

## ВЛИЯНИЕ НЕУСТОЙЧИВЫХ МГД МОД НА УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ СТЕЛЛАРАТОРА

Д.К.Акулина, Г.М.Батанов, М.С.Бережецкий, Г.А.Гладков, С.Е.Гребенщиков, И.С.Данилкин, Л.М.Коврижных, Л.В.Колик, А.Б.Кузнецов, Н.Ф.Ларионова, К.М.Ликин, Н.И. Малых, А.И.Мещеряков, А.Е.Петров, К.А.Сарксян, И.С.Сбитникова, Н.Н.Скворцова, Д.Ю.Сычугов, О.И.Федянин, Н.К.Харчев, Ю.В.Хольнов, С.В.Щепетов, К.Идальго<sup>1)</sup>, Б.Миллиген<sup>2)</sup>

Институт общей физики РАН  
117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 февраля 1999 г.

Приводятся результаты эксперимента по изучению влияния неустойчивых МГД мод на удержание плазмы в стеллараторе J-2M. Исследуются спектральные и статистические характеристики турбулентной плазмы одновременно как на краю плазмы, так и в ее центральной части. Показано, что при неизменной мощности электронно-циклотронного нагрева плазмы величина энергосодержания плазмы существенным образом зависит от величины приложенного извне вертикального магнитного поля, применяющегося для коррекции положения плазменного шнура. Заметное ухудшение удержания плазмы наблюдается при тех значениях вертикального поля, когда в большей части плазменного шнура нарушается условие устойчивости идеальных МГД мод, что в свою очередь связано с формированием магнитной конфигурации с магнитным "горбом". Одновременно в краевой плазме нарастает неустойчивость резистивно-баллонных мод и возрастает турбулентный перенос частиц.

PACS: 52.55.Hc

1. В последние годы значительные усилия были направлены на экспериментальное изучение влияния турбулентных процессов на удержание плазмы [1], в частности, в магнитных ловушках стеллараторного типа (см., например, [2-6]). Однако по большей части эти усилия направлены либо на исследование глобального удержания и устойчивости с целью достижения максимального  $\beta$ , что само по себе чрезвычайно важно, но без прямой связи с турбулентными характеристиками центральной части плазменного шнура, либо эксперименты ограничиваются изучением турбулентных процессов в пристеночной плазме. В настоящей работе была поставлена задача попытаться определить степень влияния МГД активности как на краю плазменного шнура, так и в его центральных частях на удержание плазмы. Инструментом воздействия на МГД активность было избрано прикладываемое извне вертикальное магнитное поле  $B_v$ , применяющееся для коррекции положений плазменного шнура при шафрановском смещении магнитной оси и всей системы магнитных поверхностей из-за конечного  $\beta$ . Такой выбор не случаен, поскольку вертикальным магнитным полем оказывается возможно при заданных конкретных значениях  $\beta$  для J-2M менять магнитную конфигурацию от конфигурации с магнитной "ямой" до конфигурации с магнитным "горбом", когда в центральных областях плазменного шнура нарушается условие устойчивости идеальных МГД мод. Как следствие такой постановки задачи становилось необходимым проводить измерения зависимостей спектральных

<sup>1)</sup> C.Hidalgo, CIEMAT, Madrid.

<sup>2)</sup> B. van Milligen, CIEMAT, Madrid.

и статистических характеристик плазменных флуктуаций от  $B_v$  совместно с аналогичными зависимостями для таких макропараметров плазмы, как энергосодержание  $W$ , электронная температура  $T_e$  и др.

Помимо этого необходимо было измерять флуктуационные параметры независимо как в центральных, так и в приграничных областях плазменного шнура. Очевидно, что сравнительный анализ полученных зависимостей может позволить сделать выводы о влиянии (или об отсутствии такового) МГД активности на удержание плазмы. И если для центральных областей можно говорить об идеальных МГД модах, то для краевой плазмы это, как было показано в [5], резистивно-баллонные моды. Наконец отметим, что при анализе экспериментальных данных использовался получивший развитие в последние годы вейвлет-анализ, позволяющий получить информацию о спектрах и когерентности различных спектральных компонент с высоким временным разрешением в масштабе реального времени [7]. А конфигурации магнитных поверхностей конкретно для условий эксперимента на Л-2М были получены на основе анализа равновесия плазмы при помощи численной процедуры, изложенной в [8].

