

ОБНАРУЖЕНИЕ МАГНИТО-ДРЕЙФОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В СИСТЕМЕ С БОЛЬШИМ β

Н. М. Рыжов, В. Л. Сизоненко, В. А. Супруненко
Е. А. Сухолин

В работе обнаружена и изучена низкочастотная магнито-дрейфовая неустойчивость в плазме θ -пинча с $\beta \sim 1$. Ее появление связано с возникновением механизма термализации энергии ускоренных электронов. Амплитуда колебаний сравнима с величиной основного магнитного поля.

Хорошо известно, что в ограниченной бесстолкновительной плазме малого давления ($\beta \equiv 4\pi nT/H^2 \ll 1$) могут возбуждаться потенциальные дрейфовые колебания (см. [1, 2] и цитированную там литературу). Теоретически исследовалось также возбуждение непотенциальных магнито-дрейфовых волн в плазме конечного давления ($\beta \gtrsim 1$) [3, 4]. Как следует из этих работ, в системах с $\beta \sim 1$ условия возбуждения магнито-дрейфовых волн существенным образом зависят не только от градиентов плотности и температуры плазмы, но и от градиента магнитного поля.

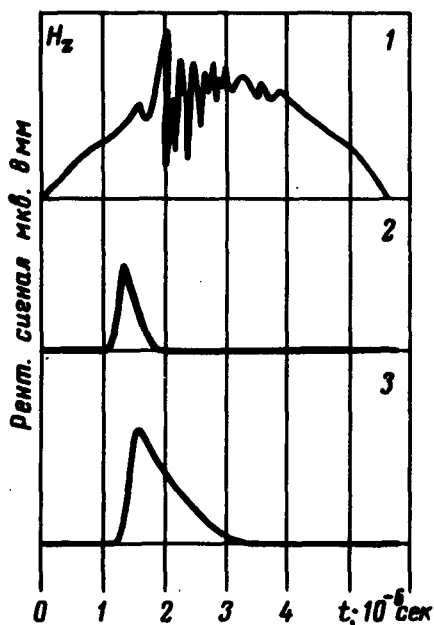


Рис. 1

В настоящей работе исследуется низкочастотная магнито-дрейфовая неустойчивость в системе θ -пинча. Длина и диаметр катушки для создания магнитного поля были 32 и 8 см, соответственно. Максимальная напряженность магнитного поля составляла 34 кэ при полупериоде разряда 5,6 мксек. На рис. 1 — 1 приведены осциллограммы магнитного поля, измеренного магнитным зондом, помещенным на оси разряда. Хорошо видно, что в определенный момент времени t_1 в разряде возбужда-

ются колебания магнитного поля с амплитудой порядка величины вакуумного магнитного поля.

Анализ электронной температуры, измеренной рентгеновским зондом (см. рис. 1–3), и микроволнового излучения из разряда вблизи верхней гибридной частоты (см. рис. 1–2) показал, что в этот момент времени в разряде, очевидно, возбуждается высокочастотная кинетическая неустойчивость, связанная с ускорением электронов вихревым электрическим полем θ -пинча. Эта неустойчивость, как известно, имеет резонансный характер и возбуждается, когда одна из четных гармоник электронной циклотронной частоты становится равной верхней гибридной частоте $n\omega_{He} = \sqrt{\omega_{oe}^2 + \omega_{He}^2}$. В работе [3] было показано, что эта неустойчивость приводит к интенсивному турбулентному нагреву электронов плазмы в центральной области разряда.

В данном эксперименте электронная температура плазмы в этот момент времени достигала величины порядка нескольких килоэлектронвольт при плотности плазмы $n \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Это соответствовало величине $\beta \approx 0,5$. Следует отметить, что при этом ионы оставались практически холодными.

