Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 297 – 300 *20 марта 1970 г.*

АНОМАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПЛАЗМЫ ПРИ ИОННО-ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Г.Е.Векштейн, Р.З.Сагдеев

Обнаруженное в ряде экспериментов [1, 2], так называемое, аномальное сопротивление разреженной плазмы связывают с рассеянием электронов хаотическими полями колебаний, неустойчивых при протекании тока. Считают, что главную роль здесь играет ионно-звуковая неустойчивость [3, 4]. Но в общем случае картина сильно осложняется явлением "убегания" части электронов. В этом смысле наиболее простым является случай тока, текущего поперек магнитного поля. Именно такая ситуация осуществляется в экспериментах с бесстолкновительными ударными волнами. Аномальное сопротивление плазмы, соответствующее измеренным значениям толщины фронта ударной волны, примерно на порядок величины ниже полученного в теории слабой турбулентности для ионно-звуковой неустойчивости [3, 4]. Это означает, что нелинейное затухание Ландау на ионах (основной стабилизирующий эффект в [3, 4]) мало и необходим более эффективный механизм затухания.

В [5] рассмотрена другая модель. Но в ней токовая скорость u получается слишком низкой и со временем не растет, что противоречит данным эксперимента.

Ниже предлагается иной механизм развития ионно-звуковой турбулентности для случая тока, текущего поперек магнитного поля [1]. Если электроны замагничены ($\nu_e/\omega_{He} << 1$, где $\nu_e \sim \omega_{pe} \dfrac{W}{nT_e}$ – частота рассеяния электронов, W – плотность энергии колебаний), их распределение по скоростям является почти изотропным в системе отсчета, связанной с током. Тогда электронный инкремент определяется двумя величинами (u, T_e – эффективная температура электронов

$$\gamma_e \sim \frac{M}{m}\ \frac{\omega_k^3}{k^2}\ \frac{u}{(T_e/m)^{3/2}}\ \cos\theta' \qquad (1)$$

(θ' – угол между волновым вектором и направлением тока). Ток возбуждает широкий спектр ионно-звуковых колебаний. Вклад в ионное затухание дает малая часть ионов, находящихся на "хвосте" функции ионного распределения $f_i(v, \theta)$, подчиняющейся квазилинейному уравнению. Это уравнение и условие $\gamma = \gamma_e + \gamma_i = 0$ (близость к порогу неустойчивости для всех волн с $\cos\theta' > 0$ и $\gamma < 0$ при $\cos\theta' < 0$) допускают автомодельную подстановку, такую, что по мере нагрева отношения токовой скорости электронов к тепловой энергии ионов и к энергии электронов, а также доля резонансных ионов остаются постоянными ($\Delta n/n$). При этом не меняются также распределения ионов по скоростям и спектр колебаний. Последние измерения тока и энергии ионов согласуются именно с таким установившимся режимом [6].

Запишем спектральную плотность энергии колебаний в виде $w_k(t) = A(t)w(z, \theta')$; $z = kr_o$ (r_o – дебаевский радиус) и введем вместо t новую переменную $\tau = \dfrac{2\pi e^2}{M^2\omega_{pi}} \int_0^t W(t)dt$. Тогда автомодельная переменная скорости имеет вид $\xi = \dfrac{v}{\tau^{1/2}}$. Окончательно квазилинейное уравне-

---

[1] Обычно $\omega_{He} << \omega_{pe}$ и магнитное поле на колебания не влияет

ние и условие $\gamma = 0$ имеют в автомодельных переменных довольно громоздкий вид и ниже не приводятся. Пока свободным остается параметр $u_0 = u/(T_e/m)^{1/2}$ Получающиеся уравнения настолько сложны, что найти их точное решение, то есть функции $f(\xi, \theta)$ и $w(z, \theta')$ не удается. Однако, интересующие нас величины u, энергию ионов и электронов можно оценить и не зная точного решения. Для этого найдем первый и второй моменты уравнения для $f_i(v, \theta)$ – законы сохранения импульса и энергии.

Введем эффективную температуру резонансных ионов T_i 1).
Закон сохранения энергии дает известное выражение [4]

$$\frac{T_e}{T_i} \sim \frac{u x}{c_s}; \quad \left(c_s^2 = \frac{T_e}{M}; \quad x = \frac{\Delta n}{n} \right). \qquad (2)$$

Оценивая ионный декремент, как $\gamma_i \sim \dfrac{\omega_k^3}{k^2} \dfrac{x c_s}{(T_i/M)^{3/2}}$

и сравнивая его с электронным (1), получаем:

$$x \sim \left(\frac{m}{M}\right)^{1/4} \left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{1/4}; \quad u \sim c_s \left(\frac{M}{m}\right)^{1/4} \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{5/4}. \qquad (3)$$

Далее рассмотрим импульс резонансных ионов. Импульс, теряемый электронами при рассеянии, переходит к ионам $\dot{P}_i = n m u \nu_e$. Так как $T_i \gtrsim T_e = M c_s^2$ функцию распределения ионов можно представить в виде $f_i(v, \theta) = f_0(v) + f_1(v, \theta)$, где анизотропная часть

$$f_1 \sim \frac{c_s}{(T_i/M)^{1/2}} f_0 \lesssim f_0 .$$

Таким образом $\qquad P_i \sim \int M v f_1 d^3 v \sim n x M c_s .$

Окончательно, получаем:

$$u \sim c_s \left(\frac{M}{m}\right)^{1/4}; \quad T_i \sim T_e; \quad x \sim \left(\frac{m}{M}\right)^{1/4}. \qquad (4)$$

Соотношения (4) содержат, конечно, множители порядка единицы, определить которые, не зная точного решения, можно лишь из сравнения с экспериментальными данными. Вычислим ширину ударной волны δ, найдя ν_e с помощью приведенных выше формул

$$\delta \sim \frac{c}{\omega_{pe}} \left(\frac{M}{m}\right)^{1/4} \frac{v_A}{c_s} \sim \frac{c}{\omega_{pe}} \left(\frac{M}{m}\right)^{1/4} \qquad (5)$$

($v_A / c_s \sim 1$ для не очень слабых ударных волн).

---

1) $T_i \gtrsim T_e$ по определению, чтобы ионы были резонансными.

В водородной плазме эксперимент дает $\delta \sim 10 \frac{c}{\omega_{pe}}$, то есть численный множитель в (5) близок к единице. "Изотопический эффект", измеренный для случаев He, Ar, Xe согласуется с зависимостью (8) в пределах экспериментальных ошибок [2]

Поступила в редакцию
2 февраля 1970 г.

Литература

[1] Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, II, IAEA, Vienna, 1966.

[2] Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, I, IAEA, Vienna, 1969.

[3] Б.Б.Кадомцев. Сб.Вопросы теории плазмы, М., 4, 1964.

[4] R.Z. Sagdeev. Proceedings of Simposia in Applied Mathematics, 18, 281, N.Y. 1965.

[5] Л.И.Рудаков, Л.В.Кораблев. ЖЭТФ, 50, 220, 1966; Л.М.Коврижных. ЖЭТФ, 51, 1795, 1966.

[6] Р.Х.Куртмуллаев. Сб. трудов конференции по ударным волнам без столкновений, 11–18 июня 1969 г., Фраскати, (в печати).