

СТАБИЛИЗАЦИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ КОНУСНОГО ТИПА В ЗЕРКАЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ

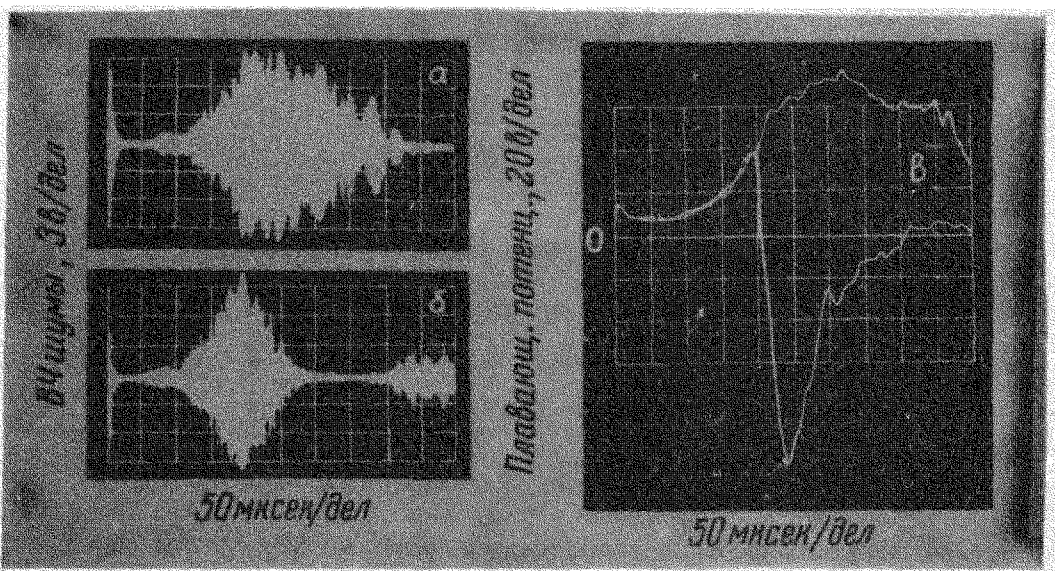
Б.И. Канаев, В.П. Пастухов, Е.Е. Юшманов

Проблема устойчивости плазмы в зеркальной ловушке занимает центральное место среди вопросов, от которых зависит возможность или невозможность создания термоядерного реактора этого типа. Теория предсказывает, что для столкновительной плазмы главную опасность представляют неустойчивости, связанные с конусом потерь [1]. Эксперименты на установке ПР-6 посвящены исследованию этого вопроса. В предшествующих работах [2, 3] было установлено, что при распаде плазмы с $n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\langle \epsilon_i \rangle \approx 100 \text{ эв}$ и $T_e \approx 5 \text{ эв}$ развивается неустойчивость на частоте $\omega = 0,7 \omega_{Vi}$, вызывающая высокие потери. Выделяющимся свойством неустойчивости является ее сильная зависимость от величины амбиполярного потенциала.

Собранные данные говорят о том, что первопричина неустойчивости лежит в инверсности "конусного типа". Вероятнее всего, рассматриваемая неустойчивость есть не что иное, как "дрейфово-конусная мода" Поста - Розенблюта [1]. Однако в своем реальном воплощении она обладает рядом отличий от первоначального прообраза. Главное из них касается условий возникновения: реальная неустойчивость для своего развития требует более сильной деформации функции распределения в ее холодной части, чем при простом вырезанном конусе. Эта добавочная деформация привносится амбиполярным потенциалом ϕ и состоит в превращении конической поверхности потерь в однополостный гиперболоид с дыркой, соответствующей энергии $e\phi/(R - 1)$. Поведение

наблюдаемой неустойчивости свидетельствует, что она становится заметной лишь при наличии дырки достаточно большого размера; при дальнейшем расширении дырки уровень установившихся колебаний растет почти экспоненциально.

В настоящей работе описаны эксперименты, в которых был установлен эффект стабилизации неустойчивости при воздействии СВЧ вблизи $\omega_{вс}$. При взаимодействии СВЧ с плазмой в подобных условиях, наряду с некоторым общим повышением T_e , как правило, образуется небольшая группа электронов, получивших аномально высокие поперечные энергии. Степень выраженности такого парциального перегрева сильно зависит от ряда условий. В экспериментах на ПР-6 перегрев был достаточно интенсивен, и именно появление анизотропных электронов приводило к стабилизации неустойчивости.



