

П.16

3

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р**

ПРЕПРИНТ И Я Ф 75 - 3

В.М.Панасюк, Ф.А.Цельник

**О СТАБИЛИЗАЦИИ ЖЕЛОБКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ
ВСПОМОГАТЕЛЬНЫМ ПРИСТЕНОЧНЫМ РАЗРЯДОМ**

Новосибирск

1975

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

ПРЕПРИНТ

В.М.Панасюк, Ф.А.Цельник

О СТАБИЛИЗАЦИИ ЖЕЛОБКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ
ВСПОМОГАТЕЛЬНЫМ ПРИСТЕНОЧНЫМ РАЗРЯДОМ

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
Физики СО АН СССР
ИНВ. № _____

Новосибирск
1975

О СТАБИЛИЗАЦИИ ЖЕЛОБКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ
ПЛАЗМЫ ВСПОМОГАТЕЛЬНЫМ ПРИСТЕНОЧНЫМ РАЗРЯДОМ.

В.М.Панасюк, Ф.А.Цельник

Рассматривается возможность создания в ловушке плазмы с расту-
щей по радиусу плотностью. В этом случае желобковую неустойчивость,
возникающую из-за градиента температуры, можно подавить вращением
плазмы.

Вращение плазмы в ловушке с магнитными пробками было предложено
для уменьшения потока частиц в конус потерь /1,2/ и подавления свя-
занной с этим потоком неустойчивости /3/.

Вообще говоря, следует ожидать, что дополнительная неравновесность,
определяемая центробежной силой, приведет к ухудшению устойчивости
плазмы в радиальном направлении. В частности, увеличивается инкремент
желобковых колебаний: $\gamma = \left[\frac{\partial \ln n}{\partial z} \left(\frac{v_{Ti}^2}{R} + \frac{V^2}{r} \right) \right]$,
где n - плотность плазмы (спадающая по радиусу), v_{Ti} - средняя
тепловая скорость ионов, V - скорость вращения, R - радиус
кривизны силовых линий магнитного поля, r - радиус плазменного
слоя.

С другой стороны, в ряде работ /4,5/ показано, что достаточно не-
однородное по радиусу вращение способствует, напротив, подавлению же-
лобковой неустойчивости. Пока неясно, возможно ли практически осуще-
ствить необходимую для стабилизации степень неоднородности радиально-
го электрического поля E_z в плазме. Дело в том, что само распре-
деление E_z определяется проводимостью плазмы, которая в свою оче-
редь существенно зависит от её устойчивости /6/. Поэтому представ-
ляют интерес более "грубые" методы стабилизации.

В работах, посвященных исследованию желобковой неустойчивости

обычно рассматривается случай $\frac{\partial n}{\partial r} < 0$. Проблема термоизоляции плазмы может быть, однако, решена и при $\frac{\partial n}{\partial r} \geq 0$, если при этом температура плазмы T и энергия вращения $\epsilon_{вр}$ уменьшаются по радиусу.

Заметим прежде всего, что уже при $\frac{\partial n}{\partial r} = 0$ влияние на устойчивость градиентов температуры и скорости вращения неодинаково. Наличие градиента T приводит в гидродинамическом приближении к неустойчивости с инкрементом $\gamma_T = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial r} \frac{T}{MR} \right)^{1/2}$, тогда как ни само вращение, ни его уменьшение по радиусу при $\frac{\partial n}{\partial r} = 0$ не вызывают нарастания колебаний, если выполнены условия устойчивости /9/, следующие из теоремы Рэлея.

Более того, при $\frac{\partial n}{\partial r} > 0$ вращение стабилизирует неустойчивость, вызванную неоднородностью температуры. При этом, если $v_{Ti} \ll V$, требуется лишь небольшое возрастание плотности по радиусу для подавления неустойчивости плазмы с большим градиентом температуры.

Критерий устойчивости следует из сравнения вкладов в потенциал возмущения от центробежной силы и неоднородности T (при $\frac{\partial \ln n}{\partial r} \ll \frac{\partial \ln T}{\partial r}$):

$$\frac{\partial \ln n}{\partial r} > \frac{\gamma}{R} \frac{T}{\epsilon_{вр}} \left| \frac{\partial \ln T}{\partial r} \right|$$

Приведем возможную схему практического осуществления режима стабилизации в установке. Пусть лайнер, окружающий плазму, выполнен в виде цепи азимутально симметричных и достаточно коротких вдоль оси камеры разрядных ячеек (см. рисунок). Газ подается в ячейки через равномерно распределенные по азимуту отверстия в наружной группе колец /7/, а напряжение разряда прикладывается между кольцами наружной и внутренней групп.

Установка заполняется плазмой (полностью или частично) в результате диффузии частиц из наружного слоя. В более глубоких слоях плазма нагревается в результате неустойчивости, вызванной её вращением /8/, либо при соударениях с уже имеющейся там горячей плазмой.

