Письма в ЖЭТФ, том 59, вып.8, стр.507 - 509 ©1994 г. 25 апреля

ЗАТУХАНИЕ ИОННО-ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ С РЕДКИМИ СОУДАРЕНИЯМИ И НЕЛОКАЛЬНАЯ ГИДРОДИНАМИКА

А.В.Максимов, В.П.Силин

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 марта 1994 г.

Основываясь на решении электронного кинетического уравнения, отвечающем дробно-асимптотическому разложению по обратным значениям числа Кнудсена, получено выражение для декремента затухания ионно-звуковых волн. Проведено обсуждение следствий гидродинамики моментов Греда в модели нелокального электронного теплопереноса.

В слабостолкновительном пределе, когда электронная длина свободного пробега велика по сравнению с длиной волны, электронная диссипация ионно-звуковых волн связывается обычно только с затуханием Ландау (см., например [1]). С другой стороны может быть указана такая область длин, где электронные столкновения, хотя и являются в обычном смысле довольно редкими, но все же оказываются более существенными нежели затухание Ландау. В этом можно убедиться, если воспользоваться результатом подхода работ [2,3], в которых предложено дробно-асимптотическое разложение по обратным степеням электронной длины свободного пробега. В рамках такого подхода для возмущения фурье-компоненты плотности электронов δn_e, обусловленного неравновесным электрическим потенциалом $\delta\varphi \exp(-i\omega t + i\mathbf{kr})$ имеем

$$\delta n_e = -\frac{|e|\delta\varphi}{\kappa_B T_e}\left[1 + \frac{i\omega}{k v_{Te}}\left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} + \frac{3Z^{2/7}}{2k^{3/7} l_e^{3/7}}\right)\right]. \tag{1}$$

Здесь принято, что $kl_e \gg 1$, $kv_{Te} \gg \omega$ и кратность ионизации $Z = |e_i/e| \gg 1$, а также использованы обозначения: n_e – равновесная пространственно однородная плотность электронов, e – заряд электрона, T_e – электронная температура, κ_B – постоянная Больцмана, $v_{Te} = \sqrt{\frac{\kappa_B T_e}{m_e}}$ – тепловая скорость электрона, k – абсолютная величина волнового вектора, $l_e = (3/4\sqrt{2\pi})(\kappa_B T_e)^2/e^4 Z n_e \Lambda$ – длина свободного пробега электронов относительно их столкновений с ионами, а Λ – кулоновский логарифм. Формула (1) позволяет записать в следующем виде электронный вклад в продольную комплексную диэлектрическую постоянную плазмы:

$$\delta\epsilon_e(\omega, k) = \frac{4\pi e^2 n_e}{\kappa_B T_e k^2}\left[1 + \frac{i\omega}{k v_{Te}}\left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} + \frac{3Z^{2/7}}{2k^{3/7} l_e^{3/7}}\right)\right]. \tag{2}$$

Эта формула, в частности, дает следующее выражение для декремента затухания ионного звука

$$\gamma = \frac{\omega^4 \omega_{Le}^2}{\omega_{Li}^2 k^3 v_{Te}^3}\left\{\left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} + \frac{3}{4}\left(\frac{Z^2}{k^3 l_e^3}\right)^{1/7}\right\}, \tag{3}$$

обусловленного электронами. Очевидно, что столкновительные эффекты оказываются определяющими для не слишком коротких длин волн, когда

$$Z^2 \gg k^3 l_e^3 > 1. \tag{4}$$

Помимо практического значения формулы (3) она в настоящее время позволяет сделать и совсем иное более общее утверждение об использовании становящегося популярным подхода гидродинамики моментов Греда с нелокальными пространственными связями потоков и термодинамических сил (см., например, [4-7]). При этом затухание волн связывается в частности, с нелокальной электронной теплопроводностью, когда фурье-образы возмущения электронного теплового потока и возмущения температуры связаны соотношением

