

## СТАБИЛИЗАЦИЯ ДРЕЙФОВО-КОНУСНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПОТОКОВЫМ ШИРОМ

*В.В.Питерский, Е.Е.Юшманов, А.Н.Яковец*

*Российский научный центр "Курчатовский институт"  
123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 июня 1995 г.

Приводится экспериментальный результат по подавлению потоковым широм плазменной турбулентности на "элементарном уровне", то есть по отношению к отдельно существующей слабо развитой неустойчивости. Объектом является дрейфово-конусная мода на примесях, развивающаяся в длинной пробочной ловушке. Контролируемый  $E \times B$  шир вводился в плазму посредством концевых электродов. Установлено, что воздействие шира достаточной величины полностью гасит неустойчивость. Пороговое значение шира согласуется с оценкой, вытекающей из простых соображений.

В последнее время предметом специального внимания стал вопрос о гасящем воздействии, оказываемом на плазменную турбулентность потоками с проскальзыванием слоев, *sheared flow* или *flow shear* (далее – "потоковый шир", ПШ). Этот вопрос приобрел особую значимость прежде всего в связи с возможностью серьезного прогресса в области токамаков, если будут освоены режимы с улучшенным удержанием, известные *H*- и *VH*-моды. В этих режимах тонкий наружный слой плазмы оказывается менее турбулентным, вследствие чего в нем резко снижается поперечный перенос, и благодаря возникшему таким путем "транспортному барьеру" общее удержание плазмы улучшается. Сейчас определилась точка зрения, что снижение турбулентности в наружном слое как раз и обязано установлению в нем потоков с достаточно сильным широм (см., например, [1–4]).

Однако и безотносительно к токамакам эффект подавления турбулентности в присутствии ПШ представляет сам по себе важное физическое явление и нуждается в детальном, в первую очередь экспериментальном, изучении. Токмаки подходят для этого не лучшим образом, так как их плазма находится в сложных и предзаданных условиях. По-видимому, продуктивнее исследовать эффект ПШ на не столь громоздких машинах, а в более вариабельных и хорошо контролируемых условиях, в частности, с произвольно задаваемой геометрией и величиной ПШ. В перечень таких экспериментов (вероятно, неполный) можно включить работы [5–9]. Еще более желательной детализацией было бы изучение обсуждаемого эффекта не только по отношению к сложному состоянию именуемому "турбулентность" и часто представляющему вещь в себе, но и на уровне "элементарных кирпичиков", то есть тех или иных хорошо изученных неустойчивостей, существующих в одиночку и не особенно сильно развитых. Некоторые из названных работ уже ориентированы таким образом, например, [9], где в хорошо контролируемых условиях исследовалось стабилизирующее действие ПШ по отношению к неустойчивости, связанной с градиентом ионной температуры.

Сообщаемые ниже результаты относятся к эксперименту по воздействию ПШ на изолированную неустойчивость, а именно, – на дрейфово-конусную

моду, ДКН. Эта хорошо известная неустойчивость (она же DCLC-mode), выступавшая одно время серьезной угрозой для открытых ловушек, возникает в плазме, ионная функция распределения которой имеет деформацию типа вырезанного конуса, как, например, при магнитопробочном удержании [10–12]. Замкнутым системам ДКН не свойственна, так что в узком аспекте потребностей токамака подавление ее не актуально. Однако в плане общего изучения явления ПШ-стабилизации полученные результаты представляют очевидный интерес.

Эксперимент производился на установке ПР-8 [13], магнитное поле которой имеет конфигурацию длинной пробочной ловушки с касповыми ячейками на концах, выполняющими роль МГД якорей (рис.1). Длина центральной части 4 м, магнитное поле в ней около 3 кГс, пробочное отношение 2, поле в кольцевых и осевых "магнитных щелях" 10 кГс и 20 кГс, соответственно. С помощью внешнего источника ловушка заполняется водородной плазмой, которая в конце импульса инжекции имеет параметры  $n \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_i \approx 50 \text{ эВ}$ ,  $T_e \approx 20 \text{ эВ}$ ,  $p_0 \approx 1 \cdot 10^{-6} \text{ торр}$ . Диаметр плазменного столба при этом около 10 см.

