

УДК 533.9.07, 533.9.078

СПОНТАННЫЕ И ВЫНУЖДЕННЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАТОРА Л-2М В РЕЖИМЕ ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ ЭЦР-НАГРЕВА

© 2024 г. Д. Г. Васильков^{a, b, *}, В. Д. Борзосеков^a, Н. Н. Скворцова^{a, c}, Н. К. Харчев^{a, d}

^aИнститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

^bМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

^cМИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия

^dНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: lhdld81@mail.ru

Поступила в редакцию 15.05.2024 г.

После доработки 15.07.2024 г.

Принята к публикации 16.07.2024 г.

Приводится сравнительный анализ эволюции макро- и микропараметров плазмы при спонтанных и вынужденных переходных процессах в классическом квазистационарном стеллараторе Л-2М. Нагрев плазмы осуществлялся в режиме электронно-циклотронного резонансного нагрева (ЭЦРН) на второй гармонике гирочастоты в условиях высокого удельного энерговыделения в диапазоне мощностей 0.8–2 МВт/м³. Спонтанные переходные процессы наблюдаются при постоянной мощности нагрева, а вынужденные инициированы скачкообразно растущей или убывающей мощностью нагрева. Проводится поиск связи эволюции макропараметров плазмы (в первую очередь энергетического времени жизни) с параметрами плазменной турбулентности. Приводятся физические модели явлений, определяющих динамические изменения макропараметров плазмы. Анализ данных высокочастотных диагностик позволяет выявить влияние МГД и кинетических неустойчивостей на переходные процессы в горячей плазме стелларатора, а также роль взаимодействия плазмы со стенками вакуумной камеры.

Ключевые слова: управляемый термоядерный синтез, бестоковая плазменная магнитная ловушка — стелларатор, электронный циклотронный резонансный нагрев плазмы, переходные процессы, плазменная турбулентность.

DOI: 10.31857/S0367292124090015, EDN: DVLGIC

1. ВВЕДЕНИЕ

Динамические переходные процессы играют большую роль в замкнутых магнитных ловушках — токамаках и стеллараторах. С их помощью существует возможность увеличения энергетического времени жизни τ_E плазмы, повышения температуры электронной T_e и ионной T_i компонент, необходимой для достижения критерия Лоусона или тройного произведения $n_e T_i \tau_E$. В настоящее время наблюдаются тенденции работать на крупномасштабных установках с мощными источниками нагрева. Однако в соответствии со стеллараторным скейлингом ISS04 зависимость τ_E обратно пропорционально мощности на-

грева P [1]. Кроме экстенсивного увеличения энергии плазмы W , необходим и интенсивный путь подавления переноса тепла из плазмы и эффективное удержание плазмы при увеличении газокинетического давления плазмы p . Увеличение давления плазмы возможно как при крупномасштабных, так и при локальных переходных процессах с образованием внутренних или внешних транспортных барьеров, а в некоторых случаях отдельно по электронной или ионной компоненте плазмы. Можно разделить переходные процессы на спонтанные, не связанные с заданным изменением параметров разряда [2], и на вынужденные, инициированные изменением

условий нагрева плазмы или действием газонапуска [3, 4]. Также на динамику параметров плазмы во многих случаях влияют условия взаимодействия краевой плазмы со стенками вакуумной камеры. Практический интерес представляет сравнение ряда важных параметров, сопровождающих переходные процессы, в частности, выявление низкоамплитудных предвестников спонтанных переходов.

Связь эволюции макропараметров плазмы, в первую очередь энергетического времени жизни, с микропараметрами — турбулентностью, кинетическими неустойчивостями — представляет большой интерес, проливая свет на влияние аномального тепло- и массопереноса. Отдельный интерес представляют системы, работающие без индукционного тока, не испытывающие влияния токово-винтовых и макроскопических магнито-гидродинамических (МГД) неустойчивостей, связанных с давлением плазмы. В подобных системах есть возможность выявить корреляцию, хотя бы качественную, между значениями принципиальных макропараметров плазмы и параметрами плазменной турбулентности. Существенно, что подобные исследования могут проводиться на установках небольших размеров, экстенсивные параметры плазмы которых (объем, полная энергия) и детали конструкции не играют значимой роли. Важной во всех случаях является роль пристеночной слабо замагниченной плазмы, в которой происходит диффузионно-конвективный механизм тепломассообмена в плазменном слое (scrape-off layer — SOL), взаимодействующем со стенками вакуумной камеры, а также изменение потоков в результате варьирования внешних параметров — мощности и локализации нагрева, включения/выключения других методов нагрева, срывов, микродуг на стенках камеры и элементах установки и др.

Из многочисленных работ, посвященных спонтанным переходным процессам, можно упомянуть работу [2], когда в стеллараторной системе наблюдается падение флуктуаций плотности при формировании электронного транспортного барьера. В экспериментах на стеллараторе TJ-II было показано, что фронт возмущения плотности и температуры плазмы при инжекции примесей распространяется аномально быстро, в режиме так называемой баллистической моды [5]. Следовательно, можно предполагать, что процесс инжекции газа тесно

связан с процессами аномального переноса, т. е. с развитием неустойчивостей и турбулентности плазмы. Важно выявить влияние распространения инжектируемого в плазму газа, в том числе выбитых из стенок примесей. Существенно также анализировать эволюцию микротурбулентности плазмы при поступлении частиц со стенки камеры в плазму.

Вынужденные переходные процессы, как правило, связаны с методом нагрева плазмы, с контролируемым изменением водимой мощности и параметрами источника частиц, например, программой работы газонапускных клапанов или пеллет-инжекцией. При вынужденном переходном процессе изменение плотности и температуры плазмы, а также градиентов этих величин должно повлиять на условия возбуждения неустойчивостей. Например, проводились эксперименты с включением мощного дополнительного нагрева, вызывающего импульсное дополнительное газоотделение стенки. Так при удвоении мощности ЭЦР-нагрева удваивалась и мощность тепловой нагрузки на стенки вакуумной камеры, что вызывало существенное усиление распыления материала покрытия стенок и импульсное поступление атомов материала покрытия в пристеночную плазму после включения импульса дополнительного нагрева [6].

В любом случае модель влияния пристеночного слоя и его динамика совокупно с описанием турбулентного механизма периферийной плазмы может, в принципе, корректно описать физику переноса.

