

УДК 533.93

СТРУКТУРА И ЭВОЛЮЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М

© 2022 г. Д. Г. Васильков^{a, b, *}, Ю. В. Хольнов^a^a Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия^b Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*e-mail: lhdlhd81@mail.ru

Поступила в редакцию 22.06.2022 г.

После доработки 04.07.2022 г.

Принята к публикации 08.07.2022 г.

Рассматривается структура плазменного шнура в стеллараторе Л-2М при различных условиях разряда. Анализ структуры возмущений производится с помощью набора электростатических (ленгмюровских) и магнитных зондов, разнесенных в тороидальном и полоидальном направлениях. Анализируется эволюция возмущений магнитного и электрического полей в импульсах с кратковременными транспортными переходами, проводится сравнение данных до и после переходных процессов. На основании анализа спектров корреляции между сигналами можно сделать вывод, что при переходном процессе в плазме частотная и пространственная структура мод меняется. Наблюдаемая до перехода высокая когерентность между флуктуациями магнитного и электрического полей позволяет предположить, что до перехода токи, возбуждаемые на крайних рациональных магнитных поверхностях стелларатора, возбуждают флуктуации плазмы, что приводит к уходу электронов и к положительному плазменному потенциалу. Уменьшение турбулентности после перехода приводит к уменьшению ухода электронов и падению положительного потенциала. Установлено, что разряд характеризуется положительным плазменным потенциалом, при транспортном переходе наблюдается уменьшение амплитуды потенциала. После перехода возможно два эффекта — улучшение удержания электронов и резкие потери ионов на краю. Если улучшение удержания электронов может быть связано с уменьшением флуктуаций, то быстрый уход ионов может быть связан с эффектом взаимодействия плазмы со стенкой.

Ключевые слова: высокотемпературная плазма, магнитное удержание, ЭЦР-нагрев, стелларатор, транспортные переходы, зондовые методы

DOI: 10.31857/S0367292122600728

ВВЕДЕНИЕ

Удержание плазмы в стационарных магнитных ловушках, магнитная структура которых не требует поддержания электрического тока в плазме, является весьма перспективным в вопросах реализации управляемого термоядерного синтеза и гибридных ядерных технологий. Стационарное удержание плазмы с термоядерными параметрами призваны продемонстрировать крупнейшие современные стеллараторы W7-X [1] и LHD [2]. Практический интерес в исследованиях магнитного удержания высокотемпературной плазмы представляют условия, позволяющие увеличить параметры плазмы путем перехода в режим улучшенного удержания [3, 4] и управлять периферийными низкочастотными осцилляциями в плазме, сопровождающимися изменением свойств краевой турбулентности и формированием краевых транспортных барьеров [5, 6]. В процессе перехода в различных установках в краевой

плазме наблюдалась эволюция краевых локальных возмущений [7] и резкая перестройка электрического поля [8]. Подобные исследования возможно проводить и на небольших стационарных или квазистационарных (с небольшим временем удержания плазмы при постоянстве магнитной структуры) магнитных ловушках. В данной работе представлены эксперименты по изучению структуры плазменного шнура в стеллараторе Л-2М — установке по квазистационарному удержанию плазмы [9], причем в экспериментах наблюдались различные виды транспортных переходов, приводящих к изменению структуры плазменного шнура [10, 11]. Целью работы было исследование глобальных и локальных параметров плазмы до и после транспортного перехода, и выявление взаимосвязи исследуемых параметров.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Стелларатор Л-2М – квазистационарная тороидальная магнитная ловушка, время плазменного импульса в которой в так называемом стандартном режиме составляет 10 мс при малом изменении магнитной конфигурации, создаваемой при помощи внешних проводников. В некоторых экспериментах стационарную стадию импульса удавалось продлить до 20 мс, но в этом случае магнитное поле уже заметно менялось. Учитывая нестационарные фазы формирования и распада плазмы, общая длительность импульса достигает 25–45 мс. Давление плазмы сравнительно мало $\beta \leq 0.2\%$ (β – усредненное по объему отношение давления плазмы к давлению магнитного поля). Небольшой положительный (то есть увеличивающий вращательное преобразование) бутстреп – ток в плазме составляет величину I_p около 1 кА не может заметно изменить магнитную структуру стелларатора, равновесие плазмы, и быть причиной крупномасштабных неустойчивостей. Основные параметры установки следующие: большой радиус тороидальной вакуумной камеры $R = 1$ м, средний радиус плазмы $a_p = 0.115$ м, максимальное (резонансное для режима электронного циклотронного нагрева плазмы) магнитное поле на оси тора $B_0 = 1.34$ Т, угол вращательного преобразования в центре составляет $\iota_0 = 0.18$, на сепаратрисе – $\iota_a = 0.78$.

