

04

Параметры флуктуаций периферийной плазмы токамака ФТ-2

© С.В. Шаталин, С.И. Лашкул, П.В. Важнов,
Е.О. Векшина, Л.А. Есипов, А.В. Павлов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail: Serguey.Lashkul@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 15 июля 2008 г.

Выполнены зондовые измерения в периферийной плазме токамака ФТ-2 в экспериментах с нижнегибридным нагревом и переходом в режим улучшенного удержания. Методом условного усреднения определены усредненные характеристики образований повышенной плотности, а также скорости распространения флуктуаций в радиальном и полоидальном направлениях. Результаты сопоставлены с данными других методов обработки измерений. На внутреннем обводе тора обнаружена квазикогерентная мода.

PACS: 52.25.Fi, 52.35.Ra, 52.50.Sw, 52.55.Fa

На токамаке ФТ-2 (большой радиус токамака $R = 0.55$ m, радиус полоидального лимитера $a = 0.08$ m) переход в режим улучшенного удержания (L–H-переход) инициируется дополнительным нижнегибридным нагревом (Lower Hybrid Heating, LHH) на частоте 920 MHz. Изменение периферийных процессов при формировании внутреннего и внешнего транспортных барьеров детально исследовалось в экспериментах с мощностью генератора LHH ~ 100 kW [1]. Анализ результатов показал, что L–H-переход приводит к существенному снижению радиального флуктуационного потока частиц и к изменению статистических характеристик флуктуаций [2,3].

В данной работе приводятся результаты экспериментов с увеличенной мощностью LHH ($P_{LHH} \sim 180$ kW). Основные параметры разряда были такими же, как и в предыдущих экспериментах (тороидальное магнитное поле $B_\varphi = 2.2$ T, ток плазмы $I_{pl} = 22$ kA). Дополнительный нагрев (длительность импульса $\Delta t_{LHH} = 5$ ms) осуществлялся во время стационарной фазы разряда ($\Delta t_{pl} = 40$ ms). Зондовые измерения выполнялись в нижней части вакуумной камеры при двух значениях

полоидального угла θ : на внешней (310° , слабое магнитное поле (LFS)) и внутренней (230° , сильное магнитное поле (HFS)) стороне тороидальной конфигурации [3]. Плазменный шнур был смещен вверх, что позволило увеличить в нижней половине полоидального сечения ширину scrape-off layer (SOL) области, находящейся за последней замкнутой магнитной поверхностью. Зондовые измерения и данные других диагностик позволили установить, что эффективный нагрев плазмы и последующий L–H-переход приводят к уменьшению радиуса плазменного шнура и его отрыву от лимитера [4].

Как показали эксперименты, выполненные на многих установках, зондовые сигналы имеют „вспышечную“ структуру, т.е. содержат резкие пики и выбросы, что свидетельствует о регистрации зондом турбулентных образований повышенной плотности. Согласно модели [5], на внешней стороне тора вблизи сепаратрисы с помощью некоторого механизма, который требует объяснения, формируются вытянутые вдоль магнитного поля плазменные структуры повышенной плотности (filaments, blobs), которые поляризуются в неоднородном магнитном поле. Благодаря дрейфу в скрещенных полоидальном электрическом и тороидальном магнитном полях они движутся по направлению к стенке камеры. Имеющиеся экспериментальные факты находятся в согласии с этой гипотезой. Наблюдаемые коррелирующие всплески плотности плазмы и полоидального электрического поля можно интерпретировать как движущиеся в пристеночной области плазменные нити, регистрируемые зондовым датчиком.

Поскольку прерывистые вспышки зондовых сигналов изменчивы по амплитуде и частоте повторения, то удобно рассматривать усредненные события. Техника условного усреднения [6] является полезным инструментом не только для характеристики усредненного события, но и для проверки корреляции событий в разных сигналах. Тот или иной сигнал (как правило, ионный ток насыщения) используется в качестве первичной выборки для усреднения. Все события с относительной амплитудой, превышающей заранее установленный уровень (несколько среднеквадратичных отклонений), обнаруженные в первичной выборке, выделяются, а затем усредняются с заданным временным интервалом, симметричным относительно максимума вспышки. Реализации вторичных выборок (например, флуктуации полоидального электрического поля E_θ) внутри этих интервалов также усредняются. Таким образом, относительные фазы между событиями в разных выборках сохраняются.