а — Развитие неустойчивости при свободном распаде, *б* — то же при наложении СВЧ импульса, *в* — потенциал плавающего зонда в центральном сечении ловушки, без импульса СВЧ и с импульсом

Импульс СВЧ ($\lambda = 2$ см) длительностью 50 мксек при мощности генератора масштаба 10^4 вт "инжектировался" в ловушку спустя 200 мксек после начала распада, в той стадии, когда неустойчивость достигает сильного развития. На рис. 1 приведены осциллограммы, показывающие результат. Осциллограмма (*а*) представляет вспышку неустойчивых колебаний потенциала при свободном распаде. Осциллограмма (*б*) иллюстрирует подавление неустойчивости импульсом СВЧ. На осциллограмме (*в*) показаны сигналы плавающего зонда, помещенного в центральном сечении ловушки на периферии плазменного сгустка, без СВЧ импульса и с ним. Этот второй сигнал имеет глубокий отрицательный выброс, возникающий при подаче СВЧ. Выброс означает появление пере-

гретых электронов, попадающих на зонд. Видно также, что перегретая группа довольно быстро релаксирует, вследствие чего эффект гашения оказывается временным. Оценка энергии электронов по времени релаксации дает величину порядка 10^9 эв, если механизм релаксации кулоновский. Относительная доля плотности перегретых электронов, оцениваемая по изменению зондовой характеристики, составляет до 30%. Сигнал, подобный (σ), наблюдается лишь в центральном сечении ловушки; если зонд сдвинут в сторону одной из пробок, то сигнал перегретых электронов пропадает и показания зонда говорят о том, что потенциал плазмы меняется незначительно. Общее повышение T_e также является небольшим.

В основе описанного эффекта стабилизации лежит, по-видимому, обратная деформация гиперboloида потерь в сторону сужения дырки или даже полного ее закрытия, что согласно сказанному ранее, подавляет неустойчивость. Причиной же деформации является изменение продольного профиля потенциала в центральной части ловушки, вызываемое появлением анизотропных электронов. До СВЧ импульса все электроны плазмы удерживаются главным образом высоким электростатическим барьером ($\sim 5 T_e$) и имеют почти максвелловское распределение, поэтому профиль потенциала связан с профилем плотности законом Больцмана. Когда некоторая доля электронов в области центрального сечения становится анизотропно перегретой и удерживается далее уже магнитным полем, плотность холодных максвеллизированных электронов уменьшается на такую же величину, что по закону Больцмана приводит к некоторому снижению потенциала в центральном сечении относительно боковых областей, где перегретых электронов нет. Продольный профиль потенциала становится более уплощенным в центре или даже локально вогнутым, что и влечет за собою указанную выше деформацию гиперboloида [4].

Описанный способ гашения неустойчивости по своей физической сути тесно соприкасается с идеей Поста о возможности стабилизации конусных неустойчивостей добавлением малых количеств "теплых" ионов [5]. В данном случае такой добавкой служат те ионы, которые собираются в дополнительном объемчике разрешенного ν -пространства, прибавившемся после СВЧ импульса. Заполнение этого объемчика происходит за время порядка 10 мксек путем диффузии. Из геометрических соображений ясно, что относительная величина такой добавки весьма невелика.

В том случае, если в центральной части ловушки потенциал оказывается локально вогнутым, создание "теплой" компоненты может происходить также за счет накопления в этой потенциальной яме ионов, образующихся при перезарядке и ионизации. Глубина ямы относитель-

но ее краев составляет $\Delta\phi = \frac{T_e}{e} \ln [(1 - c\gamma) / (1 - \beta)]$, где β — отно-

сительная доля анизотропных электронов, $\gamma = \epsilon_{\parallel} / \epsilon_{\perp}$ — их показатель анизотропии, c — коэффициент масштаба двойки. Время жизни иона, рожденного с нулевой энергией в центре ямы, определяется его диффузией в ν -пространстве за счет соударений с горячими ионами; рассмот-

рение этого процесса приводит в конечном счете к выражению для равновесной плотности n^* накопленных в яме ионов, имеющему вид

$$n^* \approx n_0 \frac{\tau_{ii} T_e}{\tau_{\text{газ}} T_i} \ln \frac{1 - \sigma \gamma}{1 - \beta}.$$

Здесь n_0 — плотность горячих ионов, τ_{ii} — "ионное время релаксации", $\tau_{\text{газ}}$ — время, характеризующее интенсивность перезарядки и ионизации. Подстановка численных значений показывает, что в условиях описанных опытов величина n^*/n_0 достигает, возможно, 5%, что, согласно [5], может дать большой стабилизирующий эффект.

Авторы выражают признательность М.С.Иоффе за пристальный интерес к работе и весьма ценные дискуссии, а также Ю.Т.Байбородову, техническая помощь которого сделала возможным проведение эксперимента.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
23 июля 1973 г.

Литература

- [1] R. F. Post, M. N. Rosenbluth. Phys. Fluids, 9, 730, 1966.
- [2] Ю.Т.Байбородов и др. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 2, p. 647, Vienna, 1971 г.
- [3] Б.И.Канаев, Е.Е.Юшманов. Доклад на конференции в Гренобле, 1972 г. (V European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics).
- [4] Е.Е.Юшманов. ЖЭТФ, 49, 588, 1965.
- [5] H.L.Berk et al. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 2, p. 151, Vienna, 1969.