Создание плазмы и ее электронный циклотронный резонансный (ЭЦР) нагрев осуществляются с помощью мощных источников СВЧ-излучения – гиротронов [12], также в некоторых экспериментах возможно использование омического нагрева с помощью возбуждаемого индукционного тока в плазме, в первую очередь для изменения магнитной структуры. Эксперименты проводились при условии боронизации стенок камеры. Стандартные параметры ЭЦР-разряда в стеллараторе Л-2М следующие: средняя электронная плотность $n_e = (0.5-3) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, электронная температура в центре плазменного шнура $T_{e0} = 500-1500$ эВ, энергия плазмы $W = 100-800$ Дж [13].

Анализ структуры возмущений плазменного шнура производился с помощью набора электростатических (ленгмюровских) и магнитных зондов, расположенных в различных фланцах вакуумной камеры установки и разнесенных в тороидальном и полоидальном направлениях. Анализируется эволюция возмущений магнитного (B_{θ}) и электрического полей (измеряется плавающий потенциал плазмы V_f) в импульсах с кратковременными транспортными переходами (длительностью около 200 мкс) [10], проводится сравнение данных до и после переходных процессов.

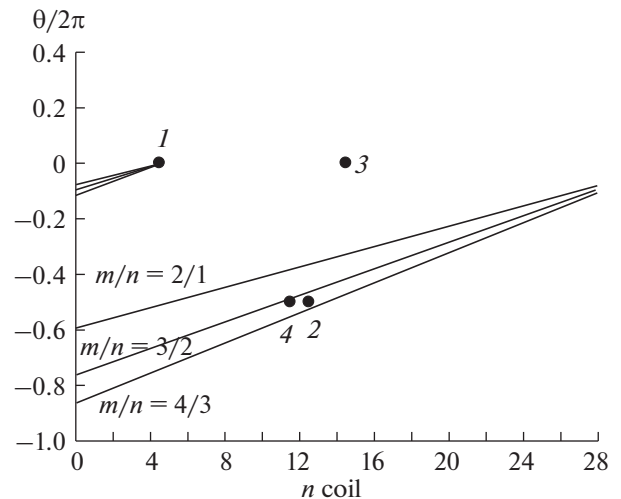


Рис. 1. Зависимость полоидального угла обхода тора θ от номера катушки. Указана структура рациональных магнитных поверхностей $m/n = 2/1, 3/2, 4/3$ и положение зондов: 1 – “ver”, 2 – “up”, 3 – “escr”, 4 – магнитный зонд 11/12.

На установке имеется 28 тороидальных катушек продольного магнитного поля, диагностические патрубки находятся между ними, их название определяет нумерация катушек, направление магнитного поля в стеллараторе Л-2М совпадает с нумерацией катушек. Схема расположения зондов и рациональных магнитных поверхностей в установке представлена на рис. 1 как зависимость полоидального угла обхода тора θ от номера катушки. Введены следующие обозначения: “ver” – электростатический зонд в диагностическом сечении между тороидальными катушками 4 и 5 (4/5) в нижнем патрубке; “up” – электростатический зонд в сечении тороидальных катушек 12/13, в верхнем патрубке; “escr” – электростатический зонд в сечении 14/15, в нижнем патрубке; V_{fver} , V_{fup} , V_{fescr} – плавающие потенциалы, измеряемые соответственно зондами “ver”, “up”, “escr”. Положение зондов приводится в относительных единицах ($x = a/a_p$). Магнитные зонды установлены в патрубках и изолированы от плазмы с помощью кварцевых стекол.

Ранее в работе [14] в плазме стелларатора Л-2М экспериментально установлено существование дальних пространственных корреляций между возмущениями электрического потенциала в различных точках системы, а также между потенциалом и флукутуирующим магнитным полем. Была прослежена их связь с геометрией магнитных поверхностей. Было показано, что при транспортном переходе происходит трансформация мод в низкочастотном диапазоне 1–12 кГц. Структура их близка к характерной для стационарных зо-

