R}_r = e_r n_r \vec{E} - \vec{\nabla} p_r$, где $p_r = n_r \kappa T_r$, n_r – плотность, κ – постоянная Больцмана, φ – азимутальный угол вектора скорости ($v_x = v\sin\theta\cos\varphi$). В (1) и (2) тензор диффузии $D^{(r)}_{\alpha\beta}$ определяется распределением ИЗТ $N(\vec{k})$ по частотам ω_s и углам $\theta_k = \measuredangle \vec{k},\vec{R}$ волнового вектора $\vec{k}$:

$$D^{(e)}_{\alpha\beta} = \frac{\omega^4_{Le}}{\omega^4_{Li}}\;D^{(h)}_{\alpha\beta} = \frac{e^2}{\pi v m_e^2 \omega^2_{Li}}\int\limits_0^\infty dk \int\limits_{-\sin\theta}^{\sin\theta} dy\,\frac{k\omega_s^3 N(k,y)}{\sqrt{\sin^2\theta - y^2}}\,d_{\alpha\beta}, \tag{3}$$

где $d_{v\xi} = \omega_s y/kv\sin\theta$, $d_{\xi\xi} = y^2/\sin^2\theta$, $d_{\varphi\varphi} = (\sin^2\theta - y^2)/\sin^4\theta$, $y = \cos\theta_k$, $\omega_{Le(i)}$ – ленгмюровская частота электронов (тепловых ионов).

Выражение (1) позволяет найти инкременты черенковского взаимодействия звука с электронами и ионами, которые совместно с известным декрементом индуцированного рассеяния на тепловых ионах (см., напр., /6/) приводят к уравнению для $N(\vec{k})$, отличающемуся от изученного в /9/ заменой $en_e\vec{E} + e_i n_h \vec{E}$ на $\vec{R}$. Это обстоятельство позволяет при вычислении кинетических коэффициентов использовать известный спектр ИЗТ, в котором число Кнудсена $K_N = 3\pi r^2_{Di} R / r^2_{De} n_e m_e \omega_{Li} v_s$ определяется теперь новой силой $\vec{R}$ ($r_{De(i)}$ – дебаевский радиус электронов (тепловых ионов). В частности, при $K_N \ll (1+\delta)^2$, где $\delta = n_h \omega_{Le} v_s^3 / n_i \omega_{Li} v_h^3$, n_i – плотность тепловых ионов, используя для $N(\vec{k})$ формулы (24), (27), (28) из /9/ и выражения (1) (3), найдем потоки заряда и тепла, переносимые электронами и горячими ионами:

$$\vec{j}_r = e_r n_r v_s \Big(1{,}23\vec{n} + (1+\delta)\Sigma_r \Big[0{,}92\vec{n}\,\frac{(\vec{n}\vec{R}_r)}{R} - 1{,}37\vec{n}\,(\vec{n}\vec{\xi}_r) + \tag{4}$$

$$+ 0{,}15[\vec{n}[\vec{n}\vec{\xi}_r]]\Big]\Big)\,,$$

$$\vec{q}_r = p_r v_s \left(3{,}07\vec{n} + (1+\delta)\Sigma_r \left[3{,}67\vec{n}\,\frac{(\vec{n}\vec{R}_r)}{R} - 9{,}17\vec{n}(\vec{n}\vec{\xi}_r) + 1{,}02[\vec{n}[\vec{n}\vec{\xi}_r]]\right]\right), \tag{5}$$

где $\vec{n} = \vec{R}/R$; $\Sigma_r = \delta_{re} + \delta_{rh}/\delta$; $\vec{\xi}_r = p_r R^{-1}\vec{\nabla}\ln T_r$; $\delta_{re\,(h)}$ – символ Кронекера; $\delta_{ee} = 1$; $\delta_{he} = 0$. Вследствие малости числа резонансных ионов $n_h/n_i \ll 1$, обусловленный резонансными ионами электрический ток (4) меньше электронного. Выражения (5) указывают на то, что теплоперенос определяется горячими ионами в условиях, когда парциальное давление последних p_h превосходит давление электронов p_e. На возможность образования состояния с $p_h > p_e$ указывалось ранее при проведении экспериментов на пробкотроне /11/. При самосогласованном подходе к теории нагрева и образования быстрых ионов, учитывающем как влияние ИЗТ на резонансные ионы, так и их обратное воздействие на спектр турбулентности, наиболее интересным оказывается случай сравнительно малых давлений ионов (см., напр., /10,12/). Тогда, отвлекаясь от обсуждения малых потоков $\vec{j}_h$, $\vec{q}_h$ и пренебрегая вкладом резонансных ионов $\vec{R}_h$ в эффективную плотность силы, рассмотрим далее только электронные потоки. В случае слабого черенковского затухания, когда $\delta \ll 1$, выражения (4), (5) совпадают с полученными ранее также при $\delta \ll 1$ /6–8/ в теории ИЗТ, пренебрегающей квазилинейной релаксацией резонансных ионов. В противоположном пределе $\delta \gg 1$ имеем:

$$\vec{j}_e = en_e v_s \delta\,(0{,}92\vec{n} - 1{,}37\vec{n}(\vec{n}\vec{\xi}_e) + 0{,}15[\vec{n}[\vec{n}\vec{\xi}_e]]), \tag{6}$$

$$\vec{q}_e = p_e v_s \delta\,(3{,}67\vec{n} - 9{,}17\vec{n}(\vec{n}\vec{\xi}_e) + 1{,}02[\vec{n}[\vec{n}\vec{\xi}_e]]). \tag{7}$$

