Краткие сообщения по физике № 9 сентябрь 1972

ДРЕЙФОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ С ПРИМЕСЬЮ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ

В. П. Тараканов

В последнее время появились сообщения /I/ о том, что при нагреве плазмы в ряде случаев небольшая доля (до 10÷20%) электронов приобретает ультрарелятивистскую температуру ($T > mc^2$). Поэтому становится вполне актуальным изучение свойств плазмы с примесью горячих электронов и, в частности, исследование дрейфовых колебаний в такой системе. Нужно отметить, что вопрос о влиянии примесей на дрейфовые колебания неоднородной плазмы уже исследовался ранее /2/, /3/ (см. также /4/).

В настоящей заметке представлены результаты, описывающие дрейфовые колебания в неоднородной (по оси x) плазме с примесью горячих электронов в сильном магнитном поле, направленном по оси z. В качестве равновесной функции распределения горячей примеси выбрано ультрарелятивистское распределение

$$F_1 = \frac{n_1}{8\pi}\left(\frac{c}{T}\right)^3 \exp\left(-\frac{cp}{T}\right). \qquad (I)$$

Ограничиваясь рассмотрением плазмы низкого давления, дрейфовые колебания с большой точностью можно считать потенциальными. При этом для возмущений с длиной волны меньше характерного размера неоднородности системы в нулевом приближении геометрической оптики получим следующее локальное дисперсионное уравнение:

$$1 + \sum_{\alpha=i,e} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{k^2 v_{T\alpha}^2}\left\{1 - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \omega\left(1 - \frac{k_y v_{T\alpha}^2}{\omega\Omega_\alpha}\frac{\partial_\alpha}{\partial x}\right)\frac{1}{\omega - n\Omega_\alpha} \times \right.$$

$$\left. \times A_n\left(\frac{k_\perp^2 v_{T\alpha}^2}{\Omega_\alpha^2}\right) J_+\left(\frac{\omega - n\Omega_\alpha}{|k_z| v_{T\alpha}}\right)\right\} - \frac{4\pi e^2}{k^2}\int d\vec{p}\left\{-\frac{F_1}{T_1} + \left[\frac{\omega}{T_1} - \frac{k_y c}{eB}\frac{\partial_1^0}{\partial x}\right] F_1 \times \right.$$

$$\times \sum_{k=-\infty}^{+\infty} J_k\left(\frac{k_\perp p_\perp c}{eB}\right)\exp(ik\varphi)\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n\left(-\frac{k_\perp p_\perp c}{eB}\right)\times$$

$$\times \exp(in\varphi)\,\frac{1}{\omega-\dfrac{|k_z|p_z c}{p}+\dfrac{neB}{p}}\Bigg\} = 0. \qquad (2)$$

Здесь $\dfrac{\partial^o_\alpha}{\partial x} = \dfrac{\partial \ln n_\alpha}{\partial x} + \dfrac{\partial T_\alpha}{\partial x}\dfrac{\partial}{\partial T_\alpha}$, а индексы i, 0, 1 – относятся соответственно к ионам, электронам плазмы и горячим электронам. Остальные обозначения совпадают с общепринятыми (см. /3/ – /5/).

В дальнейшем будут рассматриваться наиболее интересные длинноволновые колебания с $(k_\perp c/\Omega_e)(T/mc^2)\ll 1$.

В промежуточной области частот, $\Omega_i<\omega<\Omega_e$, пренебрегая влиянием магнитного поля на ионы и в пределе $v_{T0}<\dfrac{\omega}{|k_z|}<c$, когда наличие горячей компоненты наиболее существенно, при $\omega_{\partial p0}\ll$ $\ll\omega<\omega_{\partial p1}$, можно получить уже известный (см. /2/) кинетически неустойчивый спектр

$$\omega = \frac{k_z}{k}\,\omega_{\partial p0};\quad \gamma = -\frac{\pi}{2}\,\frac{\omega_{p1}}{k^2 v_{T1}^2}\,\frac{\omega^2}{ck_z}\left(1-\frac{\omega_{\partial p1}}{\omega}\right), \qquad (3)$$

где

$$\omega_{\partial p\alpha} = \frac{k_y v_{T\alpha}^2}{\Omega_\alpha}\,\frac{\partial \ln n_\alpha}{\partial x}.$$

При $\omega<\omega_{\partial p0}$ появляется новый спектр

$$\omega = -\omega_{\partial p0}\,\frac{\omega_{p0}^2}{k^2 v_{T0}^2};\quad \gamma = -\frac{\pi}{2}\,\frac{\omega_{p1}^2 k_y^2}{\Omega_e k^4 |k_z|\, c}\,\frac{\partial \ln n_0}{\partial x}\,\frac{\partial \ln n_1}{\partial x}. \qquad (4)$$

Видно, что эта ветвь колебаний неустойчива, если градиенты плотности холодных и горячих электронов антипараллельны. Последнее, согласно /I/, наблюдается в эксперименте. Заметим, что эти колебания обусловлены конвекцией холодных электронов относительно ионов (см. /4/). Раскачка же колебаний обусловлена конвекцией горячих электронов, причем в рассматриваемом приближении она зависит лишь от градиента плотности, но не градиента температуры этой компоненты, что является чрезвычайно характерным и интересным свойством ультрарелятивистской плазмы.