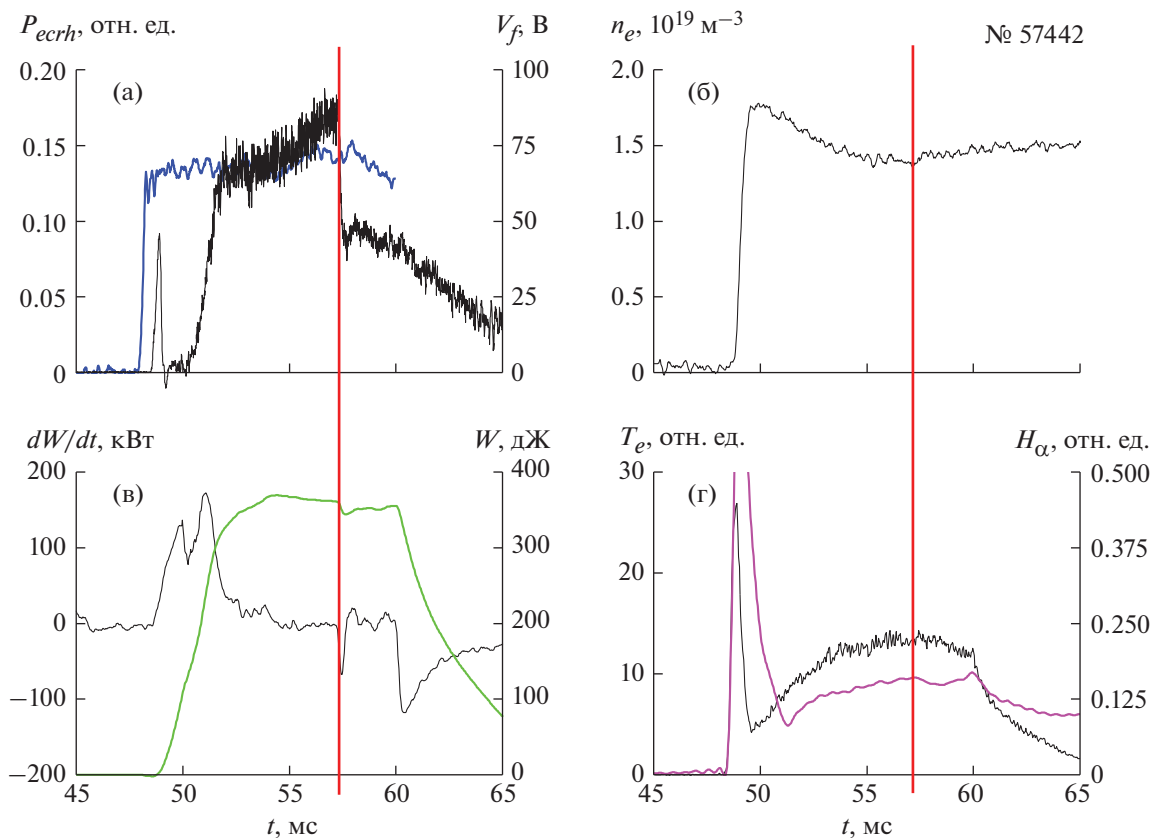


Рис. 2. Временная эволюция параметров плазменного импульса с транспортным переходом: а) — мощность СВЧ-импульса P_{ecrh} и плавающий потенциал V_{fv} ленгмюровского зонда “ver”; б) — средняя электронная плотность n_e ; в) — энергосодержание плазмы W и его временная производная dW/dt ; г) — электронная температура в центре плазменного шнура T_e и интенсивность излучения линии атомарного водорода H_{α} . Вертикальные красные линии указывают момент транспортного перехода.

нальных потоков и геодезических акустических мод, хотя имеется ряд отличий. Во всех диапазонах частот, где наблюдаются дальние пространственные корреляции, регистрируемые зондами возмущения, представляют собой сложные нелинейные образования и являются электромагнитными, поскольку корреляция между потенциалом электрического поля и магнитным полем велика. Показано, что после транспортного перехода в диапазоне частот $f \approx 6\text{--}12$ кГц возбуждается трехмерное локализованное возмущение с характерной частотой геодезической акустической моды, аналитическая оценка которой дает значение $f \approx 11$ кГц [14]. В качестве одной из причин появления дальних пространственных корреляций предполагается изменение электрического поля в результате транспортного перехода. В наиболее низкочастотной области глобальные электромагнитные возмущения с частотой $f \approx 1\text{--}3$ кГц, как правило, присутствуют как до, так и после перехода. Их основой является возмущение с поло-

идальным (m) и тороидальным (n) числами $m = n = 0$, обладающее тороидальными сателлитами.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Представленные в работе эксперименты на стеллараторе Л-2М проводились в стандартном режиме: создание и нагрев полностью ионизованной водородной плазмы осуществлялся с помощью прямоугольного импульса СВЧ-излучения на частоте 75 ГГц, который включался на 48-й мс относительно включения продольного магнитного поля и выключался на 60-й мс. Магнитное поле B_0 достигает максимального (резонансного для ЭЦР) значения на 55-й мс. На рис. 2 представлены осциллограммы основных параметров плазменного разряда с транспортным переходом. Надо отметить, что при транспортном переходе основные параметры меняются мало. Энергия плазмы W (рис. 2в) после кратковременного падения стабилизируется или в некоторых случаях немного начинает расти. Что ка-