Для описания переноса в стеллараторах была разработана модель неоклассического переноса в плазме с учетом аномальных потерь. Для неоклассических коэффициентов переноса в стационарном случае решалась система из четырех нелинейных уравнений первого порядка для плотности, температуры и компонент амбиполярного поля. Аномальные потери вводились согласно феноменологической модели на основе размерных соображений [7]. Также анализировалась возможность бифуркации в стеллараторной системе с неоклассическим переносом, которая может быть связана с переходным процессом (наличие двух устойчивых состояний и одного неустойчивого). Из двух найденных аналитически стационарных решений устойчивым оказалось только одно, соответствующее меньшему по абсолютной величине

значению амбиполярного электрического поля [8]. В соответствующей модели кроме диффузионных потоков энергии и частиц закладываются конвективные, пропорциональные временным производным амбиполярного поля, то есть связанные с токами поляризации. Как оказалось, отсутствие зависимости от аномальных потоков в плазме существенно исказило картину источников частиц и мощности нагрева.

Для корректного описания переходных процессов, при которых возможно формирование краевых транспортных барьеров и изменение поступления частиц со станок камеры, необходимо учитывать также влияние краевой области плазмы, как внутри, так и вне сепаратрисы магнитных поверхностей. Широко принятым является механизм переноса тепла в области вне сепаратрисы в результате продольной электронной теплопроводности, рассчитываемой в диффузионном приближении с локальными эмпирическими транспортными коэффициентами. В то же время подобный подход не позволяет достаточно адекватно описать аномальные процессы переноса, вызываемые низкочастотной турбулентностью. Моделирование процессов переноса возможно также с учетом самосогласованного поддержания турбулентной плазмы в состоянии, близком к турбулентно-релаксированному [9].

Резюмируя, нужно сказать, что для прояснения физики переноса в замагниченной плазме в тороидальных ловушках необходимо непосредственно изучать связи и корреляцию между динамическим изменением макропараметров и эволюцией флуктуирующих микропараметров, что возможно и на установках сравнительно небольших размеров и параметров плазмы. Более того, в квазистационарных установках при отсутствии индукционного тока можно избежать перестройки структуры магнитного поля в результате эволюции амплитуды и профиля тока и связанных с индукционным током макроскопических неустойчивостей.

Цель настоящей статьи состоит в представлении сравнительных исследований спонтанных и вынужденных переходных процессов и сопутствующей эволюции турбулентных флуктуаций, возникающих в плазме стелларатора Л-2М в режиме ЭЦР-нагрева.

2. УСТАНОВКА Л-2М, ГИРОТРОННЫЙ КОМПЛЕКС МИГ-3 И ДИАГНОСТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Установка Л-2М (ИОФ РАН) — классический стелларатор с большим широм магнитного поля и плоской геометрической осью. Магнитная структура установки создается по принципу классического стелларатора набором дискретных катушек тороидального поля и двумя парами винтовых обмоток полоидального поля. Основные параметры установки следующие: полное число периодов винтового поля $N = 14$, заходность $l = 2$, большой радиус геометрической оси тора $R_0 = 1$ м, средний радиус сепаратрисы $a_p = 0.115$ м, максимальное (резонансное) магнитное поле на оси $B_0 = 1.34$ Т. Плотность плазмы варьируется в диапазоне $n_e = (0.5-3) \times 10^{19}$ м⁻³, электронная температура $T_e = 500-1500$ эВ, энергия плазмы $W = 100-700$ Дж. За относительную координату малого радиуса принята величина $x = a/a_p$, где a — средний радиус эллиптической магнитной поверхности. Подробное описание установки представлено в [10]. В качестве рабочего газа для создания плазмы использовался водород, перед рабочим режимом стенки камеры покрывались бороуглеродной пленкой. В результате этого происходил процесс боронизации стенок вакуумной камеры. После боронизации значения эффективного заряда плазмы, измеренные по ее проводимости, лежат в интервале $Z_{\text{eff}} = 1.5-2$, причем в экспериментах не наблюдается зависимости Z_{eff} от плотности [11].

Создание и нагрев плазмы осуществлялся с помощью СВЧ-излучения в диапазоне мощностей 0.1–1 МВт методом электронно-циклотронного резонанса на 2-й гармонике гирочастоты [12]. Применявшийся в данных экспериментальных сериях гиротронный комплекс МИГ-3¹ состоит из двух гиротронов, работающих соответственно на частотах 75 ГГц и 74,8 ГГц. Существенным является то, что часть поглощаемого СВЧ-излучения трансформируется в бернштейновские волны, поглощающиеся в области середины радиуса, вследствие этого профиль поглощаемой мощности существенно расширяется [13].

Эксперименты, описанные здесь, проводились при значениях $\langle \beta \rangle \leq 0.25\%$, где $\langle \beta \rangle$ есть отношение газокINETического давления плазмы к маг-

¹ Предыдущий комплекс МИГ-2 с одним гиротроном позволял вводить мощность СВЧ до 0.35 МВт.

нитному давлению, усредненное по объему плазменного шнура. В стеллараторе Л-2М плазма практически бестоковая, малый неиндукционный ток $I_p < 5$ кА, состоящий из суммы бутстреп-тока, тока увлечения и тока Пфирша–Шлютера, не может заметно изменить геометрию магнитных поверхностей или повлиять на условия устойчивости.

Диагностический комплекс установки позволяет определять глобальные, радиальные и локальные параметры плазмы. Радиальное распределение электронной температуры $T_e(a)$ определяется по данным измерений излучения в рентгеновском, оптическом и СВЧ-диапазонах, распределение электронной плотности $n_e(a)$ — по данным СВЧ и лазерного интерферометров. Флуктуирующие значения электрического поля и плотности измеряются с помощью зондовых диагностик, рефлектометрии и регистрации рассеяния СВЧ-излучения гиротрона на флуктуациях плотности.

В краевой и высокотемпературной плазме стелларатора Л-2М измерялись плазменные флуктуации. Электрический потенциал плазмы и его флуктуации регистрировались с помощью зонда Ленгмюра, вдвигаемого на глубину до 1 см внутрь от граничной магнитной поверхности [14].