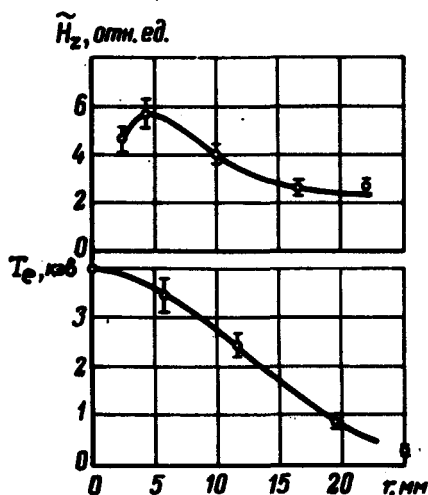


Рис. 2

На рис. 2 приведены радиальные распределения амплитуды низкочастотных колебаний и электронной температуры плазмы, измеренные магнитным и рентгеновским зондами, соответственно. Хорошо видно, что наибольшая амплитуда низкочастотных колебаний магнитного поля находится в области максимального градиента электронной температуры плазмы.

Отличительной особенностью исследуемой низкочастотной неустойчивости является наличие волновой структуры вдоль магнитного поля ($k_z \neq 0$). Корреляционный анализ сигналов с двух магнитных зондов, расположенных на разных расстояниях друг от друга вдоль оси системы, позволяет определить зависимость фазы первой временной гармоники этих колебаний. Полученная таким образом длина волны колебаний оказалась равной $\approx 70 \text{ см}$, что соответствует величине $k_z = 2\pi/\lambda_z \approx 0,1$. При этом в интервале измерения фазы отсутствовал заметный градиент магнитного поля вдоль оси.

Необходимо подчеркнуть, что обнаруженная в настоящей работе неустойчивость является электромагнитной волной, частота ω которой значительно меньше ионной циклотронной частоты, поперечная длина волны порядка радиуса плазменного шнура, а продольная длина полуволны близка к длине катушки. Волновая структура колебаний в азимутальном направлении для первой временной гармоники (см. рис. 1) показана на рис. 3. Хорошо видно, что в этом случае азимутальное волновое число равно единице и волна распространяется в направлении циклотронного вращения электронов.

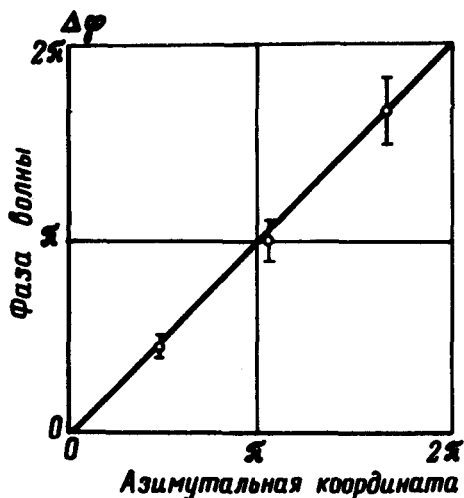


Рис. 3

Несмотря на отсутствие теории возбуждения таких длинных волн, полезно произвести сравнение их с известными ветвями дрейфовых колебаний. Так как $\omega \sim \omega^* \sim 0,1 k_z v_{Te}$ (ω^* — дрейфовая частота, $v_{Te} \equiv \sqrt{T_e/m_e}$), то, согласно [4], обнаруженная неустойчивость может быть ветвью магнито-дрейфовых колебаний, являющихся естественным продолжением потенциальных дрейфовых волн [1, 5] в область $\beta \sim 1$. При этом как показано в [1, 4], дрейфовые колебания возбуждаются как при $(\partial \ln T_e / \partial \ln n) < 0$, так и при $(\partial \ln T_e / \partial \ln n) > 2$, а с учетом энергии ионов [2, 5] дрейфовые неустойчивости имеют место даже в условиях $\nabla n \neq 0$, $\nabla T_e = 0$.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
25 сентября 1973 г.

После переработки
13 декабря 1973 г.

Литература

- [1] Л.И.Рудаков, Р.З.Сагдеев. ЖЭТФ, 37, 1337, 1959.
- [2] А.Б.Михайловский. Теория плазменных неустойчивостей, М., Атомиздат, 1971 г., т. II.
- [3] Т.А. El-Khalafawy et al. Plasma Physics, 11, 237, 1969.
- [4] А.Б.Михайловский, А.М.Фридман. ЖЭТФ, 51, 1430, 1966.
- [5] Б.Б.Кадоццев, А.В.Тимофеев. ДАН СССР, 146, 581, 1962.