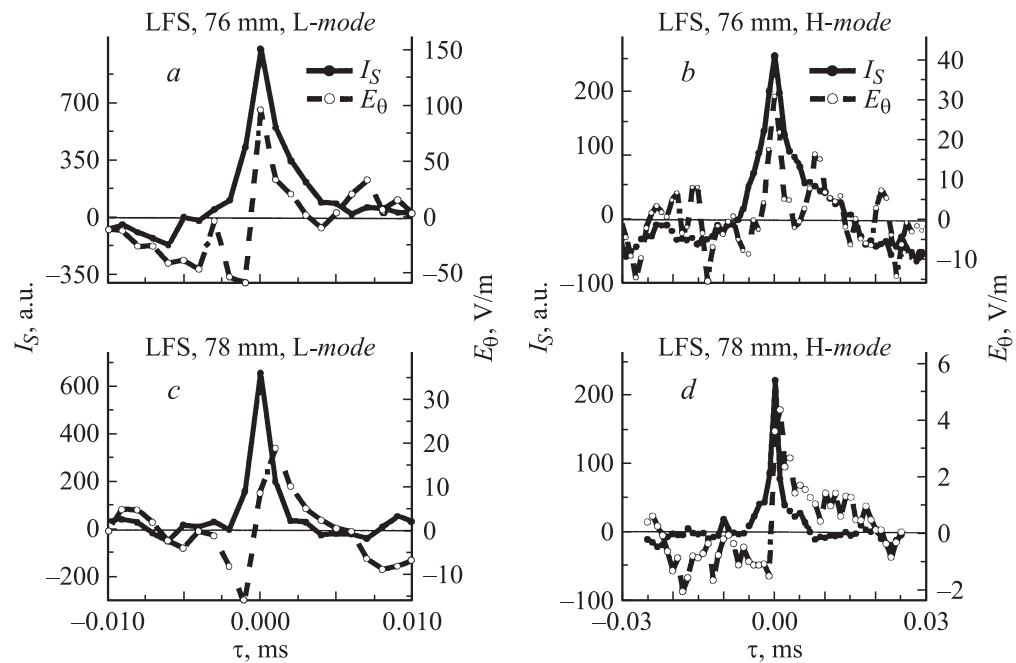


Рис. 1. Результат обработки методом условного усреднения всплесков ионного тока насыщения I_s и полоидального электрического поля E_θ . Данные получены на стороне слабого магнитного поля ($\theta = 310^\circ$) в преднагревной (*a, c*) и постнагревной (*b, d*) стадиях разряда при двух значениях малого радиуса: $r = 76$ mm (*a, b*) и $r = 78$ mm (*c, d*).

Результат такой обработки иллюстрируется рис. 1, на котором приведены усредненные всплески ионного тока насыщения I_S и E_θ — разности потенциалов двух плавающих электродов, симметрично смещенных в полоидальном направлении относительно зонда, собирающего I_S , отнесенные к расстоянию между электродами. Данные получены в точках с координатами: $\theta = 310^\circ$ (LFS, 50° ниже экваториальной плоскости), $r = 76$ и 78 mm. Значения малого радиуса отсчитаны от геометрического центра камеры, а не от магнитной оси. Анализируются реализации длительностью 2 ms, записанные с частотой 1 MHz в преднагревной (L-мода) и постнагревной (H-мода) стадиях разряда. Первичной выборкой считалась флуктуирующая составляющая I_S , пропорциональная флуктуациям плотности плазмы n . Выделялись положительные всплески, превышающие 2.5σ , где σ — среднеквадратичное отклонение. Следует заметить, что отрицательных всплесков (провалов) I_S , превышающих указанный уровень, практически не наблюдалось. Видно, что усредненный пик I_S сопровождается синхронным положительным всплеском E_θ , что соответствует радиальному дрейфу частиц по направлению к стенке камеры. Рисунок дает представление также об усредненной форме (быстрое нарастание и сравнительно медленный спад) и длительности ($\sim 10 \mu s$) обсуждаемых всплесков. Сравнение данных показывает, что в результате L–H-перехода примерно на порядок уменьшается средняя амплитуда всплеска радиального потока частиц ($\Gamma_r \propto nE_\theta$). Заметно уменьшается и частота появления таких событий — количество регистрируемых всплесков уменьшается примерно в три раза. Рисунок дает также представление об эволюции такого образования при его радиальном движении. В смещенной вдоль r на 2 mm точке ($\theta = 310^\circ$, $r = 78$ mm) средняя амплитуда всплесков заметно уменьшается, что можно интерпретировать как разрушение структуры за счет продольного ухода частиц. Кроме того, наблюдается фазовый сдвиг — максимум плотности n на $1 \mu s$ опережает максимум E_θ . Следует заметить, что временное разрешение измерений ($1 \mu s$) недостаточно для однозначного утверждения о появлении фазового сдвига по мере радиального движения такой структуры, однако отмеченная тенденция характерна для обеих фаз разряда (L- и H-моды).