Флуктуации плотности измерялись несколькими методами по рассеянию СВЧ-излучения одного из гиротронов (первого гиротрона, используемого для пробоя разряда газа и его ионизации). Линейно поляризованное СВЧ-излучение гиротрона расщепляется на входе в плазму на Х-волну (необыкновенную) и О-волну (обыкновенную) [15]. Около 90% мощности излучения гиротрона приходится на Х-волну. Регистрация обратного рассеяния Х-волны (далее — ОР), поглощаемой в центре плазменного шнура, позволяет определять коротковолновые флуктуации концентрации плазмы с волновым числом $k_{\perp} = 30$ см⁻¹. Длинноволновые флуктуации с волновым числом $k_{\perp} = 1$ см⁻¹ регистрируются с помощью метода малоуглового рассеяния О-волны (далее МУР). Таким образом, измерялись характеристики флуктуаций плотности, усредненные по сечению плазменного шнура [16].

Регистрировалась компонента поля отраженного и рассеянного назад СВЧ-излучения, коллинеарная полю в падающей волне. Это соответствовало регистрации поля отраженной Х-волны. Для регистрации рассеянного излучения

была использована схема гомодинного детектирования. В такой схеме частоты флуктуаций плотности регистрируются в спектре как результат интерференции опорного и рассеянного потоков СВЧ-излучения. Осциллирующая компонента рассеянного излучения пропорциональна квадрату флуктуаций плотности плазмы, усредненному по объему рассеяния [17].

В данных измерениях необходимо учитывать отражение СВЧ-излучения. Расчетные значения коэффициента отражения (по мощности) необыкновенной волны от области резонанса на второй гармонике гирочастоты электронов сильно зависят от плотности плазмы и электронной температуры в резонансной области. Флуктуации плотности усредняются по оси СВЧ-пучка от границы плазменного шнура до области гирорезонанса. При падении плотности n_2 течение разряда сигнал, пропорциональный n_2^2 , падает, при растущей плотности — этот сигнал подрастает. Необходимо отметить, что речь идет о регистрации отражения по СВЧ-лучу назад, что в магнитной конфигурации стелларатора Л-2М означает регистрацию эффекта диффузного отражения. Изучение отражения СВЧ-волн от области ЭЦР-нагрева показало расхождение результатов измерений с расчетами зеркального отражения излучения от области гирорезонанса в рамках одномерной модели [18].

Для спектрального и корреляционного анализа измеренных сигналов низкочастотных плазменных флуктуаций применялись разработанные для описанных диагностик численные методы анализа [19, 20].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В более ранних экспериментах с гиротронным комплексом МИГ-2 в импульсах наблюдались спонтанные переходные процессы, приводившие к незначительному (не более 10%) изменению макропараметров. Сравнение эволюции флуктуирующих и макропараметров в экспериментах с МИГ-2 и МИГ-3 приведены в [21]. В экспериментах с гиротронным комплексом МИГ-3 были зарегистрированы динамические переходные процессы, имеющие сходство с переходными процессами из стандартного (L) в режим улучшенного удержания — так называемыми L-N-переходами [22]. В режиме мощного ЭЦР-нагрева в диапазоне вводимой в плазму СВЧ-мощности 0.3–1 МВт (соответствующие удельные

мощности нагрева составляют $1.2\text{--}4\text{ МВт/м}^3$) реализованного с помощью гиротронного комплекса МИГ-3, в разрядах наблюдаются спонтанные переходные процессы, сопровождающиеся ростом энергии до 25% и плотности плазмы до 50% [23]. К сожалению, из-за высокого уровня тепловой нагрузки на близкие к плазме элементы установки, в данном режиме ленгмюровские зонды были отодвинуты наружу от сепаратрисы, и структура плазменной периферии не изучалась, в отличие от более ранних исследований с использованием гиротронного комплекса МИГ-2 [21].

В представленной работе для анализа было выбрано три режима (рис. 1). Первый режим реализован в импульсе № 17449 (рис. 1а, б) с постоянной заданной СВЧ-мощностью нагрева, два гиротрона работают синхронно во временном интервале с 51 по 60 мс с суммарной мощностью $P = 0.6\text{--}0.45\text{ МВт}$. Отсчет времени ведется от момента включения электрического тока через магнитную систему стелларатора, указанный интервал соответствует постоянному значению магнитной индукции в плазме стелларатора Л-2М. Диапазон значений СВЧ-мощности отражает спад мощности в течение импульса по результатам детектирования. В этом импульсе наблюдается спонтанный рост плотности на 56-й мс. Второй режим реализован в импульсе № 17343 (рис. 1в, г), — это режим с модуляцией СВЧ-мощности нагрева (рост мощности в течение СВЧ-импульса). Первый гиротрон с мощностью $P_1 = 180\text{--}160$ включается на 48-й мс и выключается на 56-й мс, второй гиротрон с мощностью $P_2 = 260\text{--}230$ включается на 55-й мс, выключается на 61-й. Третий режим — скачкообразное понижение мощности в течение импульса СВЧ-нагрева реализован в импульсе № 17329; при этом мощности гиротронов удерживаются в интервалах соответственно $P_1 = 0.3\text{--}0.25\text{ МВт}$, $P_2 = 0.17\text{--}0.12\text{ МВт}$. Во всех рассматриваемых случаях осуществлялся режим центрального ЭЦР-нагрева, — резонансная область поглощения СВЧ-излучения лежала в центре плазменного шнура. Необходимо отметить, что все три режима сопровождаются скачкообразным ростом плотности плазмы при переходном процессе.