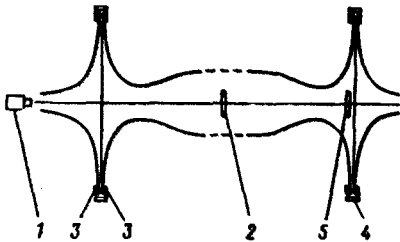


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 - плазменный источник, 2 - кольцевой лимитер, 3 - щелевые электроды, 4 - опорный электрод, 5 - кольцевой электрод в каспе

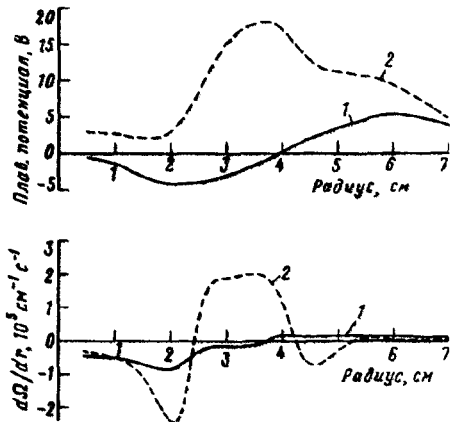


Рис.2. Радиальное распределение потенциала плазмы и шири угловой скорости: 1 - исходное распределение, 2 - то же при подаче смещения 40 В

Шировые потоки в столбе создаются путем придания плазме дифференциального дрейфового  $E \times B$  вращения вокруг оси, то есть такого, когда различные цилиндрические слои имеют неодинаковую угловую скорость  $\Omega = v_{dr}/r$ , для чего необходимо, чтобы радиальное электрическое поле не было пропорционально радиусу,  $E_r/r \neq \text{const}$ . Для искусственного задания желаемого профиля  $E(r)$  использовалась подача смещений (в той или иной комбинации) на электроды, влияющие на потенциал плазмы, а именно: охватывающий плазму лимитер; электроды, являющиеся стенками кольцевых магнитных щелей; опорные электроды, перегораживающие щели поперек; кольцевой электрод внутри одной из касповых ячеек. В описываемых опытах использовался главным образом этот последний, при заземленных остальных. Введение электрода в касп,

а также подача на него того или иного смещения, не сказывается заметно на плазме, удерживаемой в центральной ловушке, кроме изменения радиального профиля ее потенциала. Перемещая электрод вдоль оси каспа, можно тем самым перемещать по радиусу создаваемое им возмущение потенциала в центральной части.

Главной рабочей фазой каждого плазменного цикла ("выстрела") был хвост распада накопленной плазмы. Эта стадия является обычно наиболее спокойной и поэтому особенно удобной для выявления и изучения тонких эффектов. Распад плазмы в ПР-8 происходит, судя по всему, в основном за счет классического кулоновского рассеяния ионов в конус потерь, о чем свидетельствует как величина характерного времени снижения плотности ( $\tau$  масштаба 1 мс), так и другие признаки. Но на фоне этого плавного процесса возникают в слабой форме несколько неустойчивостей. В течение первых примерно 200 мкс распада, пока  $T_e$  остается сравнимой с  $T_i$  (далее  $T_e$  снижается до величины  $\lesssim 0,1 T_i$ ), развивается низкочастотная ( $\sim 50$  кГц) дрейфовая неустойчивость [13]. Затем она исчезает, и когда последние остатки холодной источниковой плазмы покидают систему, появляется ДКН с частотой около 4 МГц. Спустя еще значительное время (масштаба  $2\tau$ ) развиваются хорошо выраженные колебания с частотой около 320 кГц, которые при детальном изучении были идентифицированы как ДКН на примесных ионах  $N^+$  и, возможно,  $O^+$  [14]. Ее появление связано с тем, что на поздних стадиях распада относительное содержание однозарядных ионов примесей сильно увеличивается за счет того, что легче рассеивающиеся ионы водорода уходят в первую очередь. Наконец, когда плотность понижается до нескольких процентов от первоначальной величины, явное действие каспов становится недостаточным и развивается бурная МГД желобковая неустойчивость, быстро и полностью выбрасывающая плазму из ловушки. Нужно еще раз отметить, что все неустойчивости, кроме последней, проявляются в слабой форме: амплитуда колебаний невелика, сами колебания имеют почти регулярный, не турбулентный характер, а порождаемые потери остаются практически незаметными на фоне классических кулоновских. Есть предположение, что такая слабость неустойчивостей объясняется влиянием касповых ячеек.

Объектом эксперимента была избрана неустойчивость на примесях. ДКН представляет желобковые электростатические волны с частотой около  $\omega_{vi}$  и с  $k_{\theta} \rho_i > 1$  ( $\rho_i$  - ионный ларморовский радиус,  $\theta$  - азимутальный угол). Они распространяются по азимуту в ионную сторону с фазовой скоростью  $v_{ph} < v_{Ti}$  (ионная тепловая скорость). Для примесной моды в ПР-8 длина волны  $\lambda_{\theta} \approx 1,5 \div 2$  см и фазовая скорость  $v_{ph} = (5 \div 7) \cdot 10^5$  см/с.