2. Основные характеристики стелларатора Л-2М достаточно полно описаны в [9]. Это стелларатор с большим широм магнитного поля и плоской геометрической осью, заходность  $l = 2$ , полное число периодов винтового поля  $N = 14$ , большой радиус тора  $R = 100$  см, средний радиус вакуумной сепаратрисы  $r_s = 11.5$  см. Вакуумный угол вращательного преобразования на магнитной оси  $i = 0.185$  и  $0.78$  вблизи сепаратрисы.

Для получения и нагрева бесстолкновительной плазмы использовался гиротрон с частотой 75 ГГц ( $\lambda \sim 4$  мм). Описанные ниже эксперименты были выполнены при мощностях 150 – 200 кВт и длительности разряда 10 – 12 мс. Для продольного магнитного поля  $B_0 = 1.34$  Тл резонансное условие для электронно-циклотронного резонанса на второй гармонике гирочастоты для необыкновенной волны выполнялось при  $R = 100$  см. Типичные для данных экспериментов параметры плазмы таковы: средняя плотность плазмы  $n_e \sim (1 - 2) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e(0) \sim 0.7 - 0.8$  кэВ,  $T_i \sim 0.15$  кэВ. Рабочий газ – водород ( $\text{H}_2$ ). Величина  $B_v$  могла меняться в диапазоне  $-0.5\% < \epsilon = B_v/B_0 < 0.5\%$ . Флуктуации плотности плазмы в горячих областях изучались методом фазового контраста (малоугловое рассеяние) при рассеянии обыкновенной волны, возникающей из-за расщепления линейно поляризованного микроволнового излучения, используемого для ЭЦ-нагрева плазмы. В этом случае амплитуда флуктуаций плотности пропорциональна флуктуациям интенсивности излучения [10].

Для того чтобы исследовать радиальную и полоидальную структуру флуктуаций и турбулентный перенос частиц на краю плазменного шнура использовались подвижные ленгмюровские зонды, подробно описанные в [5]. Тепловая энергия плазмы  $W$  измерялась по диамагнетизму. Электронная температура  $T_e$  и ее радиальное распределение  $T_e(r/r_s)$  были измерены методом фольг по мягкому рентгеновскому излучению. Кроме того,  $T_e(r/r_s)$  определялось по интенсивности излучения плазмы на второй гармонике гирочастоты электронов на частотах 77 – 80 ГГц. Для того чтобы уменьшить взаимодействие плазмы с вакуумной камерой, изготовленной из нержавеющей стали, использовалась графитовая диафрагма, которая в рассматрива-

емых случаях вводилась таким образом, чтобы уменьшить средний радиус границы плазмы на 1 см.

Рассмотрим влияние  $B_v$  на флуктуации плотности плазмы в центральных областях плазменного шнура для трех случаев: первый, когда  $\epsilon = 0$ , второй, когда  $\epsilon = -0.3\%$ , и третий, когда  $\epsilon = -0.5\%$ . Расчеты показали, что случай с  $\epsilon = 0$  устойчив в рамках идеальной МГД из-за эффекта самостабилизации, для случая  $\epsilon = -0.3\%$  существует узкая зона, где критерий устойчивости Мерсье [11] нарушается при  $(r/r_s) \sim 0.5$ . Для случая  $\epsilon = -0.5\%$  имеют место широкие зоны неустойчивости, охватывающие практически всю центральную часть плазменного шнура. Следовательно, для последнего случая можно ожидать рост флуктуации плотности в центральных областях плазменного шнура и ухудшение удержания плазмы.

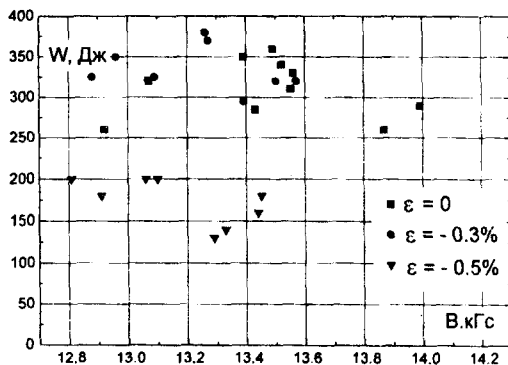


Рис.1. Зависимость тепловой энергии плазмы  $W$  от продольного магнитного поля  $B_0$