Динамика и численные значения τ_E в различных режимах ЭЦР-нагрева представлены на рис. 2. Методика расчета динамики τ_E дается в [24]. На рис. 2а представлена эволюция τ_E при

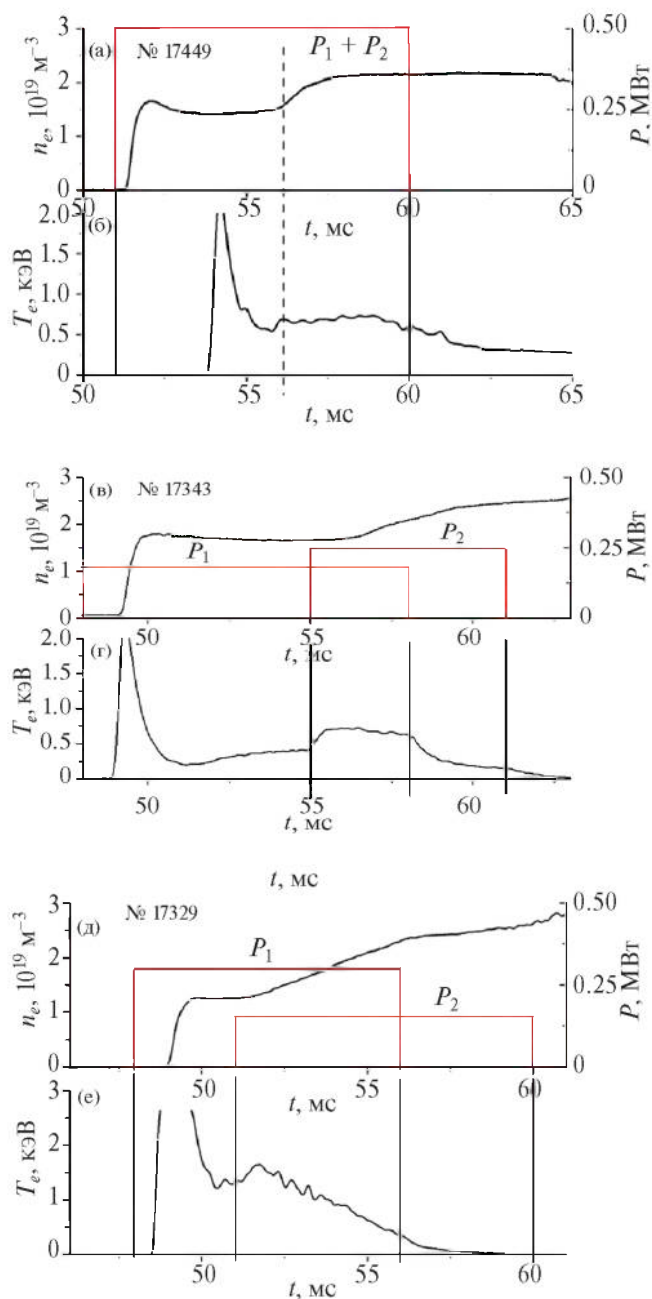


Рис. 1. Временная эволюция средней электронной плотности n_e (слева) и центральной электронной температуры T_e (справа) для трех выбранных режимов: а, б) спонтанный переходный процесс; в, г) модулированное увеличение мощности; д, е) модулированное уменьшение мощности. Сценарий ЭЦР-нагрева указан красными линиями. Пунктирная линия соответствует моменту спонтанного переходного процесса.

введении в плазму немодулированной СВЧ-мощности 0.5 МВт , спонтанный переходный процесс дает приращение τ_E в 1.5 раза, — между двумя стационарными состояниями на 54-й и 58-й мс СВЧ-импульса энергетическое время

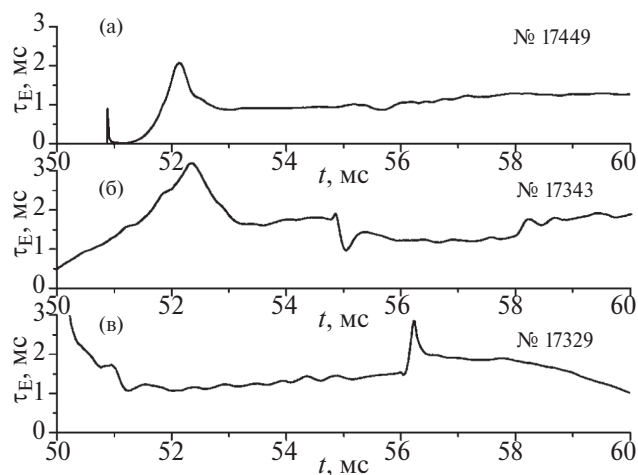


Рис. 2. Временная эволюция энергетического времени плазмы τ_E на квазистационарной фазе разряда для режимов со спонтанным переходом (а), скачкообразным ростом (б) и уменьшением мощности нагрева (в).

τ_E меняется с 0.9 до 1.3 мс. На рис. 2б представлена динамика τ_E при увеличении мощности нагрева, при этом τ_E падает с 1.8 мс до 1.2 мс. Наконец на рис. 2в представлен режим с уменьшением мощности, при этом τ_E растет от 1.5 до 1.9 мс. Поскольку энергия плазмы в установке Л-2М мала, высокие мощности нагрева не позволяют получить высокие значения τ_E в стационарном режиме, в отличие от так называемого профилированного режима [24], в котором имеется возможность кратно увеличить τ_E . Первый гиротрон при фиксированной мощности служил для ионизации и первичного нагрева плазмы, второй обеспечивал стационарный разряд длительностью 10 мс. В данном случае в режиме с уменьшением мощности нагрева было получено рекордное для плазмы в стеллараторе Л-2М значение $\tau_E = 7$ мс [24].

Во всех случаях экспериментальные значения τ_E разумно согласуются с рассчитанными по полумпирической Транспортной модели канонических профилей, ранее применявшейся к токамакам [25].

Для получения определенного значения τ_E важна динамика электронной температуры T_e и плотности n_e , а также энергосодержание плазмы $W \sim \int (n_e T_e + n_i T_i) dV$. Динамика T_e на стационарной фазе разряда определяется модуляцией P , динамика центральной и усредненной плотности n_e зависит от ее перераспределения по диаметру шнура и от источника частиц основной компоненты плазмы и от поступления примесей со стенок. Известно, что при ЭЦР-нагреве имеет

место эффект выноса плотности из центральной области (rimr-out), приводящий к формированию немонотонного “провального” профиля плотности (рис. 3). В то же время при наличии индукционного тока эффект rimr-out увеличивается с ростом n_e до определенного критического значения, после чего уменьшается. Критическое значение плотности зависит от тока плазмы; с ростом тока оно возрастает при фиксированной мощности ЭЦР-нагрева [26]. Профиль электронной температуры обладает краевым транспортным барьером, динамику которого с помощью оптических диагностик определить не удастся [27].