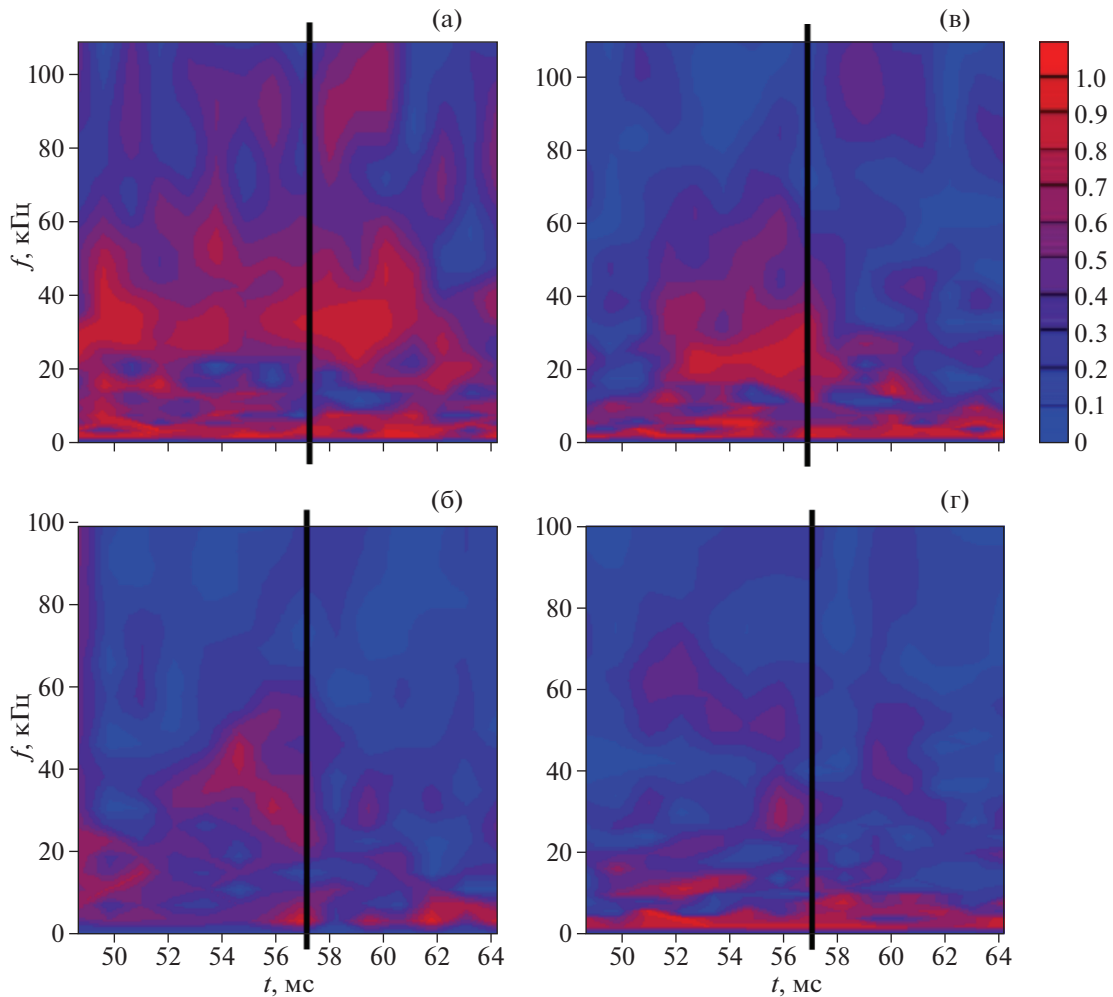


Рис. 3. Вейвлет-когерентность между сигналами dB_{fl}/dt с зондов 26/27 и 20/21 (а), между сигналами V_f с зондов “ver” и “up” (б), между сигналами dB_{fl}/dt и V_f с зондов 11/12 и “ver”, (в) между сигналами dB_{fl}/dt и V_f с зондов 20/21 и “ver” (г). Вертикальные черные линии указывают момент транспортного перехода.