Выбор примесной моды, а не водородной, связан с тем, что в последнем случае потребовалось бы вводить в плазму, по-видимому, гораздо большее электрическое поле. Рассмотрим несколько подробнее вопрос о величине ширины, необходимого для стабилизации. Гасящее воздействие ПШ на неустойчивость подобного вида можно представить, предельно схематически, следующим образом. Рассмотрим те ионы взаимодействие которых с волной дает ее раскачку. Они сосредоточены в пределах некоторой "области радиальной локализации волны", протяженность которой по радиусу имеет масштаб  $\rho_i$ . Те из ионов, которые находятся ближе к краям этой области, испытывают добавочный снос счет радиального градиента дрейфовой скорости, поэтому в системе волны движение представляется измененным по сравнению с тем, которое было

бы в отсутствие шира. В частности, например, появляется доплеровский сдвиг между частотой волны и ларморовским вращением. Вполне понятно, что изменение движения становится существенным тогда, когда добавочная сносовая скорость становится сравнимой с фазовой скоростью волны, то есть когда (пренебрегая цилиндричностью)

$$\nabla_r v_{dr} \rho_i k_{\theta} \approx \omega_{Bi}. \quad (1)$$

При этом "крайние" ионы теряют резонанс с волной и перестают ее раскачивать, что и выступает как эффект стабилизации.

Менее упрощенный подход подсказывает, что требуемый шир должен зависеть от того, насколько сильно превышен порог существования данной моды, то есть каков ее "запас неустойчивости". Поэтому, если использовать соотношение (1) для оценки критической величины шира, можно предположить, что правильнее ставить в правую часть не частоту колебаний, а их инкремент нарастания, который напрямую связан с удаленностью от порога. Это смягчает критерий стабилизации, так как инкремент обычно меньше частоты.

Из соотношения (1) следует, что критическая величина градиента дрейфовой скорости обратно пропорциональна массе ионов, то есть и требуемый градиент электрического поля – тоже. Для примесной моды в ПР-8, согласно (1), величина требуемого  $\nabla_r E_r$  имеет порядок  $10 \text{ В/см}^2$ , что достижимо. Для водородной же ДКН потребовалось бы примерно в 15 раз большее поле, а это привело бы в условиях ПР-8 (большая длина плазменного столба при ограниченном запасе МГД устойчивости) к появлению центробежной неустойчивости.

Основной производимый опыт состоял в следующем. В той стадии распада плазмы, когда имеется хорошо выраженная примесная мода, производится быстрое изменение профиля потенциала  $\varphi(r)$  в сечении столба. Для этого на кольцевой электрод, расположенный в каспе, подается прямоугольный импульс положительного смещения величиной до 50 В. Создаваемые при этом изменения профиля потенциала плазмы (точнее, потенциала плавания зонда) и, соответственно, шира угловой скорости  $d\Omega/dr$  показаны на рис.2. Положение электрода выбрано так, чтобы максимум шира приходился примерно на область наибольшей амплитуды неустойчивых колебаний. Результат такого воздействия показан на рис.3, где приведен зондовый сигнал колебаний потенциала плазмы. Для достижения лучшей наглядности сигнал упрощен исключением из его спектра низких (до 100 кГц) и высоких (свыше 500 кГц) частот, не имеющих отношения к исследуемой неустойчивости. Видно, что после подачи смещения происходит довольно быстрое затухание характерных для ДКН колебаний, а после его снятия неустойчивость постепенно восстанавливается.

На рис.4 показаны частотные спектры сигнала без подачи смещения и при поданных смещениях двух различных величин. Видно, что принадлежащая неустойчивости частота около 320 кГц, резко выраженная в первом случае, полностью исчезает (точнее, уменьшается до среднего шумового уровня), когда подано достаточно большое смещение. Может возникнуть вопрос, почему в промежуточном случае (спектр 2) не наблюдается заметного доплеровского сдвига частоты из-за придания плазме вращения. По-видимому это объясняется тем, что основная область локализации неустойчивости по радиусу соответствует как раз области расположения максимума измененного потенциала  $\varphi(r)$ , то есть области малых  $v_{dr}$ .