Обратимся к результатам измерений и прежде всего к диамагнитным измерениям тепловой энергии  $W$ . На рис.1 приведена зависимость  $W$  от продольного магнитного поля  $B_0$  для трех значений  $B_v$ , а именно:  $\epsilon = 0$ ,  $\epsilon = -0.3\%$ ,  $\epsilon = -0.5\%$  при  $P_0 = 170 - 190$  кВт. Как нетрудно видеть, при  $\epsilon = -0.3\%$  имеет место незначительное изменение энергосодержания плазмы (также незначительно меняется центральная температура  $T_e(0)$ ). Однако увеличение  $B_v$  до  $\epsilon = -0.5\%$ , когда должен был бы полностью компенсироваться шафрановский сдвиг и когда в соответствии с расчетами образуются широкие зоны МГД неустойчивости, приводит к резкому снижению энергосодержания от  $W = 380$  Дж при  $\epsilon = 0$  до  $W = 180$  Дж при  $\epsilon = -0.5\%$ . При этом центральная электронная температура  $T_e(0)$  падает в 1.5 раза.

Коротко опишем и поведение других параметров плазмы при включении  $B_v$ . Обычно средняя плотность плазмы  $n_e$  и радиационные потери  $P_{rad}$  возрастают в течение разряда как в отсутствие  $B_v$ , так с включением вертикального поля. Однако с включением  $B_v$  конечные значения  $n_e$  и  $P_{rad}$  увеличиваются по сравнению с режимом без включения  $B_v$ . Так при  $\epsilon = -0.5\%$  средняя плотность плазмы возрастает до  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а  $P_{rad}$  до 130 кВт, в то время как при  $\epsilon = 0$  она возрастает до  $1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а  $P_{rad}$  до 80 кВт.

В тех же экспериментальных условиях, что и для измерений  $W$ ,  $T_e$  и других макропараметров плазмы, измерялись характеристики турбулентных колебаний плазмы. Как показывают измерения флуктуаций плотности плазмы в центральных областях плазменного шнура, полная энергия шумов возрастает в два раза с ростом вертикального поля от  $\epsilon = 0$  до  $\epsilon = -0.5$ . Соответствующие спектры по волновым

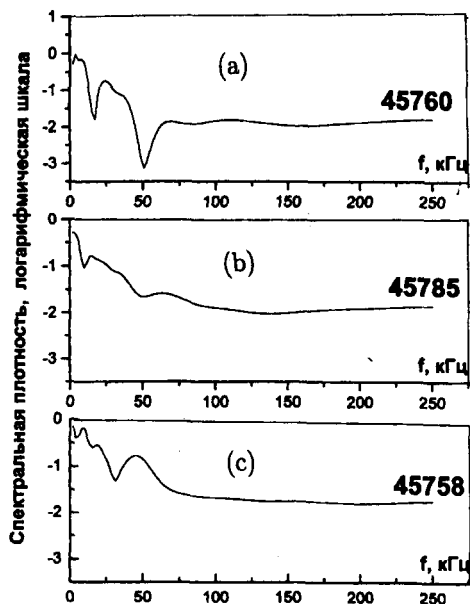


Рис.2. Спектры по волновым пакетам греющего излучения, прошедшего через плазменный шнур: а)  $\epsilon = -0.5\%$ , б)  $\epsilon = -0.3\%$ , в)  $\epsilon = 0$

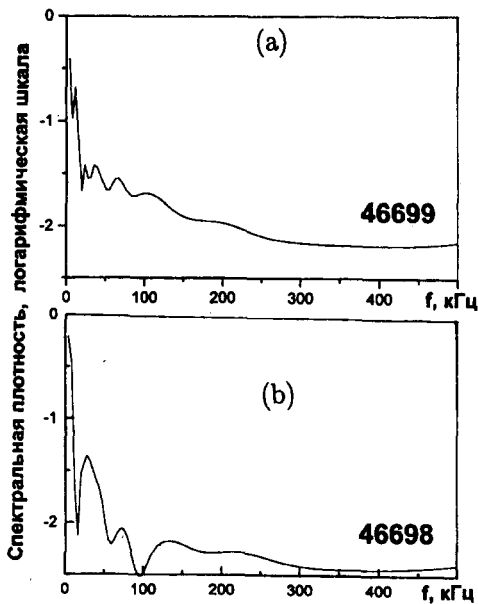


Рис.3. Спектры по волновым пакетам плавающего потенциала зонда в пристеночной плазме ( $r/r_s = 0.86$ ): а)  $\epsilon = -0.3\%$  б)  $\epsilon = 0$