Ранее обнаружено, что при скачкообразном увеличении мощности ЭЦР-нагрева в течение разряда усиливается импульсное поступление примесей в плазму, вызванное распылением покрытия стенки камеры стелларатора Л-2М. Также включение дополнительной мощности нагрева ведет к подавлению длинноволновых ($k_{\perp} = 2 \text{ см}^{-1}$) флуктуаций плотности в краевой плазме, нарастанию коротковолновых ($k_{\perp} = 30 \text{ см}^{-1}$) и длинноволновых флуктуаций ($k_{\perp} = 1 \text{ см}^{-1}$) в срединной области плазмы и к усилению коротковолновых флуктуаций ($k_{\perp} = 20 \text{ см}^{-1}$) в центральной области, включая область гирорезонанса. В краевой плазме при поступлении примесей наблюдается падение потенциала и его флуктуаций. Поступление примесей в плазму, как и любой резкий рост плот-

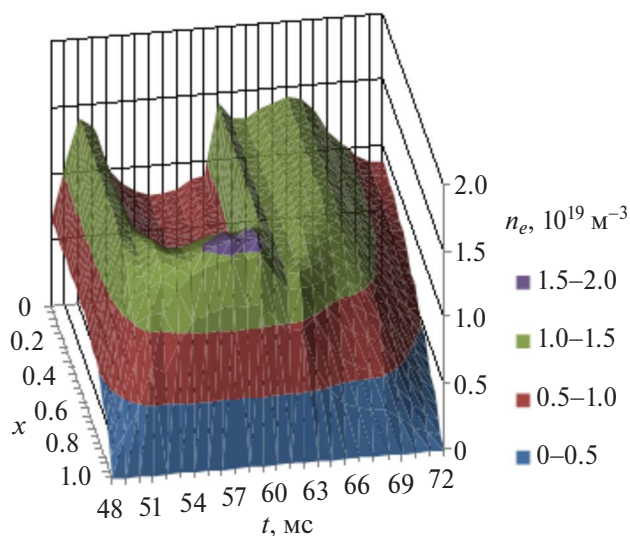


Рис. 3. Пространственно-временное распределение электронной плотности плазмы при ЭЦР-нагреве с эффектом rimr-out по данным лазерной интерферометрии.

ности, вызывает всплеск и повышение уровня МГД-активности [6].

На рис. 4 и 5 представлена эволюция макропараметров в сравнении со структурой флуктуаций. На рис. 4 даны параметры импульса со спонтанным переходным процессом: а) огибающие СВЧ-импульсов ЭЦР-нагрева в условиях, когда оба гиротрона работали синхронно с суммарной мощностью, достигающей 0.5 МВт, б) временные эволюции средней электронной плотности (синяя линия) и энергии плазмы (зеленая линия). На рис. 4в представлена эволюция интенсивности излучения линий атомарного водорода $H\alpha$ (переходный процесс сопровождается падением сигнала) и ионов бора BII (при переходном процессе наблюдается рост этого сигнала). На рис. 4г представлен фурье-спектр малоуглового рассеяния гиротронного излучения, на рис. 4д — фурье-спектр обратного рассеяния гиротронного излучения в плазме. Вертикальной линией отмечен момент перехода. Видно, что диагностики дают отклики на стационарные стадии разряда до перехода (53–55.5-я мс) полоса спектра $f = 0 \dots 100$ кГц наблюдается в сигнале малоуглового рассеяния (МУР), после перехода, при плотности,

возросшей до $2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, наблюдается сигнал обратного рассеяния (ОР) в диапазоне частот $f = 0 \dots 150$ кГц.

На рис. 5 представлены временные эволюции сигналов ленгмюровского зонда, свидетельствующие об изменении структуры электрического поля. Сравниваются импульсы с модуляцией мощности нагрева — падением (№ 17329) и ростом (№ 17343). На рисунке представлены: а) осциллограммы плавающего потенциала ленгмюровского зонда V_f (красная линия — с ростом, черная линия — с падением мощности); б) фурье-спектр V_f в импульсе с ростом мощности, в) фурье-спектр V_f в импульсе с падением мощности. Видно радикальное (на порядок) падение потенциала при выключении второго гиротрона (56-я мс), как и обрезание флуктуаций рассеяния. При включении второго гиротрона наблюдается четырехкратный рост V_f . Рост потенциала и уширение его спектра коррелирует с включением дополнительного нагрева. После выключения первого СВЧ-импульса и при действии второго СВЧ-импульса наблюдается монотонное падение потенциала и сужение частотного спектра.