Перейдем к анализу дисперсионного уравнения (2) в области низких частот, $\omega \ll \Omega_i$. В пределе $\omega/|k_z| c \gg 1$ имеются гидродинамические неустойчивости, спектры которых определяются формулами (ср. с /5/) [ж]:

I. При $\omega \ll \omega_{\partial pi}$

$$\omega^2 = -\frac{k_z^2}{k_\perp^2}\Omega_i^2\left[\frac{T_0}{T_i}\frac{n_0}{n_i}\frac{M}{m}\frac{\partial \ln T_0 n_0}{\partial \ln T_i n_i} + \frac{mc^2}{3T_i}\frac{M}{m}\frac{n_1}{n_i}\frac{\partial \ln n_1}{\partial \ln n_i T_i}\right]. \quad (5а)$$

2. При $\omega_{\partial pi} \ll \omega \ll \omega_{\partial p0}$

$$\omega^3 = \frac{M}{m}\frac{k_z^2}{k_\perp^2}\Omega_i^2\frac{k_y v_{Ti}^2}{\Omega_i}\left[\frac{n_0}{n_i}\frac{T_0}{T_i}\frac{\partial \ln n_0 T_0}{\partial x} + \frac{n_1}{3n_i}\frac{mc^2}{T_i}\frac{\partial \ln n_1}{\partial x}\right]. \quad (5б)$$

3. При $\omega_{\partial p0} \ll \omega \ll \omega_{\partial p1}$

$$\omega^3 = \frac{n_1}{3n_i}\frac{M}{m}\Omega_i^2\frac{k_z^2}{k_\perp^2}\frac{k_y v_{Ti}^2}{\Omega_i}\frac{\partial \ln n_1}{\partial x}\frac{mc^2}{T_i}. \quad (5в)$$

Две первые ветви колебания могут существовать и в области $v_{T0} < \omega/|k_z| < c$, но при условии, что $n_1 \ll (k_z^2 v_{T0}/\omega)^2 n_0$. В формулах (5а) и (5б) при этом лишь исчезнут члены, пропорциональные n_1. Если же $n_0 > n_1 \gg (k_z v_{T0}/\omega)^2 n_0$, то в этой области гидродинамические неустойчивости отсутствуют, но появляются два кинетически неустойчивых спектра. Один из них развивается при $\omega_{\partial p0} \ll \omega < \omega_{\partial p1}$ и описывается формулами (3).

При $\omega < \omega_{\partial p0}$ имеет место другая ветвь колебаний

$$\omega = -\frac{\omega_{p1}^2}{k^2 v_{Ti}^2}\omega_{\partial p1}. \quad (6)$$

ж) При $n_0 = 0$ формулы (5) описывают колебания в плазме, где все электроны ультрарелятивистские. Видно, что в этом случае в формулы вместо температуры электронов, как было в нерелятивизме, входит $mc^2/3$.

Этот спектр получен из членов в дисперсионном уравнении, соответствующих конвекции в скрещенных полях электронов и ионов плазмы, и так как при конвекции скорость не зависит ни от массы, ни от заряда, то объемный заряд может возникнуть лишь благодаря градиенту плотности горячей примеси, конвективное движение которой определяет раскачку этих колебаний с инкрементом

$$\gamma = \frac{\pi}{2}\,\frac{\omega_{p1}^{4}}{k^{4}v_{Ti}^{4}}\,\frac{1}{|k_z|\,c}\,\omega_{\partial p1}^{2}. \qquad (7)$$

Относительно колебаний, описываемых формулами (3), (6) и $\omega = (|k_z|/k)\omega_{\partial p0}$, нужно сказать, что они будут существовать не только в плазме, где имеется ультрарелятивистская примесь, но и вообще в плазме, где имеются две группы электронов с различными температурами. При этом в выражениях для инкрементов (но не для спектров) появятся члены, пропорциональные градиенту температуры примеси.

Колебания (4) и (6) относительно легко стабилизируются перекрещенностью силовых линий /6/ с

$$\theta > \frac{v_{T0}}{\pi\Omega_e}\,\frac{1}{L},$$

где $\theta = B_{y0}/B_{z0}$, а L – характерный размер неоднородности. Ленгмюровские колебания (3), которые развиваются при $\omega < \omega_{\partial p1}$, стабилизировать значительно труднее, так как для этого необходим шир с $\theta > v_{T1}/\pi\Omega_e L$.

В заключение автор приносит свою благодарность А. А. Рухадзе за многократное обсуждение рассматриваемого в статье вопроса.

Поступила в редакцию I6 декабря I97I г.

После переработки 3 августа I972 г.

Литература

1. R. A. Dandl, M. O. Eason, P. H. Edmonds, A. S. England, G. E. Guest, C. L. Hedrick, J. T. Hogan, J. C. Sprott. CN-28/6-4. 4ht Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Madison, Wisconsin, U.S.A. June 17-23 (1971).
2. А. Б. Михайловский, К. Юнгвирт. ЖТФ, 36, 777 (1966).
3. И. С. Байков. Ядерный синтез, 5, 326 (1965).
4. А. Б. Михайловский. Теория плазменных неустойчивостей, т.2, Атомиздат, Москва, 1971 г.
5. А. А. Рухадзе, В. П. Силин. УФН, 96, 87 (1968).