Последняя образуется при непосредственной ионизации остаточного газа в камере. Давление газа подбирается так, чтобы для плазмы в целом выполнялось условие $\frac{\partial n}{\partial r} > 0$. Радиальное распределение температуры и скорости вращения задается торцовыми электродами /6/.

Потери частиц из пристеночного слоя должны восполняться с достаточной интенсивностью, чтобы условия на границе горячей плазмы определялись разрядом в ячейках, а не потоками из внутренних слоев. Для этого нужно прежде всего обеспечить устойчивость наружной границы самого пристеночного слоя. При достаточно малой длине ячеек, это, по-видимому, можно сделать: во-первых, в пределах отдельной ячейки силовые линии практически прямые (а гофрировкой магнитного поля могут быть сделаны даже выпуклыми в сторону плазмы), во-вторых, для коротких ячеек эффективна стабилизация проводящими торцами; в-третьих, плазма у стенки должна иметь $T \sim 100$ эв, $n \sim 10^{14}$ см⁻³, так что частота электронно-ионных соударений много больше инкремента неустойчивости.

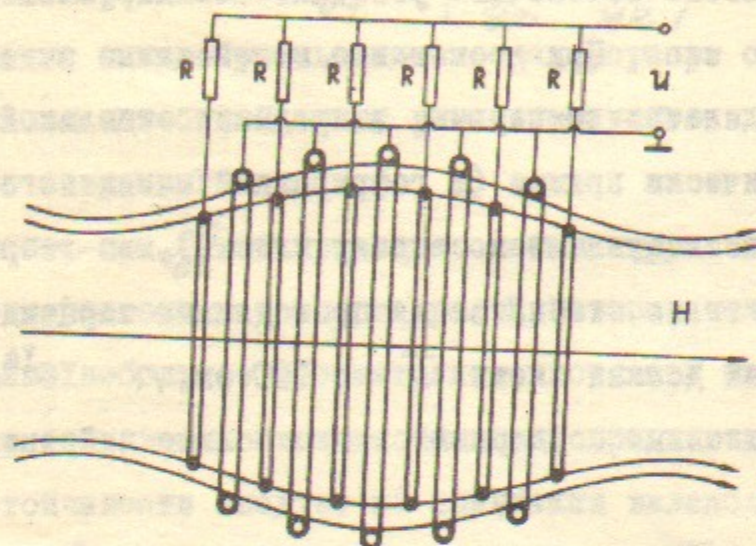
Здесь мы не касаемся вопроса о дрейфовых колебаниях плазмы с $\frac{\partial n}{\partial r} > 0$, а также об устойчивости переходного слоя со слабостолбчатой плазмой. Отметим лишь, что в не слишком длинной установке наиболее опасные ветви колебаний с малыми K_z не раскачиваются. Кроме того, неоднородное вращение приводит к эффектам, аналогичным перекрещенности силовых линий магнитного поля.

Для получения в установке необходимого теплового баланса толщина холодного слоя должна составлять малую часть от полного поперечного размера плазмы. Существенное уменьшение продольной теплопроводности в пристеночном слое может быть также достигнуто гофрировкой магнитного поля в этой области.

Разряд с достаточной плотностью может одновременно защищать

горячую плазму от нейтральных атомов с боковых стенок и примесей тяжелых элементов.

Авторы признательны Б.Н.Брейману и Д.Д.Рютову за полезные обсуждения.



Л и т е р а т у р а

1. Андерсон, Бейкер, Бретенал, Фэрт, Айз, Канкел, Стоун. Труды II Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958, доклад № 373
2. Бойер, Хаммер, Лонгмайр, Нейгл, Райб, Ризенфельд. Там же, доклад № 2383.
3. В.Е.Пальчиков, Ф.А.Цельник. ДАН СССР, 181, № 3, 575, (1968).
4. M.N. Rosenbluth, A.Simon. Phys.Fluids, 8, 1300 (1965).
5. А.В. Тимофеев. ЖТФ, XXXVI, 1787 (1966).
6. С.Г. Константинов, О.К.Мыскин, А.Ф.Сорокин, Ф.А.Цельник, ЖТФ, XXI, 2527 (1971).
7. J.Roth. Rev. of Scient. Instr. 37, N 8, 1100 (1966)
8. А.Б.Михайловский, В.С.Цыпин. Письма в ЖЭТФ, т.3, вып.6 (1966)
9. А.Б.Михайловский. Теория плазменных неустойчивостей. Т.П, Атомиздат, Москва, 1971.
10. Г.И.Будкер, В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов. Письма в ЖЭТФ, 14, 320 (1971).

Ответственный за выпуск Г.А.СПИРИДОНОВ

Подписано к печати 22.1.75г. МН 02623

Усл. 0,5 печ. л., тираж 200 экз. Бесплатно

Заказ № 3. Препринт

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР