Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 5, стр. 291 – 294 5 марта 1974 г.

К ТЕОРИИ МАГНИТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Б.А.Альтеркоп, Е.В.Мишин, А.А.Рухадзе

Показано, что корректный учет термодиффузии меняет характер возбуждения магнитных полей в одномерно неоднородной плазме – неустойчивость оказывается конвективной (сносовой), а не абсолютной, и величина возбуждаемых полей полностью определяется профилем плотности и температуры плазмы.

В экспериментах по лазерному нагреву плазмы [1] обнаружено явление генерации сильных магнитных полей (≈ *Мгс*), которое связывалось с термоэдс, возникающей в плазме со скрещенным распределением неоднородностей плотности и температуры. С другой стороны, в работах [2–4] обсуждается возможность магнитной неустойчивости одномерно неоднородной плазмы, когда градиенты плотности и температуры параллельны (такая ситуация может реализоваться при нагреве плазмы с помощью лазерного излучения). Используя для описания развития неустойчивости метод геометрической оптики, авторы [2–4] приходят к выводу, что неоднородная плазма с $\vec{\nabla} T_0 \vec{\nabla} n_0 > 0$ неустойчива относительно экспоненциального нарастания магнитных полей с инкрементом $\gamma \approx$ $\approx 1{,}82 \chi \kappa_n \kappa_T$ ($\chi = T_0 \tau / m$ – электронная температуропроводность, $\kappa_n =$ $= \nabla \ln n_0$, $\kappa_T = \nabla \ln T_0$).

В настоящей работе задача о магнитной неустойчивости одномерно неоднородной плазмы решается точно, без использования приближения геометрической оптики. Найденное нами решение показывает, что вывод работ [2 – 4] об экспоненциальном нарастании начальных возмущений, строго говоря, неверен и реализуется в исключительных случаях. Возмущения действительно нарастают при $\nabla T_0 \nabla n_0 > 0$, но их нарастание, в общем случае, носит не экспоненциальный характер, а существенно определяется профилем плотности и температуры плазмы. Такое поведение возмущений обусловлено тем обстоятельством, что рассматриваемая неустойчивость по своей природе оказывается не абсолютной, а конвективной (сносовой).

Как и в работах [2, 3] поведение полностью ионизованной плазмы будем исследовать на основе системы гидродинамических уравнений[1)] [5]

$$e\mathbf{E} + \frac{1}{n} \vec{\nabla} n T + 0{,}71 \vec{\nabla} T + 0{,}81 [\tau \Omega \vec{\nabla} T] = 0,$$

$$\operatorname{div} \{ n \chi \vec{\nabla} T + 1{,}82 n \chi [\tau \Omega \vec{\nabla} T] \} = Q. \tag{1}$$

Здесь $\vec{\Omega} = e\mathbf{B}/mc$ – вектор ларморовского вращения электрона, а Q – источник нагрева плазмы. Система (1) применима в условиях, когда

$$\left(\frac{c}{\lambda \omega_p} \right)^2 << \gamma \tau << \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 << 1, \tag{2}$$

где γ^{-1}, λ – характерные временно́й и пространственный масштабы процесса, $l = \sqrt{(T/m)} \tau$ – длина свободного пробега электронов, ω_p – средняя плазменная частота.

Из системы (1) для стационарного состояния неоднородной плазмы с $n_0 (x)$ и $T_0 (x)$ в отсутствии внешнего поля имеем

$$T_0 \frac{d}{dx} \ln n_0 T_0^{1,71} = - eE_0, \qquad \frac{d}{dx} \left(n_0 \chi \frac{dT_0}{dx} \right) = Q(x). \tag{3}$$

[1)] В [4] показано, что в кинетическом режиме магнитная неустойчивость отсутствует.

Поскольку величина $n_0 X$ не зависит от плотности, то распределение температуры полностью определяется источником нагрева $Q(x)$. В то же время распределение плотности электронов благодаря квазинейтральности начального состояния определяется распределением плотности ионов, которое может поддерживаться какими-либо внешними силами (например, инерционными, возникающими при газодинамическом разлете мишени). Таким образом, первое уравнение (3) определяет поле E_0 по известным $n_0(x)$, $T_0(x)$.