пакетам при отсутствии вертикального поля ( $\epsilon = 0$ ), при частичной ( $\epsilon = -0.3\%$ ) и полной компенсации шафрановского сдвига ( $\epsilon = -0.5\%$ ) приведены на рис.2. Спектры рис.2, как и рис.3 получены для одних и тех же моментов времени разряда с усреднением на интервале от 1 до 3 мс. При  $\epsilon = 0$  регистрируется плавно спадающий к высоким частотам спектр шумов с широкой полосой квазикогерентных колебаний в области частот около 50 кГц и слабо выраженными полосами около 10 и 20 кГц. При  $\epsilon = -0.3\%$  наблюдается перераспределение энергии шумов по спектру: максимум широкой полосы смещается к 60 кГц, при низких частотах регистрируется одна широкая полоса с максимумом около 15 кГц. Увеличение вертикального поля до  $\epsilon = -0.5\%$  ведет к увеличению энергии квазигармоник в общей энергии шумов: отчетливо регистрируются две широкие полосы с максимумами спектральной плотности около 7.5 и 25 кГц. Увеличение энергии квазигармоник с ростом вертикального поля подтверждается и видом временных корреляционных функций: наряду с центральным пиком отчетливо регистрируется существенное превышение над случайным шумом коэффициента корреляции при больших временах корреляции (0.1 – 1 мс).

Расчеты коэффициента бикогерентности также показывают на изменение нелинейного взаимодействия колебаний при изменении вертикального поля: регистрируется рост коэффициента бикогерентности от 0.005 при  $\epsilon = 0$  до 0.09-0.12 при наложении на плазменный шнур вертикального поля.

В спектрах по волновым пакетам флуктуаций плавающего потенциала в пристеночной плазме, которые приведены на рис.3, также наблюдаются четко выраженные частотные полосы. Компенсация шафрановского сдвига ведет к росту амплитуды флуктуаций во всем спектре частот в области, где  $1 \geq r/r_s \geq 0.86$ . При этом в ряде

случаев значительно возрастает турбулентный поток частиц. На рис.4 для примера приводятся сигналы радиального турбулентного потока частиц  $\Gamma_\omega$  в реальном времени при  $\epsilon = 0$  (рис.4а) и для  $\epsilon = -0.3\%$  (рис.4б). В приведенном случае  $\Gamma_\omega$  возрастает на порядок при  $\epsilon = -0.3\%$ . Таким образом, компенсация шафрановского сдвига вызывает рост турбулентных пульсаций пристеночной плазмы и рост турбулентных потоков частиц.

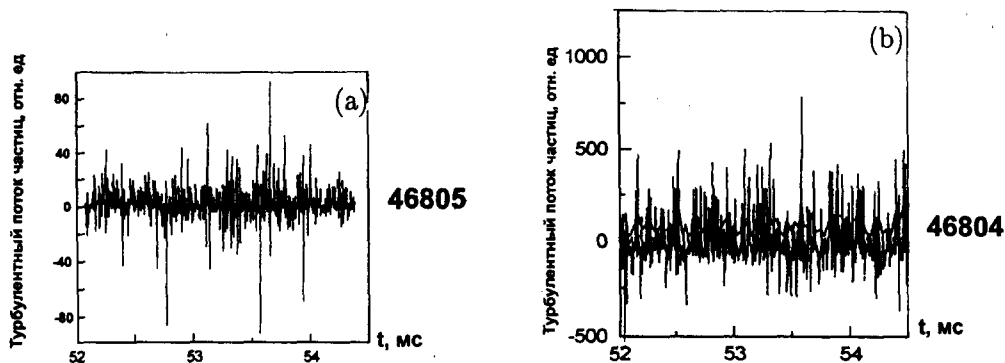


Рис.4. Радиальный турбулентный поток частиц  $\Gamma_\omega$  в пристеночной плазме в реальном времени: а)  $\epsilon = 0$ , б)  $\epsilon = -0.3\%$

Сопоставление результатов измерений спектров рассеяния греющей волны и спектров флуктуаций плотности плазмы и плавающего потенциала в пристеночной плазме показывает, что компенсация шафрановского сдвига приводит к усилению турбулентности как в центральных областях шнура, так и в краевой плазме. При этом имеет место образование квазигармонических структур и взаимосвязь между центральными и периферическими областями шнура. Поскольку условия неустойчивости резистивных МГД мод на периферии плазменного шнура выполняются при всех значениях вертикального поля, в то время как идеальные МГД моды устойчивы на периферии шнура из-за высокого значения шира, можно, по-видимому, говорить о влиянии неустойчивости в центральных областях плазмы на ее периферию.