Измерения, выполненные при симметричном по полоидальному углу положении зонда на внутреннем обводе тора ($\theta = 230^\circ$), не позволили сделать однозначный вывод о наличии подобных образований. В этом случае в H-моде усредненный всплеск n оказывался смещенным (запаздывающим) на $3\text{--}5 \mu s$ по отношению к менее четко выраженному

всплеску E_θ . Такие всплески с амплитудой, примерно вдвое меньшей, чем в случае LFS, приводили тем не менее к вспышке потока частиц в направлении стенки камеры. В L-моде в этой пространственной области наблюдались квазикогерентные колебания (см. ниже), что затрудняло анализ методом условного усреднения.

Пространственно-временные характеристики флуктуаций периферийной плазмы исследовались путем регистрации сигналов из нескольких пространственно разнесенных точек вблизи сепаратрисы. Значения полоидального угла ($\theta = 310^\circ$ и 230°) выбирались так, что два плавающих электрода зондовой головки оказывались смещенными относительно третьего на одинаковое расстояние (4.2 mm) в радиальном и полоидальном направлениях (см. [3]). Флуктуирующая составляющая плавающего потенциала φ_f в точках расположения трех указанных электродов со стороны HFS в L-моде имела достаточно ярко выраженную периодичность с характерным временем 20–25 μ s. Этот факт подтверждается Фурье-анализом: в спектре сигналов φ_f , а также I_S присутствовала доминирующая гармоника (квазикогерентная мода) с частотой ~ 45 KHz, квадрат амплитуды которой в 2–3 раза превышал интенсивность других составляющих спектра. Наличие такой гармоники выявляется также методом условного усреднения, что хорошо видно на рис. 2. В результате нижнегибридного нагрева и L–H-перехода происходило изменение характера спектра, приводящее к исчезновению доминирующей моды. На стороне слабого магнитного поля такая мода отсутствовала и в омической фазе.

Обработка сигналов φ_f позволила установить фазовые задержки (скорость распространения) возмущений потенциала в полоидальном и радиальном направлениях. Такая обработка выполнялась тремя методами: спектральным кросскорреляционным анализом, построением кросскорреляционных функций, а также методом условного усреднения. В последнем случае роль первичной и вторичной выборок выполняли реализации φ_f пространственно разнесенных электродов. Результат условного усреднения флуктуаций φ_f приведен на рис. 2. Данные получены со стороны HFS ($\theta = 230^\circ$, $r = 78$ mm) в L-моду. Рисунок позволяет определить временную задержку $\Delta\tau$ усредненных всплесков потенциала.

Значения $\Delta\tau$, определенные тремя различными методами, приведены в табл. 1 и 2. Из табл. 1 видно, что скорость полоидального распространения возмущений потенциала, которую можно интерпретировать как скорость полоидального вращения плазмы, составляет

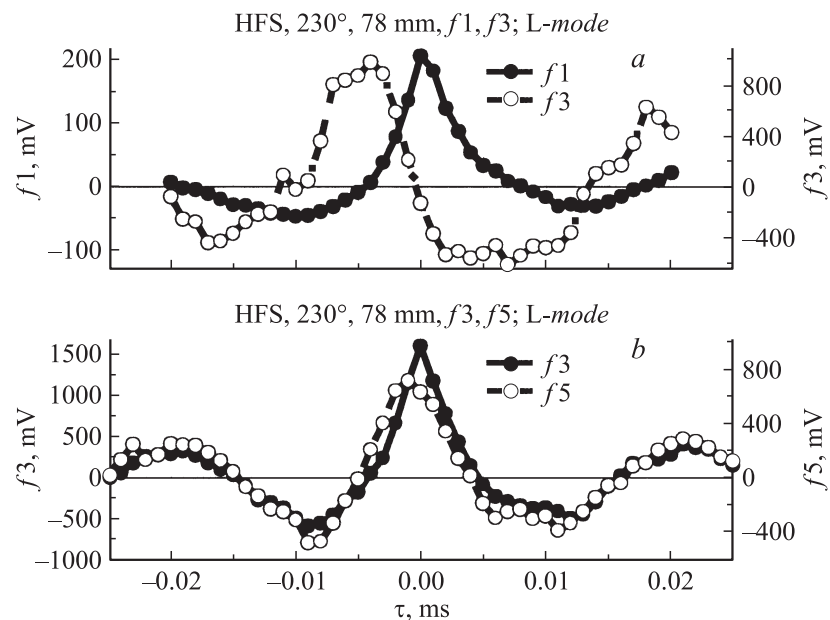


Рис. 2. Результат обработки методом условного усреднения сигналов плавающего потенциала электродов, разнесенных в радиальном ($f1$ и $f3$, *a*) и полоидальном ($f3$ и $f5$, *b*) направлениях. Данные получены на стороне сильного магнитного поля ($\theta = 230^\circ$), в преднагревной (L-мода) стадии разряда при значении малого радиуса $r = 78$ mm.