сается электронной плотности плазмы n_e (рис. 2б) и электронной температуры T_e (рис. 2г), то их незначительные изменения могут быть связаны с перераспределением радиальных профилей данных параметров в плазменном шнуре. С другой стороны, после транспортного перехода существенно меняется краевая плазма: резко падает положительный плавающий потенциал V_f (рис. 2а), в это же время начинает уменьшаться H_α (рис. 2г), что указывает на падение поступления нейтрального водорода со стенки камеры. Потенциал на зонде измеряется относительно заземленной вакуумной камеры. Поскольку в данных экспериментах краевая плазма измерялась тремя электростатическими зондами на разных азимутах [14, 15], то была возможность проанализировать пространственную связь колебаний плазмы до и после наблюдаемого транспортного перехода. Надо отметить, что на краю плазмы

(при относительных радиусах $x > 0.8$) в области рациональных значений углов магнитного преобразования могут развиваться магнитогидродинамические моды (МГД-моды) перестановочного типа, поэтому интересно было проанализировать их возможное влияние на электростатические колебания, которые фиксируются ленгмюровскими зондами, расположенными в краевой области внутри сепаратрисы.

На рис. 3 представлены диаграммы вейвлет-когерентности для различных зондовых параметров. Высокая когерентность была зафиксирована между МГД-колебаниями, измеряемыми магнитными зондами в сечениях катушек 26/27–20/21 в диапазоне частот 20–40 кГц (рис. 3а), что соответствует тороидальному углу $\varphi = \pi/3$ между зондами. После транспортного перехода (около 57-й мс) когерентность существенно возрастает. Амплитуда МГД-колебаний после перехода так-

же возрастает, что отмечалось ранее [16]. В экспериментах была обнаружена высокая вейвлет-когерентность между потенциалами V_{fver} и V_{fup} с зондов, разнесенных на $\varphi = \pi/2$ в тороидальном направлении и на $\theta = \pi$ в полоидальном. Аналогичные зависимости наблюдаются и для когерентности между другими парами электрических зондов V_{fup} и V_{fscr} , V_{fver} и V_{fscr} , что свидетельствует о длинноволновом характере колебаний электрического поля в плазме.

Важным является также вопрос о связи электростатических колебаний, измеряемых ленгмюровскими зондами, с магнитными колебаниями, измеряемыми в представленных экспериментах несколькими магнитными зондами. На рис. 3в,г показана вейвлет-когерентность между B_{fl} и V_f между различными магнитными зондами и ленгмюровским зондом. В обоих случаях можно видеть достаточно большой уровень когерентности до транспортного перехода: в диапазоне частот 15–65 кГц между сигналом магнитного зонда 11/12 и плавающим потенциалом V_{fver} при положении ленгмюровского зонда на относительном радиусе $x = 0.88$ и в диапазоне частот 25–40 кГц между сигналом магнитного зонда 20/21 и плавающим потенциалом V_{fver} при положении ленгмюровского зонда на относительном радиусе $x = 0.95$. В первом случае зонды разнесены на углы $\varphi = \pi/2$ и на $\theta = \pi$, во втором — на углы $\varphi = 2\pi/3$ и $\theta = \pi$. Во время перехода когерентность сигналов резко падает, что свидетельствует о том, что переходный процесс происходит на краю плазмы. Наличие когерентности между данными магнитных и ленгмюровского зондов можно объяснить колебанием электрического потенциала при появлении магнитных возмущений, приводящих к возбуждению токов на рациональных силовых линиях.

Надо отметить, что кроме представленных картин когерентности до транспортного перехода аналогично наблюдается высокая когерентность между сигналами магнитных зондов и электрическим потенциалом V_{fscr} , регистрируемым ленгмюровскими зондами. Это свидетельствует о том, что потенциальные колебания возникают по всему тору на краю плазмы, и связаны они с МГД-колебаниями с модами $m/n = 2/1, 3/2, 4/3$, поскольку ленгмюровские зонды не вдвигаются в плазму глубже, чем на 1 см.

В диапазоне частот $f = 80–110$ кГц в моменты после транспортного перехода появляется небольшая когерентность между сигналом магнитного зонда 11/12 и V_{fver} (рис. 3в). В этом случае оценки показывают, что имеет место возбуждение мод $m/n = 3/2$ или $4/3$. Резкое падение когерентности на этих частотах в момент выключения нагрева на 60-й мс свидетельствует о том, что колебания находятся на краю плазмы.

Для полноты картины на рис. 4 представлены фурье-спектры сигналов магнитного и ленгмюровского зондов и спектры корреляции между ними; для обработки взяты временные интервалы длительностью 2 мс до и после переходного процесса.

ОБСУЖДЕНИЕ

Разряд характеризуется положительным плавающим потенциалом V_f , который соответствует еще большему по величине положительному плазменному потенциалу V_p , поскольку $V_p \approx V_f + 3kT_e/e$ (где k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона). Положительный плазменный потенциал означает преимущественный по сравнению с ионами уход электронов. В данных разрядах с транспортным переходом наблюдается уменьшение положительного плавающего V_f , и соответственно плазменного потенциала после транспортного перехода.