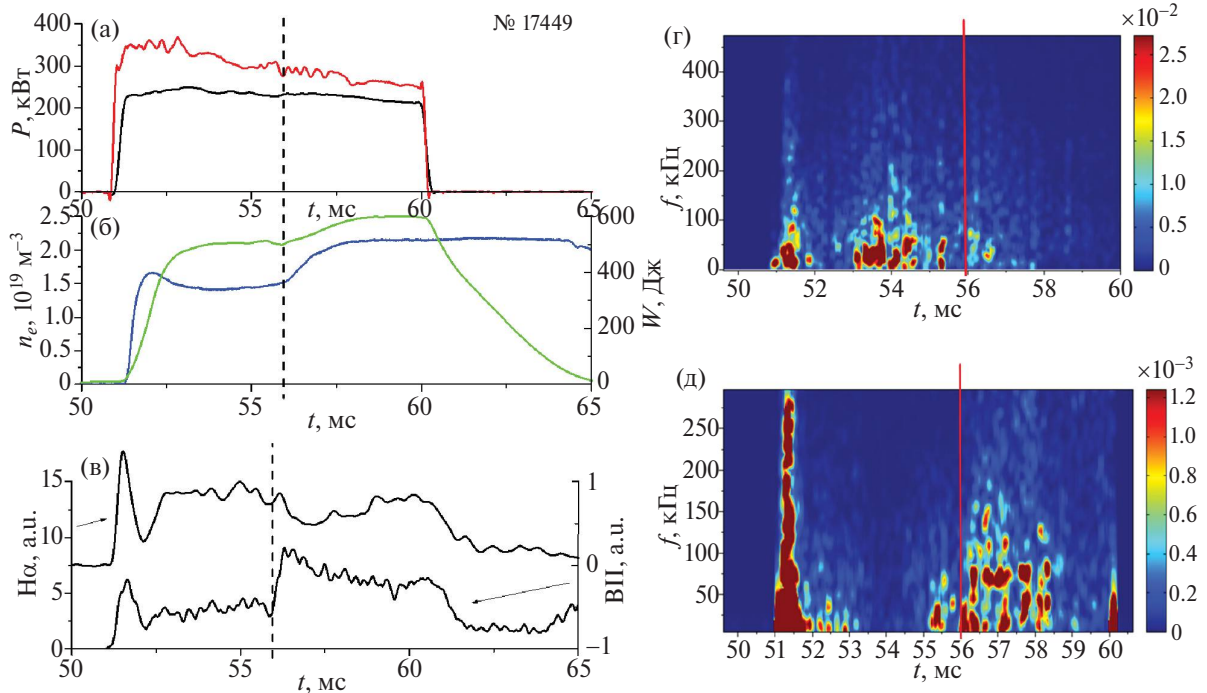


Рис. 4. Параметры импульса со спонтанным переходным процессом: а) мощности двух гиротронов P_1 (красная линия) и P_2 (черная линия); б) средняя электронная плотность (синяя линия) и энергия плазмы (зеленая линия); в) интенсивности излучения линий атомарного водорода $H\alpha$ и ионов бора BII ; г) фурье-спектр малоуглового рассеяния гиротронного излучения, д) фурье-спектр обратного рассеяния гиротронного излучения. Пунктиром отмечен момент перехода, вертикальными сплошными линиями — моменты включения и выключения СВЧ-излучения гиротронов.

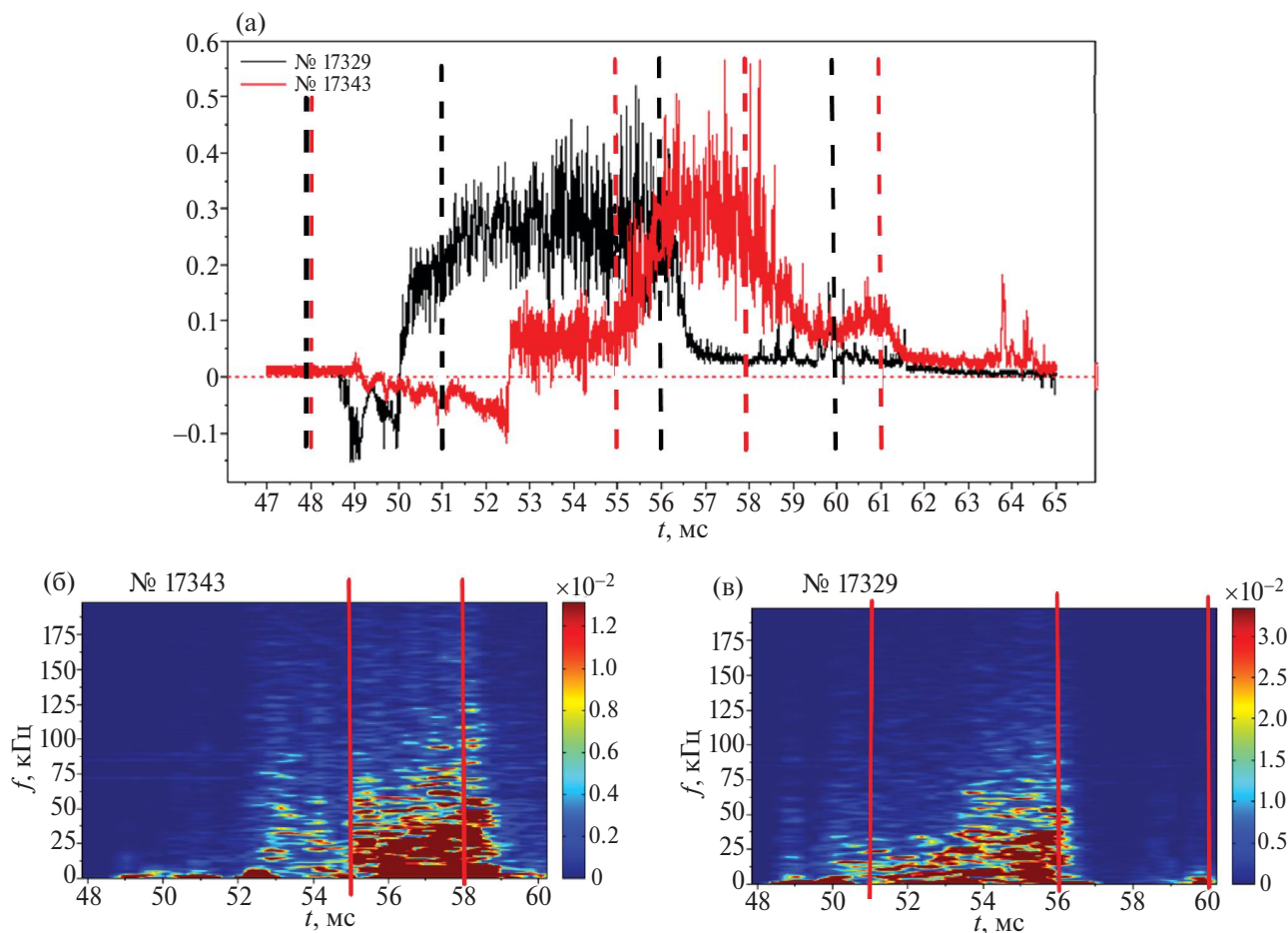


Рис. 5. Плавающий потенциал ленгмюровского зонда в импульсах с модуляцией СВЧ-мощности нагрева. а) Осциллограммы плавающего потенциала V_f (красная линия — с ростом, черная линия — с падением СВЧ-мощности); б) фурье-спектр флуктуаций V_f в импульсе с ростом мощности, в) фурье-спектр флуктуаций V_f в импульсе с падением СВЧ-мощности. Вертикальными пунктирными линиями отмечены моменты включения и выключения гиротронов.

Подобный эффект — низкое значение потенциала на краю и его скачкообразный рост/падение — наблюдается как на начальной стадии, в условиях холодной периферийной плазмы. Это обусловлено тем, что пока механизм распространения тепла теплопроводностный и не открылся канал конвекции и диффузии на краю [28]. Также подобное явление наблюдается в условиях импульсно-периодического нагрева плазмы, когда в паузах между импульсами температура и потенциал периферийной плазмы падает практически до нуля [29].