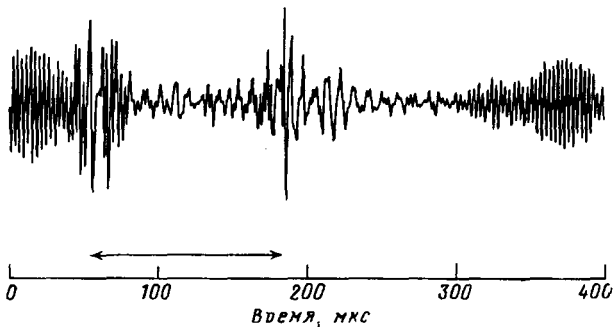


Рис.3. Воздействие создаваемого шира на неустойчивые колебания. Стрелкой отмечен интервал времени, когда подано смещение (на концах интервала сигнал искажен наводками)

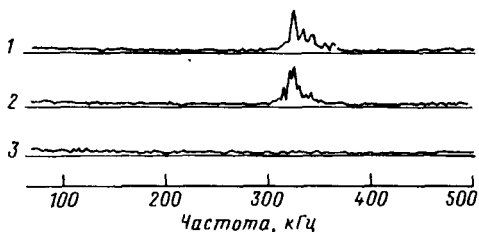


Рис.4. Частотные спектры шумов: 1 – без смещения, 2 – при смещении 20 В, 3 – при смещении свыше 40 В

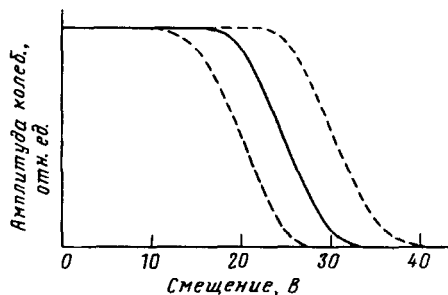


Рис.5. Зависимость усредненной амплитуды неустойчивых колебаний от величины подаваемого смещения

На рис.5 показана "кривая запирания" неустойчивости, то есть зависимость усредненной амплитуды сохраняющихся при поданном смещении колебаний от величины подаваемого на электрод смещения. Как видно, действие шира имеет в данном случае характер типа порогового, то есть до определенной величины смещения неустойчивость его как бы не чувствует, а при превышении этой величины быстро сходит на нет. Однако величина порогового смещения не является раз навсегда заданной, а может ощутимо сдвигаться в ту или другую сторону при даже не сильных изменениях условий опыта. Вероятно, это связано с тем, что в различных условиях различен "запас неустойчивости" данной моды, зависящей от многих факторов. Чем больше этот запас, тем большая величина шира требуется для стабилизации.

Итак, описанный опыт демонстрирует, что  $E \times V$  потоковый шир эффективно подавляет относительно низкочастотную и длинноволновую ДКН, развивающуюся на ионах примесей в пробочной ловушке. При этом величина шира, обеспечивающего подавление, примерно соответствует соотношению (1). Полученный результат не нацелен, разумеется, на то, чтобы предложить метод борьбы с ДКН в открытых ловушках, в чем давно нет и надобности. Он интересен как шаг на пути детального исследования феномена стабилизирующего действия ПШ во всех его многообразных проявлениях.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда (грант N6E000-N6E300).

1. R.J.Groebner, K.H.Burrell, and R.P.Seraydarian, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3015 (1990).
2. P.Gohil, K.H.Burrell, E.J.Doyle et al., *Nucl. Fusion* **34**, 1058 (1994).
3. T.H.Osborn, K.H.Burrell, T.N.Carlstrom et al., *Nucl. Fusion* **35**, 23 (1995).
4. R.R.Weynants, G.Van Oost, G.Bertschinger et al., *Nucl. Fusion* **32**, 837 (1992).
5. A.Mose, J.H.Jeong, A.Itakura et al., *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2281 (1990).
6. R.J.Taylor, R.W.Conn, B.D.Friend et al., In: *Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res*, IAEA, Washington, 1990, vol. 1, 463, part II.
7. G.D.Severn, N.Hershkovitz, R.A.Breun, and J.R.Ferron, *Phys. Fluids B* **3**, 114 (1991).
8. O.Sakai, Y.Yasaka, and R.Itatani, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 4071 (1993).
9. B.Song and A.K.Sen, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 92 (1994).
10. А.Б.Михайловский, *Nucl. Fusion* **5**, 125 (1965).
11. Б.И.Канаев, Е.Е.Юшманов, *ЖЭТФ* **67**, 568 (1974).
12. Т.С.Simonen, *Phys. Fluids* **19**, 1365 (1976).
13. М.С.Июффе, Б.И.Канаев, В.П.Пастухов и др., *Физика плазмы* **20**, 453 (1994).
14. В.И.Канаев, V.V.Pitersky, A.N.Yakovets, and E.E.Yushmanov, In: *Open Plasma Confinement Systems For Fusion* (Intern. conf. in Novosibirsk, June 1993). Edit. A.A.Kabantsev, World Scientific, 1994, p.435.