На основании расчетов когерентности оказалось, что высокая когерентность наблюдается до транспортного перехода в диапазоне частот 20–40 кГц между всеми ленгмюровскими зондами, измеряющими плавающий потенциал. Надо отметить, что и в режиме измерения ионного тока насыщения (измерение ионной плотности плазмы) наблюдается высокая когерентность до транспортного перехода, то есть можно утверждать, что до перехода фиксируются длинноволновые флуктуации. С другой стороны, после перехода и в том и в другом случае когерентность мала, то есть мала корреляционная длина флуктуаций.

Другим наблюдаемым эффектом является высокая когерентность между сигналами B_{fl} с разных магнитных зондов и сигналами V_f с разных ленгмюровских зондов до перехода и малая когерентность после перехода. До перехода МГД-колебания, то есть токи, существующие на крайних рациональных магнитных поверхностях в диапазоне частот 20–40 кГц возбуждают флуктуации плотности плазмы, что приводит к уходу электронов и положительному потенциалу. Наличие связи между МГД и электростатическими колебаниями плазмы до перехода определяется тем, что пространственно электростатические зонды, которые фиксируют электростатические колебания, находятся в области рациональных магнитных поверхностей, где возбуждаются МГД-колебания на рациональных поверхностях с модами $m/n = 3/2, 4/3$. После переходного процесса амплитуда МГД-колебаний падает и соответственно падает амплитуда электростатических колебаний. Можно полагать, что более высокий уровень турбулентности во временном интервале до

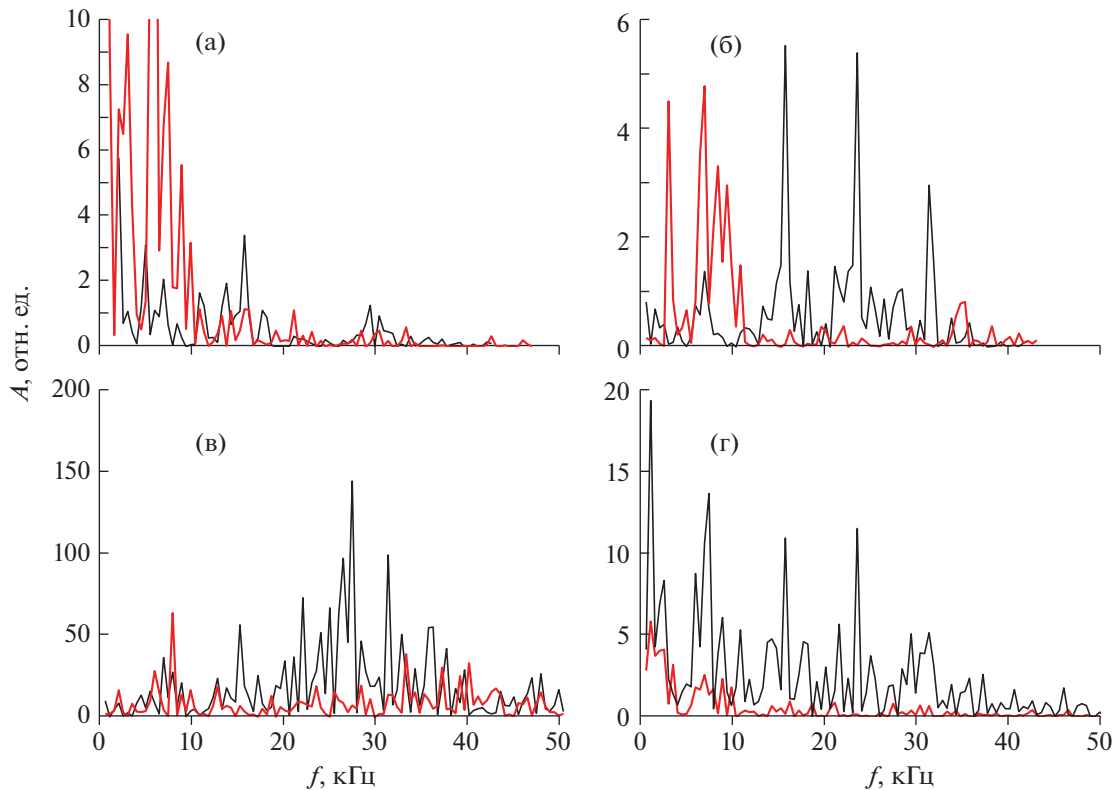


Рис. 4. Спектры корреляции между сигналами V_f зондов “ver” и “up” (а), между сигналами dB_{fl}/dt и V_f с зондов 11/12 и “ver” (б), фурье-спектры сигналов dB_{fl}/dt с зондов 11/12 (в) и V_f с зонда “ver” (г). Черные линии – до переходного процесса, красные – после.