Фурье-спектры сигналов обратного рассеяния гиротронного излучения для трех рассматриваемых сценариев разряда представлены на рис. 6. Рисунок 6а соответствует импульсу со спонтанным переходом, рис. 6б — с ростом мощности нагрева, 6в — с уменьшением. В импульсе со спонтанным переходом первый всплеск флуктуаций с 51-й по

52-ю мс коррелирует с первоначальным ростом плотности, и дальнейший спад до полосы с частотой 0...30 кГц соответствует небольшому спаду плотности (см. рис. 1а). Далее при постоянной плотности до переходного процесса флуктуации практически отсутствуют. После окончания переходного процесса появляются флуктуации в полосах частот 0...40 и 60...80 кГц, при этом наблюдаются флуктуации и на более высоких частотах. Флуктуации имеют вспышечный характер.

Характер спектра для импульса с ростом СВЧ-мощности нагрева весьма сходен. Начальная стадия аналогична предыдущему случаю, характер флуктуаций не меняется при включении второго гиротрона на 55-й мс. После начала роста плотности плазмы на 56-й мс появляются флуктуации, частотный спектр которых аналогичный 6а.

Характер флуктуаций для 6в иной, при этом необходимо отметить, что в этих условиях схема

4. ОБСУЖДЕНИЕ

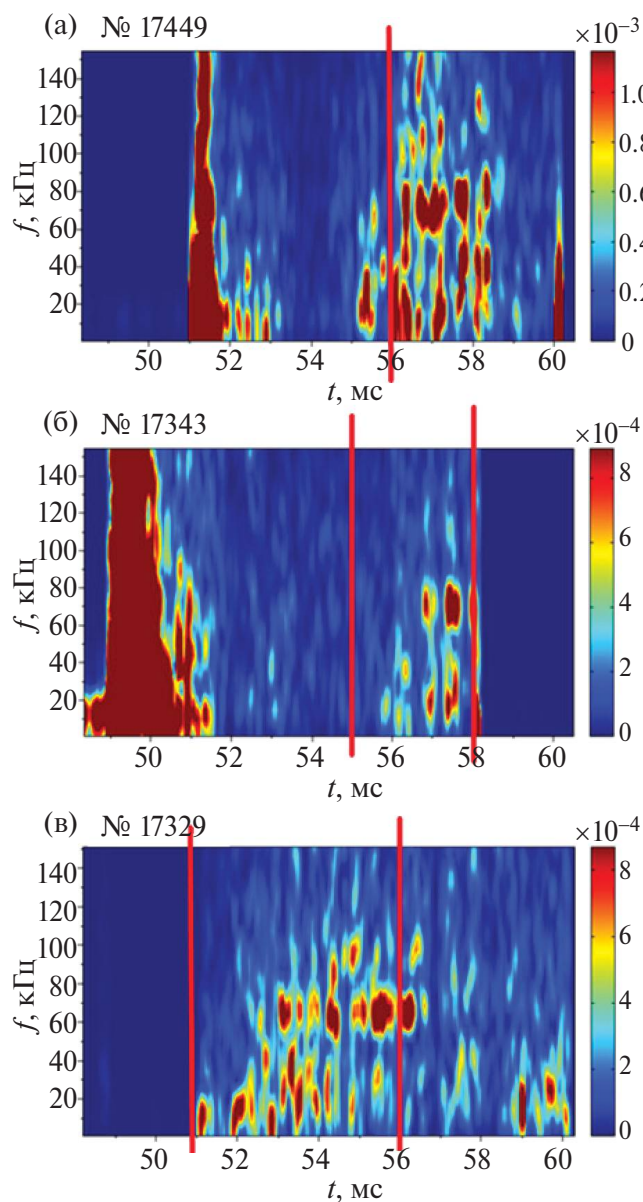


Рис. 6. 3D-фурье-спектр сигнала обратного рассеяния гиротрона для трех режимов: а) импульс со спонтанным переходным процессом, б) импульс с ростом СВЧ-мощности, в) импульс с уменьшением СВЧ-мощности. Вертикальными линиями отмечены спонтанный переход (а) и моменты включения и выключения СВЧ-излучения гиротронов (б, в).

измерений технически отличалась. В данном случае полоса меньших частот появляется с началом роста плотности, полоса больших частот появляется с задержкой, на 53-й мс, полоса меньших частот исчезает на 54.5-й мс, после выключении первого гиротрона, полоса больших частот — на 56.5-й мс. Надо отметить, что эти времена не коррелируют с временами включения и выключения СВЧ-нагрева.

Для анализа требуется рассмотреть особенности взаимодействия краевой плазмы со стенкой и его изменение при переходных процессах, а также возможные плазменные неустойчивости для условий представленных экспериментов.

В стеллараторе Л-2М при мощности ЭЦР-нагрева 0.2 МВт удельные нагрузки на стенку камеры в углах сепаратрисы магнитных поверхностей составляют 0.5 МВт/м². Удвоение мощности в эксперименте (импульс № 17343) и соответствующее увеличение диффузионных и конвективных потоков плазмы, воздействующих на стенки вакуумной камеры в углах сепаратрисы, вызывают заметное распыление бороуглеродного покрытия стенок камеры. Именно этот эффект позволяет поставить эксперименты по изучению влияния импульсного поступления примесей на турбулентные флуктуации плотности и потенциала, а также на МГД-активность [6]. Если радиационные потери и потоки атомов перезарядки распределены по камере приблизительно равномерно, то взаимодействие плазма-стенка происходит в узкой области вблизи углов сепаратрисы. Также было показано, что в режимах дополнительного ЭЦР-нагрева при условии падения средней плотности плазмы наблюдается рост уровня коротковолновых турбулентных флуктуаций плотности с задержкой 2–4 мс относительно фронта включения СВЧ-импульса дополнительного нагрева, и сохраняется уровень длинноволновых флуктуаций плотности [6].

В случае спонтанных переходных процессов с перестройкой периферийного слоя плазмы одновременно с существенным ростом плотности растет и МГД-активность. Также рост МГД-активности наблюдался при вынужденном переходе, вызванном увеличением СВЧ-мощности нагрева. Видимо, механизм изменения периферии плазмы при спонтанном переходном процессе с высокой мощностью во многом аналогичен режиму с увеличением мощности. По крайней мере, структура спектра частотных флуктуаций плотности близка (рис. 5).