Таким образом полная компенсация сдвига плазменного шнура из-за конечного  $\beta$  ( $\epsilon = -0.5\%$ ) приводит к сильному превышению критерия неустойчивости для идеальных МГД мод по всему сечению шнура за исключением его периферии. При этом регистрируется двухкратное понижение энергии плазмы и центральной температуры электронов. С помощью рассеяния греющей плазму волны в этих условиях установлен двухкратный рост энергии колебаний в центральных областях шнура, а также возрастание квазигармонических составляющих в их спектре. Одновременно наблюдается рост шумов и турбулентного потока частиц в краевой плазме. Можно предположить, что падение энергосодержания вызвано решающей ролью плазменной турбулентности в ограничении времени жизни плазмы в стеллараторе.

В заключение хотелось бы привести результаты двух независимых экспериментальных проверок того, что ухудшение удержания плазмы является следствием нарушения устойчивости МГД мод. Первая касается следующей процедуры: ситуация, казалось бы, заведомо может быть улучшена, если при неизменном вертикальном поле и мощности нагрева уменьшить размер плазмы при помощи графитовой диафрагмы. При этом возрастает сдвиг магнитных поверхностей и плазма может ока-

заться устойчивой за счет углубления магнитной ямы из-за эффекта самостабилизации в центральной части плазменного шнура. Оказалось, что это действительно так. Уменьшение среднего радиуса плазмы до  $\sim 9$  см не привело к уменьшению тепловой энергии плазмы, которое следовало бы из условия для спокойной плазмы. Более того, тепловая энергия плазмы увеличилась на 20%, а спектр флуктуаций плотности оказался практически таким же, что и в случае  $\epsilon = +0.5\%$ , с таким же радиусом плазмы.

Вторая проверка связана с необходимостью исключить возможное влияние усиленного газоотделения со стенок при  $\epsilon = -0.5\%$ , поскольку согласно расчетам, в этом случае крайние замкнутые магнитные поверхности "салятся" на стенки камеры. Для этого при  $\epsilon = -0.3\%$ , когда сепаратриса не касается стенок камеры, была повышена мощность гиротронного излучения до 220-240 кВт. Оказалось, что в этих условиях  $P_{rad}$  и  $n_e$  возрастают до тех же значений, которые имеют место при меньшей мощности, но при  $\epsilon = -0.5\%$  (данные для  $\epsilon = -0.5\%$  приведены выше). Однако в этих условиях энергосодержание не только не упало, но возросло и достигло величины 500- 520 Дж.

Представляется, что результаты проверочных экспериментов также подтверждают обоснованность выводов, сделанных выше в настоящей работе.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 98-02-16345).

- 
1. C.Hidalgo. Plasma Phys. and Contr. Fusion, **A53**, (1995).
  2. J.H.Harris, M.Murakami, B.A.Carreras et al., Phys.Rev.Lett. **63**, 1249 (1989); Phys.Fluids, **B2**, 1353 (1990).
  3. O.Motojima, F.Sano, M.Sato et al., Nucl. Fus. **25**, 1783 (1985).
  4. S.Okamura, K.Matsuoka, K.Nishimura et al., Nucl. Fus. **35**, 283 (1995).
  5. G.M.Batanov, O.I.Fedyanin, N.K.Khartchev et al., Plasma Phys. and Contr. Fusion **40**, 1241 (1998).
  6. M.A.Pedrosa, C.Hidalgo, and B. van Milligen, Plasma Phys. and Contr. Fusion **38**, 365 (1996).
  7. Н.Н.Астафьева, УФН, **166**, 1145 (1996).
  8. S.V.Shchepetov and A.B.Kuznetsov, Nucl. Fus. **36**, 1097 (1996).
  9. V.V.Abrakov, D.K.Akulina, E.D.Andryukhina et al. Nucl. Fus. **37**, 233 (1997).
  10. А.Г.Жуковский, Флуктуации плотности плазмы М.: Энергоатомиздат, 1983.
  11. Л.М.Коврижных, С.В.Щепетов, Физика Плазмы **6**, 576 (1980).