транспортного перехода приводил к повышенному уходу электронов.

Надо отметить, что транспортный переход происходит в течение времени около 200 мкс, то есть за это время происходит перестройка края плазмы в пределах ~ 1 см, что характеризуется скачком в сигнале, пропорциональном изменению во времени энергии плазмы dW/dt . Возможно, что после транспортного перехода плазма трансформируется в другое устойчивое состояние, по крайней мере в краевой области. Падение плазменного потенциала после перехода может указывать на улучшение удержания электронов. Состоянию улучшенного удержания электронов также соответствует уменьшение амплитуды и корреляционной длины флуктуаций. Надо отметить, что после перехода наблюдается рост запасенной энергии плазмы, что также указывает на улучшение удержания плазмы. Однако в некоторых экспериментах переходные процессы, приводящие к росту энергии и плотности, усиливают также взаимодействие пристеночной плазмы со стенками вакуумной камеры, что приводит к заметному остыванию периферии [17].

Транспортный переход является спонтанным, и, по-видимому, переход к состоянию после скачка параметров плазмы является естественным, т.е. энергетически это состояние более устойчиво. Новое состояние плазмы связано в основном с изменениями в краевой плазме, а именно с трансформацией МГД-мод. Выше мы отмечали, что возмущение $m = n = 0$ (обычно отождествляемое с зональным потоком) в рамках идеальной магнитной гидродинамики является электростатическим. В то же время можно предположить, что наличие как геометрических сателлитов, так и диссипативных эффектов приводит к появлению флуктуирующего магнитного поля, изменение структуры которого и наблюдается в эксперименте, и вследствие этого возмущения можно считать электромагнитными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании анализа спектров корреляций между осциллирующими магнитными сигналами B_{fl} и электрическим потенциалом V_f , плазмы стелларатора Л-2М можно сделать вывод, что в краевой области плазменного шнура наблюдаются

ся дальние пространственные электромагнитные корреляции. При переходном процессе в плазме происходит трансформация мод – до перехода наблюдается высокая когерентность в диапазоне частот 20–40 кГц, после перехода она появляется на частотах 80–110 кГц. На краю плазмы наблюдаются МГД-моды $m/n = 2/1, 3/2, 4/3$; в ходе разряда частотная и пространственная структура мод меняется. Установлено, что разряд характеризуется положительным плавающим потенциалом V_f , что соответствует более положительному плазменному потенциалу V_p , при транспортном переходе наблюдается уменьшение величины V_f . Наблюдаемая до перехода высокая когерентность между сигналами B_{fl} и V_f , а также между сигналами V_f с разных зондов позволяют предположить, что до перехода токи, возбуждаемые на крайних рациональных магнитных поверхностях в диапазоне частот 20–40 кГц, усиливают флуктуации плазмы, что приводит к уходу электронов и к более положительному плазменному потенциалу V_p . Уменьшение турбулентности после перехода приводит к уменьшению ухода электронов, то есть падению положительного потенциала плазмы. Поскольку положительный плазменный потенциал означает преимущественный по сравнению с ионами уход электронов, то после перехода возможно два эффекта – улучшение удержания электронов и резкие потери ионов на краю плазменного шнура. Если улучшение удержания электронов может быть связано с уменьшением флуктуаций, то быстрый уход ионов может быть связан с эффектом взаимодействия плазмы со стенкой.