величину 4 km/s, вращение происходит в направлении ионного диамагнитного дрейфа. Отмечается тенденция к уменьшению этой скорости в результате L–H-перехода, особенно четко проявляющаяся на стороне слабого магнитного поля. Следует заметить, что найденные задержки определены с недостаточной точностью, поскольку их величина порядка времени дискретизации ($1 \mu\text{s}$) используемых АЦП.

Данные о радиальных задержках удалось получить только со стороны HFS. Результат, полученный методом спектрального кросскорреляционного анализа (А) для $r = 76$ mm в L-моды, указывает на наличие дисперсии: для полосы частот 30–65 kHz время радиальной задержки составляет $\sim 2 \mu\text{s}$, для полосы 65–80 kHz — $\sim 7 \mu\text{s}$. Таким образом,

Таблица 1. Полоидальные задержки, μs . Расстояние между электродами — 4.2 mm. Направление вращения — в сторону ионного диамагнитного дрейфа. Буквами обозначен метод определения задержки: А — спектральный кросскорреляционный анализ, В — построение кросскорреляционных функций, С — метод условного усреднения.

r, mm	Сторона сильного поля, $\theta = 230^\circ$						Сторона слабого поля, $\theta = 310^\circ$					
	L-мода			H-мода			L-мода			H-мода		
	А	В	С	А	В	С	А	В	С	А	В	С
76	< 1	< 1	~ 0	3	1	~ 0	1	1	1	3	2	> 1
78	1	1	1	—	1	3						

Таблица 2. Радиальные задержки, μs . Расстояние между электродами — 4.2 mm. Направление распространения — к стенке вакуумной камеры. Буквенные обозначения совпадают с введенными в табл. 1.

r, mm	Сторона сильного поля, $\theta = 230^\circ$					
	L-мода			H-мода		
	А	В	С	А	В	С
76	2–7	5	5	4	8	7
78	—	—	4	—	—	—

возмущения потенциала распространяются в радиальном направлении со скоростью $\sim 1 \text{ km/s}$. L–H-переход приводит к уменьшению радиальной скорости. Полученные значения находятся в хорошем соответствии со скоростью дрейфа в медленно меняющемся (квазистационарном) полоидальном электрическом поле, определенном с помощью зондовых измерений.

Таким образом, L–H-переход, инициируемый LNH повышенной мощности, наряду с уменьшением общего радиального флуктуационного переноса частиц [2,3], приводит также к падению „вспышечного“ переноса со стороны LFS. Уменьшаются амплитуды и частота всплесков радиального дрейфового потока частиц. Усредненный пик плотности

плазмы имеет несимметричную форму с крутым нарастанием и пологим спадом.

На внутреннем обводе в L-моду зарегистрированы квазикогерентные образования с частотой ~ 48 kHz, которые распространяются в полоидальном направлении в сторону ионного диамагнитного дрейфа со скоростью 4 km/s. Скорость полоидального вращения возмущений потенциала уменьшается в результате L–H-перехода, который приводит также к исчезновению доминирующей моды в спектре этих возмущений. Распространение флуктуаций в радиальном направлении (в глубь SOL) происходит со скоростью ~ 0.8 km/s, которая определяется дрейфом в медленно меняющемся (квазистационарном) полоидальном электрическом поле.

Поведение флуктуаций на внешнем обводе тора в общих чертах подобно их поведению на внутреннем обводе, однако наличие квазикогерентной моды не обнаружено.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 08-02-00610, 07-02-00895, 06-02-16785, NWO-RFBR Grant 047.016.015, НШ-1550.2008.2 и INTAS 05-1000008-8046.

Список литературы

- [1] *Лашкул С.И., Шаталин С.В., Алтухов А.Б.* и др. // Физ. плазмы. 2006. Т. 32. № 5. С. 387–397.
- [2] *Шаталин С.В., Павлов А.В., Попов А.Ю.* и др. // Физ. плазмы. 2007. Т. 33. № 3. С. 195–205.
- [3] *Lashkul S.I., Shatalin S.V., Pavlov A.V.* et al. // 33rd EPS Conf. on Plasma Phys. June 19–23, 2006. Rome. P. 4.099.
- [4] *Lashkul S.I., Altukhov A.B., Bulanin V.V.* et al. // 34 EPS Conf. on Plasma Phys. July 26, 2007. Warshava. P. 2.055.
- [5] *Krasheninnikov S.I.* // Phys. Lett. A. 2001. V. 283. P. 368–370.
- [6] *Filippas A.V., Bengston R.D., Li G.X.* et al. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. N 3. P. 839–845.