

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТОКАМАКЕ "ТУМАН-3" ПРИ ПЕРЕХОДЕ В ОМИЧЕСКУЮ H -МОДУ

В.В.Буланин, Н.В.Яшукова

Основная часть исследований колебаний плазмы при переходе разряда токамака в режим улучшенного удержания (H -мода) связана с изучением флуктуаций плотности плазмы (см., например, [1]). При этом практически не изученной остается роль высокочастотных колебаний магнитного поля при L - H переходе, такие исследования проводились лишь на токамаке Doublet-III [2]. Настоящая работа посвящена исследованию высокочастотных (до 5 МГц) колебаний магнитного поля на токамаке "Туман-3" в процессе перехода разряда в омическую H -моду [3]. Эксперименты проводились при следующих параметрах разряда (обозначения общепринятые): $B_t = 0.65-0.88$ Тл, $I_p = 112-155$ кА, $q = 2.6$, $\bar{n}_e = (1-3) \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Колебания исследовались с помощью пары магнитных зондов диаметром 6 мм и длиной 8 мм, разнесенных в полоидальном направлении на 15 мм; зонды можно было перемещать вдоль малого радиуса тора на 30 мм. Обеспечивалась цифровая запись сигналов с шагом 400 (200) нс. Длина записываемой временной реализации составляла 1.6 (0.8) мс.

В результате экспериментов на токамаке "Туман-3" были обнаружены высокочастотные колебания магнитного поля с частотами до 1.5 МГц. Спектры колебаний, записанные в L - и H -моде разряда, приведены на рис. 1, а. Из рисунка видно, что амплитуда колебаний при переходе разряда в омическую H -моду уменьшается примерно в 1.5-2 раза, причем наблюдается более сильное подавление высокочастотных флуктуаций. На рис. 2 приведены зависимости амплитуды наблюдавшихся колебаний от положения магнитного зонда на малом радиусе тора. Известно, что амплитуда колебаний магнитного поля токов, образующих мультипольную структуру на радиусе r_0 , определяется формулой (см., например, [4]):

$$\tilde{B}_\vartheta(r) \sim \left(\frac{r_0 + \Delta r}{r_0} \right)^{-(m+1)}, \quad (1)$$

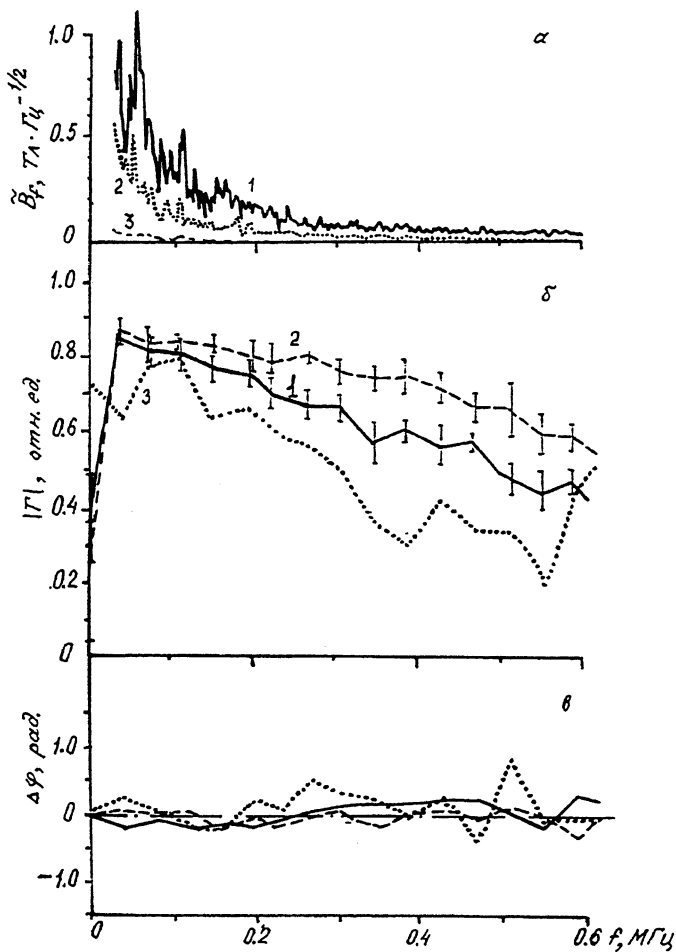


Рис. 1. Спектры колебаний магнитного поля в L - и H -моде. $B_t = 0.88$ Тл, $I_p = 155$ кА. Длительность временной реализации $\tau = 1.6$ мс, шаг дискретизации $\delta t = 400$ нс. 1 — $\Delta t = 35\text{--}36.6$ мс, L -мода; 2 — $\Delta t = 37\text{--}38.6$ мс; 3 — шумы аппаратуры (а).