Авторы выражают благодарность команде стелларатора L-2M за участие в экспериментах и предоставленные данные. Работа выполнена в рамках госзадания по теме № 0024-2019-0006 “Физика высокотемпературной плазмы. Фундаментальные проблемы динамики, удержания и нагрева плазмы в трехмерных магнитных конфигурациях”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wolf R.C., Bozhakov S., Dinklage A., Fuchert G., Kazakov Y.O., Laqua H.P., Marsen S., Marushchenko N.B., Stange T., Zanini M., Abramovic I., Alonso A., Balduhn J., Beurskens M., Beidler C.D., Braune H., Brunner K.J., Chaudhary N., Damm H., Drewelow P., Gantenbein G., Gao Yu., Geiger J., Hirsch M., Höfel U., Jakubowski M., Jelonnek J., Jensen T., Kasperek W., Knauer J., Korsholm S.B., Langenberg A., Lechte C., Leipold F., Trimino Mora H., Neuner U., Nielsen S.K., Moseev D., Oosterbeek H., Pablant N., Pasch E., Platum B., Sunn Pedersen T., Puig Stijes A., Rahbarnia K., Rasmussen J., Salewski M., Schilling J., Scott E., Stejner M., Thomsen H., Thumm M., Turkin Y., Wilde F. and the Wendelstein 7-X Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. 014037 (9pp).
2. Yoshimura Y., Kasahara H., Tokitani M., Sakamoto R., Ueda Y., Marushchenko N.B., Seki R., Kubo S., Shimozuma T., Igami H., Takahashi H., Tsujimura T.I., Makino R., Kobayashi S., Ito S., Mizuno Y., Okada K., Akiyama T., Tanaka K., Tokuzawa T., Yamada I., Yamada H., Mutoh T., Takeiri Y. and the LHD Experiment Group // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. 025012 (7pp).
3. Wagner F., Becker G., Behringer K., Campbell D., Eberhagen A., Engelhardt W., Fussmann G., Gehre O., Gernhardt J., Gierke G.V., Haas G., Huang M., Karger F., Keilhacker M., Kluber Q., Kornherr M., Lackner K., Lisitano G., Lister G.G., Mayer H.M., Meisel D., Miller E.R., Murmann H., Niedermeyer H., Poschenrieder W., Rapp H., Bohr H., Schneider F., Siller G., Speth E., Stabler A., Steuer K.H., Venus G., Vollmer O. and Yuet Z. Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1408.
4. Connor J.W. and Wilson H.R. Plasma Phys. Control. Fusion. 2000. V. 42. R1.
5. Endler M. // Journal of Nuclear Materials. 1999. V. 266. P. 84.
6. Melnikov A.V., Vershkov V.A., Eliseev L.G., Grashin S.A., Gudozhnik A.V., Krupnik L.I., Lysenko S.E., Mavrin V.A., Perfilov S.V., Shelukhin D.A., Soldatov S.V., Ufimtsev M.V., Urazbaev A.O., Van Oost G. and Zimeleva L.G. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. S87.
7. Melnikov A.V., Eliseev L.G., Estrada T., Ascasibar E., Alonso A., Chmyga A.A., Hidalgo C., Komarov A.D., Kozachek A.S., Krupnik L.I., Khrebtov S.M., Liniers M., Lysenko S.E., de Pablos J.L., Pastor I., Pedrosa M.A., Perfilov S.V., Ufimtsev M.V. and Tashchev Yu. I. // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. 092002
8. Яшин А.Ю., Буланин В.В., Петров А.В., Гусев В.К., Курскиева Г.С., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров Ю.В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 588.
9. Abrakov V.V., Akulina D.K., Andryukhina E.D., Batanov G.M., Berezhetskij M.S., Danilkin I.S., Don-skaya N.P., Fedyanin O.I., Gladkov G.A., Grebenshchikov S.E., Harris J.H., Kharchev N.K., Kholnov Yu.V., Kolik L.V., Kovrizhnykh L.M., Larionova N.F., Letunov A.A., Likin K.M., Lyon J.F., Meshcheryakov A.I., Nechaev Yu.I., Petrov A.E., Sarksyian K.A. and Sbitnikova I.S. // Nucl. Fusion. 1997. V. 37. P. 233.
10. Shchepetov S.V., Kholnov Yu.V., Fedyanin O.I., Kuznetsov A.B., Vasilkov D.G., Akulina D.K., Batanov G.M., Gladkov G.A., Grebenshchikov S.E. and Meshcheryakov A.I. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. 045001.
11. Vasilkov D.G., Grebenshchikov S.E., Grishina I.A., Ivanov V.A., Meshcheryakov A.I., Petrova M.N. and Kharchev N.K. J. Phys.: Conf. Ser. V. 2055. 2021. 012005.
12. Kharchev N.K., Batanov G.M., Berezhetskii M.S., Borzosekov V.D., Fedyanin O.I., Grebenshchikov S.E., Grishina I.A., Khol'nov Yu.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kovrizhnykh L.M., Larionova N.F., Malakhov D.V., Meshcheryakov A.I., Petrov A.E., Pleshkov E.I., Sarksyian K.A., Shchepetov S.V., Skvortsova N.N., Stepa-

- khin V.D., Vafin I.Yu., Vasilkov D.G. and Voronov G.S. // Plasma and Fusion Research. V. 2011. V. 6. 2402142.*
13. *Федянин О.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Воронов Г.С., Воронова Е.В., Гладков Г.А., Гребеницков С.Е., Коврижных Л.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малых Н.И., Мещеряков А.И., Нечаев Ю.И., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Щепетов С.В., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 880.*
 14. *Васильков Д.Г., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 694.*
 15. *Щепетов С.В., Хольнов Ю.В., Васильков Д.Г. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 151.*
 16. *Щепетов С.В., Васильков Д.Г., Хольнов Ю.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 469.*
 17. *Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Борзосекоев В.Д., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Гребеницков С.Е., Гришина И.А., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малахов Д.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Харчевский А.А., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 666.*