$$\delta \mathbf{q} = -i\mathbf{k}\delta T_e \kappa(\mathbf{k}), \tag{5}$$

где для нелокальной теплопроводности используется популярное выражение [7-10]:

$$\kappa(k) = \kappa_{SH}[1 + (\alpha k \lambda_e)^{\beta}]^{-1} \tag{6}$$

здесь $\kappa_{SH} = C_{SH} n_e v_{Te} \kappa_B l_e$ – коэффициент электронной теплопроводности сильно-столкновительной полностью ионизованной плазмы, $C_{SH} = (128/3\pi)$ при $Z \gg 1$, $\lambda_e = l_e(2Z/9\pi)^{1/2}$. Значение $\beta = 1$ использовалось в работах [4,5] для описания затухания Ландау с помощью нелокальной теплопроводности в пределе $\alpha k \lambda_e \gg 1$. Такое же значение показателя β было предъявлено в работе [8] в результате численного решения кинетического уравнения Больцмана применительно к задаче исследования электронного переноса тепла. Другие численные исследования дают иные значения показателя β, так в работе [9] используется $\beta = 2$, а в работе [8] опубликованы два значения $\beta = (4/3)$ и $\beta = 1,44$. Авторы работы [7] приводят значение $\beta = 1,148$. Большой разброс приводящихся разными авторами значений β и отсутствие в их исследованиях сколько-нибудь глубокого обоснования, заставляет нас отдавать предпочтение аналитической теории, приводящей к асимптотическому разложению по дробным отрицательным степеням электронной длины свободного пробега. Такая теория [2,3] дает $\beta = (10/7) = 1,42857...$ (см. также [10]).

Итак, если использовать уравнения гидродинамики моментов Греда и выражение для потока тепла (5) с нелокальной теплопроводностью (6), то для электронного вклада в диэлектрическую постоянную возникает следующее выражение

$$\delta\epsilon_e(\omega, k) = \frac{4\pi e^2 n_e}{\kappa_B T_e k^2}\left[1 + \frac{i\omega}{k v_{Te}}\left(\frac{n_e \kappa_B v_{Te}}{\kappa(k) k}\right)\right]. \tag{7}$$

Очевидно, что $\beta = 10/7$ дает зависимость от волнового вектора, которая качественно отличается от (2). Последнее позволяет сделать утверждение о том, что наша аналитическая теория [3] опровергает возможность использовать гидродинамику моментов Греда с нелокальным тепловым потоком (5), (6) для описания слабостолкновительного затухания ионного звука. Можно высказать еще более общее предположение о том, что гидродинамика плазмы с учетом конечного числа моментов Греда в условиях нелокального переноса не имеет сколько-нибудь универсального способа применения.

1. В.П.Силин. Введение в кинетическую теорию газов, М.: Наука 1971 с.331.
2. А.В.Максимов, В.П.Силин, ЖЭТФ **103**, 73 (1993).
3. А.В.Максимов, В.П.Силин, ЖЭТФ **105**, вып.5 (1994) (в печати).
4. G.W.Hammett, F.W.Perkins, Phys. Rev. Lett. **64**, 3019 (1990).
5. G.W.Hammett, W.Dorland, F.W.Perkins, Phys. Fluids, **B4**, 2052 (1992).

6. M.V.Goldman, D.L.Newman, F.W.Perkins, Phys. Rev. Lett. **70**, 4075 (1993).
7. R.L.Berger, B.F.Lasinski, T.B.Kaiser, E.A.Williams, A.B.Longdon, Phys. Fluids, **B5**, 2243 (1993).
8. E.M.Epperlein, R.W.Short, Phys. Fluids, **B3**, 3092 (1991).
9. F.Luciani, P.Mora, J.Virmont, Phys. Rev. Lett. **51**, 1664 (1983).
10. A.V.Maximow, V.P.Silin, Phys. Lett. **A173**, 83 (1993).