Для малых возмущений начального стационарного состояния, зависящих от времени t и координат x, z, система (1) сводится к двум уравнениям

$$\frac{\partial\Omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} u\Omega = \kappa_n \frac{\partial}{\partial z} \frac{\delta T}{m},$$

$$2{,}25u \frac{\partial}{\partial z} \Omega = - \left[\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{5}{2} \chi_T\right)^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]\frac{\delta T}{m}, \tag{4}$$

где $u(x) = -0{,}81(\tau/m)(dT_0/dx)$ – термодиффузионная скорость электронов. Предполагая выполненными неравенства χ_T, $\partial/\partial x << \partial/\partial z$, получаем

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x}\right)\delta T = \Gamma\delta T, \qquad \frac{\partial\delta T}{\partial z} = -2{,}25\, mu\Omega, \tag{5}$$

где $\Gamma(x) = -2{,}25\kappa_n$, $u = 1{,}8\kappa_n\kappa_T(T_0\tau/m)$. Отметим, что второе уравнение (5) определяет связь между Ω и δT в любой момент времени, в том числе и при $t=0$. Учитывая определения $u(x)$ и $\Gamma(x)$, легко показать, что в (5) $u(\partial/\partial x) \gg \Gamma$, чем и определяется сносовый характер неустойчивости. Более того, первое уравнение (5) можно привести к виду

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} + u\frac{\partial\psi}{\partial x} = 0, \qquad \psi = \ln[\delta T(x, z, t) n_0^{2,25}(x)]. \tag{6}$$

Из (6) следует, что функция ψ постоянна на характеристиках т. е. $\psi(z, x(x_0, t), t)_x = \psi(z, x_0)$, где x_0 определяется из уравнения характеристики $\int_{x_0}^{x} dx'/u(x') = t$.

Таким образом, решение (6) с начальным условием $\delta T/_{t=0} = \theta_0(x, z)$, $\Omega/_{t=0} = \Omega_0(x, z)$ можно представить в виде

$$\delta T(x, z, t) = \theta_0(x_0(x, t), z)\left[\frac{n_0(x_0(x, t))}{n_0(x)}\right]^{2,25}$$

$$\Omega(x, z, t) = \Omega_0(x_0(x, t), z)\frac{u(x_0(x, t))}{u(x)}\left[\frac{n_0(x_0(x, t))}{n_0(x)}\right]^{2,25}. \tag{7}$$

Согласно (7) поведение возмущений существенно определяется профилями плотности и температуры и в общем случае **не характеризуется** экспоненциальным ростом. При этом условия применимости рассмотрения можно записать в виде κ_n, $\kappa_T << k_z$, где k_z – волновое число возмущений вдоль оси oz.

Наиболее просто проследить за поведением возмущений можно в случае, когда начальные возмущения однородны по x и распределение $n_0(x)$, $T_0(x)$ таково, что $(1/n_0)(dT_0^{5/2}/dx) = \text{const}$. Тогда $u(x) = \text{const}$ и $x_0 = x - ut$. В этом случае из (7) следует, что начальные возмущения нарастают при $dn_0/dx > 0$, если $dT_0/dx > 0$ $(u < 0)$, и при $dn_0/dx < 0$, если $dT_0/dx < 0$ $(u > 0)$, причем рост возмущений полностью обусловлен их сносом по слою плазмы. Этот рост будет экспоненциальным только в частном случае экспоненциального профиля плотности, когда $\kappa_n = \text{const}$.

Из приведенного выше анализа следует, что

1. Усиление магнитного поля в неоднородном слое плотной плазмы носит, вообще говоря, не экспоненциальный характер, причем максимального значения поле достигает на периферии слоя в области минимума плотности плазмы.

2. Магнитное поле на периферии плазменного слоя может усилиться по сравнению со значением внутри слоя более чем на два порядка при изменении плотности плазмы на порядок. Если внутри слоя возникнет поле 1 *кгс*, то на периферии оно усилится до $10^5 \div 10^6$ *гс*. В условиях лазерной плазмы поле в 1 *кгс* может легко генерироваться в плазме, например, вследствие малой ($\lesssim 1\%$) непараллельности градиентов плотности и температуры плазмы [1], либо вследствие начальной флуктуации температуры $\delta T/T_0 \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$.

Авторы благодарят Р.З.Сагдеева и Г.А.Аскарьяна за ценные замечания.

Поступила в редакцию
30 ноября 1973 г.
4 февраля 1974 г.

Литература

[1] J.A.Stamper at all. Phys. Rev. Lett., 26, 1012, 1971; Appl. Phys. Lett., 22, 498, 1973.

[2] Л.А.Большов, Ю.А.Дрейзин, А.М.Дыхне. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 288.

[3] D.A.Tidman, R.A.Shanny. Phys. Fluids (in press).

[4] Б.А.Альтеркоп, Е.В.Мишин. Phys. Lett. (в печати).

[5] С.И.Брагинский. Сб. Вопросы теории плазмы, 1, 183, 1963.