Степень когерентности сигналов с двухмагнитных зондов, разнесенных на 1.5 см в полоидальном направлении. $B_t = 0.88$ Тл, $I_p = 155$ кА; $\tau = 1.6$ мс, $\delta t = 400$ нс. Усреднение по 7 разрядам. 1 — L -мода; 2 — H -мода; 3 — результат моделирования (б).

Зависимость фазового сдвига между сигналами с двух магнитных зондов от частоты. $B_t = 0.88$ Тл, $I_p = 155$ кА; $\tau = 1.6$ мс, $\delta t = 400$ нс. 1 — $\Delta t = 28$ мс, L -мода; 2 — $\Delta t = 37$ мс, H -мода, 3 — результат моделирования (в).

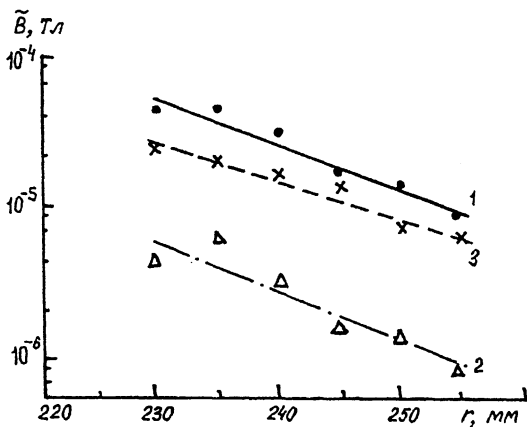


Рис. 2. Радиальные зависимости амплитуды колебаний магнитного поля в логарифмическом масштабе. $B_i = 0.65$ Тл, $I_p = 112$ кА; $\tau = 0.8$ мс, $\delta t = 400$ нс. 1 — L -мода, усреднение в частотном диапазоне 100–200 кГц, $m = 16$; 2 — L -мода, 500–600 кГц, $m = 18$; 3 — H -мода, 100–200 кГц, $m = 13$. Стрелкой обозначено положение последней замкнутой магнитной поверхности.

где Δr — расстояние от слоя, m — номер полоидальной моды. Однако обычно наблюдается более сложная картина, когда одновременно присутствует не одна, а несколько полоидальных мод, возникающих на разных радиусах. Радиальные зависимости, которые можно было аппроксимировать суперпозицией, по крайней мере, двух мод, наблюдались на ТЕХТ'е [5] и ФТ-2 [6]. В нашем случае, как видно из рис. 2, экспериментальная зависимость получается линейной в логарифмическом масштабе, что соответствует наблюдению как бы только одной полоидальной моды. По углу наклона прямой можно оценить эффективное m для каждого частотного диапазона; для разных режимов работы токамака получилось $m = 1-20$, причем оно слабо зависело от частоты: большие m соответствовали более высоким частотам. В H -моде наблюдалось уменьшение m . Если предположить, что наблюдаемые колебания развиваются в периферийной области шнура ($r = 22$ см), по номеру полоидальной моды можно оценить полоидальную скорость колебаний. В связи со слабой частотной зависимостью m скорость получилась сильно растущей с увеличением частоты, изменяясь в диапазоне от $1.5 \cdot 10^6$ до $6 \cdot 10^6$ см/с.

На рис. 1, б, в приведены степень когерентности и сдвиг фаз сигналов с двух магнитных зондов, определявшихся соответственно как модуль и фаза комплексного числа [5]:

$$\Gamma(f) = \frac{\langle X_1(f)X_2^*(f) \rangle}{\sqrt{\langle |X_1(f)|^2 \rangle \langle |X_2(f)|^2 \rangle}}, \quad (2)$$

где $X_1(f)$ и $X_2(f)$ — частотные спектры сигналов с магнитных зондов, а угловые скобки означают усреднение по нескольким временным реализациям. Из рис. 1, б видно, что в L -моде с увеличением частоты степень когерентности снижается. В H -моде она меняется мало, вплоть до 400...500 кГц, пока сигнал еще существенно превышает шум, т. е. в той части спектра, где наблюдалось наиболее сильное подавление колебаний при переходе разряда в H -моду (см. рис. 1, а), происходит и увеличение их когерентности.