Сравним (6), (7) с выражениями (21) – (24) из /7/, записанными при $\delta \gg 1$. Во-первых, они отличаются видом параметра δ, который теперь определяется функцией распределения горячих ионов, а не равновесной максвелловской. Во-вторых, из сопоставления (6), (7) и формул (21) – (24) из /7/ при одинаковом δ следует вывод об относительном ослаблении продольных потоков в 5,5 раз, и еще более сильном относительном подавлении, примерно в 230 раз, поперечных потоков. Как и ранее в /9/, новые зависимости коэффициентов аномального переноса в условиях сильного черенковского затухания звука ($\delta \gg 1$) являются следствием учета анизотропии функции распределения резонансных ионов в условиях их турбулентного разогрева.

Согласно (4), (5), независимо от величины δ, обусловленные градиентом температуры потоки поперек вектора $\vec{R}$ примерно в 9 раз слабее продольных. Это позволяет говорить об эффекте турбулентной термоизоляции плазменного шнура с током /7/. Подчеркнем, что если в теории, пренебрегавшей квазилинейной релаксацией резонансных ионов /7/, эффект относительного подавления поперечного теплопереноса возникал лишь в случае сильно неизотермической плазмы, когда мало черенковское затухание звука, то теперь он имеет место для любых значений δ.

В ситуации, типичной для лазерной плазмы, когда отсутствует электрический ток вдоль вектора силы $\vec{R}$ $(j_{ez} = 0)$, для продольного теплового потока имеем $q_{ez} \approx -(7{,}6 + 2{,}4\delta)\, p_e v_s$. При $\delta \ll 1$ эта формула переходит в (6.12) из /6/ (см. также (6.1) в /8/), а при $\delta \gg 1$ поток q_{ez} пропорционален новому параметру δ, численный коэффициент при котором уменьшен в 5,5 раз по сравнению с возникавшим ранее (см. формулу (6.2) в /8/). Отсюда, в частности, имеем следующее выражение для фактора подавления теплопереноса: $f = 0{,}18\sqrt{Z/A}\,(1 + 0{,}32\delta)$ (ср. /8/), где Z – заряд, $A = m_h/m_p$, m_p – масса протона.

Проведенное обсуждение показывает, что в турбулентной плазме с горячими резонансными ионами можно ожидать большего, чем это предсказывалось ранее, ослабления коэффициентов переноса в случае $\delta \gg 1$. Подчеркнем, что в рассмотренном здесь случае максвелловского распределения электронов и резонансных ионов (см. /9,10/) потоки убегающих электронов и ионов экспоненциально малы, а их влиянием на перенос можно пренебречь, если $\delta < \omega_{Le}/\omega_{Li}$.

Нагрев резонансных ионов приводит для частоты релаксации электронной температуры $\nu_T = 2R\omega_{Li}^2 B (3m_e n_e v_s \omega_{Le}^2)^{-1}$ к следующему новому выражению для величины $B = (a + 1{,}23\delta)/(1 + \delta)$, причем $B \approx a \approx 1 \div 2$, если $\delta \ll 1$, и $B \approx 1{,}23$, если $\delta \gg 1$. Формула для ν_T качественно отличается от полученной ранее тем, что предельные значения возникают при сравнении δ с единицей, а не с $\epsilon \ll 1$ /6/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков Е. Д. и др. Коллективные явления в токонесущей плазме. Киев, Наукова Думка, 1978, с. 86.
2. Липеровский В. А., Пудовкин М. И. Аномальное сопротивление и двойные слои в магнитосферной плазме. М., Наука, 1983.
3. Campbell P. M. et al. Phys. Rev. Lett., 39, 274 (1977).

4. B r a i t h w a i t e N. St. J., M o n t e s A., W i c k e n s L. M. Plasma Phys., 23, 713 (1981).
5. G r a y D. R., K i l k e n n y J. D. Plasma Phys., 22, 81 (1980).
6. Б ы ч е н к о в В. Ю., С и л и н В. П. ЖЭТФ, 82, 1886 (1982).
7. Б ы ч е н к о в В. Ю., Г р а д о в О. М., С и л и н В. П. ЖЭТФ, 83, 2073 (1982).
8. S i l i n V. P. IAEA Spring college on plasma physics "Charged particle transport in plasmas", Trieste (Italy), 1985, p. 1–42.
9. С и л и н В. П., У р ю п и н С. А. Препринт ФИАН № 204, М., 1985.
10. К о в р и ж н ы х Л. М. ЖЭТФ, 51, 1795 (1966).
11. З а в о й с к и й Е. К., Н е д о с е е в С. Л., Р у д а к о в Л. И. Письма в ЖЭТФ, 6, 951 (1967).
12. В е к ш т е й н Г. Е., С а г д е е в Р. З. Письма в ЖЭТФ, 11, 297 (1970).

Поступила в редакцию 16 сентября 1985 г.