Из рис. 1, в видно, что наблюдается малые фазовые сдвиги колебаний во всем исследуемом диапазоне частот. Таким сдвигам соответствуют или очень высокие полоидальные скорости (значительно большие полученных выше из оценок для m), или структура типа стоячих волн. Однако более правдоподобной представляется интерпретация, в которой учитывается, что в эксперименте регистрируется суперпозиция колебаний, развивающихся на различных радиусах. Теоретически [7] и экспериментально (см., например, [8]) показано, что на краю плазменного шнура вблизи последней замкнутой магнитной поверхности существует область сильного шира и инверсии скорости полоидального вращения плазмы. Если исследуемые колебания развиваются именно в этой области, то можно ожидать, что наблюдаемый средний сдвиг фаз окажется близким к нулю.

Это предположение было проверено путем численного моделирования. Сигнал на магнитных зондах задавался в виде суперпозиции колебаний ($m < 25$), развивающихся на рациональных магнитных поверхностях в приграничном слое $\Delta r = (0.875 - 1)\alpha$. В силу случайного характера колебаний считалось возможным случайное изменение фазы через каждые 1-3 периода. Предполагалось, что скорость вращения в слое изменяется линейно, проходя через "0" в его центре. Колебания предполагались локализованными в основном вблизи точки инверсии скорости. Спектры, полученные в результате моделирования, а также степень когерентности и фазовый сдвиг расчетных сигналов (см. рис. 1, б, в) близки к экспериментальным. Отметим, что точки расчетной радиальной зависимости амплитуды колебаний хорошо ложатся на прямую, соответствующую одному m для каждого частотного диапазона ($m = 8-16$). Таким образом, результаты моделирования свидетельствуют о том, что полученные экспериментальные данные вполне могут быть объяснены суперпозицией многих мод в зоне инверсии скорости.

Можно предположить также, что из рассматриваемой области шира скоростей вблизи $v_\nu = 0$ наблюдается неустойчивость типа "конвективных ячеек" [9], внутри которых существуют локальные движения, но в целом структура неподвижна.

Итак, в результате проведенных экспериментов на токамаке "Туман-3" обнаружены высокочастотные колебания магнитного поля в диапазоне частот до 175 МГц. Колебания затухают при переходе разряда в омическую H -моду, причем наиболее сильно подавляются высокие частоты. Последнее обстоятельство совпадает с экспериментальными данными о колебаниях плотности плазмы, полученных на других установках [1]. Кроме того, при $L-H$ переходе происходит уменьшение номера полоидальной моды и повышение степени когерентности колебаний. Все эти данные соответствуют теории подавления колебаний в H -моду [10]. На основании фазовых измерений и результатов моделирования можно предположить, что колебания, как в L -, так и в H -моду, развиваются в узкой области инверсии скорости вращения на периферии плазменного шнура. Это может соответствовать встречному движению многих мод с различными по величине и знаку скоростями вблизи $v = 0$ или развитию конвективных ячеек в этой области.

Авторы глубоко признательны В.А. Рожанскому за плодотворную дискуссию.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Doyle E.J., Groebner R.J., Burrell K.H. et al. // Phys. Fluids B. 1991. V. 3. N 8. Part 2. P. 2300-2307.
- [2] Ohyabu N., Jahns G.L., Stambaugh R.D., Strait E.T. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 2. P. 120-123.
- [3] Akatova T.Yu., Askinasi L.G., Afanas'ev V.I. et al. // Proc. 13th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research. Washington, 1990. Contrib. Papers. Part 1. P. 509-521.
- [4] Hollenstein Ch., Heller R., Rochelon A. et al. // Proc. Int. Workshop on Small Scale Turbulence and Anomal. Transport in Magnetized Plasmas. Gargese (France), 1986. P. 181-196.
- [5] Kim Y.J., Gentle K.W., Ritz Ch.P. et al. // Phys. Fluids. B. 1991. V. 3. N 3. P. 674-687.
- [6] Буланин В.В., Есупов Л.А., Корнеев Д.О. и др. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. В. 3. С. 259-266.
- [7] Rozhansky V. // Contrib. Plasma Phys. 1994. V. 34. N 2/3. P. 145-150.
- [8] Ida K., Hidekuma S., Kojima M. et al. // Phys. Fluids B. 1992. V. 4. N 8. P. 2552-2559.
- [9] Tynan G.R., Boedo J.A., Gray D.S. et al. // J. Nucl. Mater. 1992. V. 196-198. P. 1512-1519.
- [10] Biglari H., Diamond P., Terry P.W. // Phys. Fluids B. 1990. V. 2. N 1. P. 1-4.

Санкт-Петербургский
государственный университет

Поступило в Редакцию
28 декабря 1994 г.
В окончательной редакции
17 февраля 1995 г.