В связи с этим интересным представляется сравнение микропроцессов при увеличении мощности нагрева плазмы (подробно изученном в [6]) и в режиме с падением мощности, при котором наблюдается эффект значительного роста энергетического времени жизни [24]. Увеличение уровня флуктуаций плотности также происходит

при увеличении плотности плазмы. Однако в этом случае наблюдается и рост энергетического времени жизни. Этот результат, по-видимому, можно трактовать как уменьшение турбулентного потока тепла из-за падения температуры и роста плотности плазмы, несмотря на рост флуктуаций плотности [6].

Из рис. 3 видно, что характер спектра отраженного назад рассеяния для спонтанного и вынужденного переходных процессов, сопровождающихся ростом плотности, сходен, — он спадает при росте плотности и снова возрастает при падении ее в результате рекомбинации. Возможная перестройка профиля плотности в данных экспериментах не измеряется, однако ранее было обнаружено, что при увеличении мощности нагрева растет глубина “провала” плотности в центральной области плазменного шнура (эффект *pump-out*, некомпенсированный индукционным током) и одновременно возрастает ее значение на периферии за счет динамического роста энергетической нагрузки на стенки [29].

Минимальный уровень флуктуаций наблюдается для магнитного поля $B_{\text{н}}/B_0 \sim 5 \times 10^{-5}$, где $B_{\text{н}}$ — амплитуда флуктуирующего магнитного поля, B_0 — тороидальное магнитное поле на оси плазменного шнура. Уровень флуктуаций плотности в приграничной области плазменного шнура $n_{\text{н}}/n \sim 0.2-0.3$. в центральной области данное значение уменьшается до 0.1. В приграничном слое могут развиваться локализованные МГД-неустойчивости типа пилинг-мод [30], а в более глубоких слоях — дрейфовые вихри [31, 32]. В области нагрева о природе структур пока можно только предполагать. Низкочастотные пульсации с высоким уровнем кросс-корреляции пронизывают весь плазменный шнур. Взаимосвязь между турбулентными пульсациями в разных видах низкочастотной структурной турбулентности возникает через взаимное влияние ансамблей стохастических структур [33].

В обсуждаемых экспериментах были обнаружены следующие характерные флуктуации. Для электрического потенциала вблизи сепаратрисы характерно: абсолютное значение плавающего V_f увеличивается при включении второго гиротрона, при выключении — V_f падает практически до нуля. При включении второго гиротрона расширение спектра флуктуаций от 0...10 до 0...70 кГц, при

выключении второго гиротрона падение этого спектра до 0 во всем частотном диапазоне.

Флуктуации плотности: для волнового числа $k_{\perp} = 1 \text{ см}^{-1}$ характерна полоса частот 0...100 кГц до спонтанного переходного процесса, затем интенсивность флуктуаций падает до 0 во всем частотном диапазоне. Для волнового числа $k_{\perp} = 30 \text{ см}^{-1}$ в спектре флуктуаций появляются полосы частот 10–30 и 60–80 кГц после спонтанного переходного процесса. Близкий характер и для режима с ростом СВЧ-мощности нагрева плазмы, — при начале роста плотности наблюдаются частотные полосы 10–30 и 60–80 кГц. В импульсе с уменьшением СВЧ-мощности наблюдаются флуктуации плотности в полосах 0...40 и 60...80 кГц и их перестройка. Флуктуации плотности имеют вспышечный характер.

Проанализируем характер обнаруженных флуктуаций. К низкочастотным возмущениям (частоты масштаба $f \sim 10$ кГц) относятся электростатические геодезические акустические моды (ГАМ) с характерной частотой $f = f = (2\gamma / \rho R_0^2)(1 + \mu^2 / 2)$, где p и ρ — соответственно давление и плотность плазмы, γ — показатель адиабаты. Сателлит ГАМ на трехмерной кривизне имеет характерную частоту $f = C_s \sqrt{2 + \mu^2} \sim \sim 64$ кГц, где μ — угол вращательного преобразования силовой линии, C_s — скорость ионного звука. Трехмерная акустическая мода, характерная для плазмы стеллараторов, имеет частоту с $\omega \sim \omega_{\text{ГАМ}} N_{\mu} / l$, где N — число периодов магнитного поля, l — заходность стелларатора. Оценка для Л-2М дает частоту $f \approx 110$ кГц [34]. Что касается кинетических неустойчивостей, то оценка для ионной температурной градиентной (ITG) моды для параметров плазмы Л-2М дает значения $f \leq 100$ кГц, для электронной температурной градиентной (ETG) моды дает $f \leq 1$ МГц [35]. Необходимо также отметить, что некоторые возмущения могут трансформироваться, например, градиентная мода может переходить в сателлит ГАМ близкой частоты (механизм перехода по спектру).

Вклад периферийной плазмы можно оценивать с точки зрения как диффузионных, так и недиффузионных (конвективных) механизмов. Вспышечный характер колебаний плотности можно соотнести с образованием вихрей. Разделение диффузионных и конвективных компонент

потока с помощью теоретико-вероятностных построений в виде конечной смеси гауссовых распределений анализировалось в [33]. Показана связь процесса низкочастотной сильной структурной турбулентности с неброуновским переносом плазмы в магнитном поле, определяемая характерными временными и пространственными масштабами ансамблей стохастических плазменных структур. Перемежаемость плазменных турбулентных пульсаций обычно связывается с процессами возникновения плазменных структур (солитонов и вихрей), их нелинейным взаимодействием, а также процессами затухания и выноса.

Анализ не диффузионного характера переноса в краевой плазме подробно излагается в [36]. Механизм аномального переноса тепла основан на конкуренции, когда нагрев плазмы, фоновая (неоклассическая) теплопроводность и внешние граничные условия искажают начальный профиль давления, делая его слабонеустойчивым. Эта неустойчивость возбуждает и поддерживает нелинейную конвекцию, которая стремится восстановить адиабатически редуцированное состояние и приводит к аномальному не диффузионному переносу тепла и плотности плазмы.

Развитие этих подходов и более подробный анализ флуктуаций как в центре плазменного шнура, так и в присепаратрисной области плазмы, и поиск возможных связей с изменением макропараметров плазмы и характеристиками удержания планируется представить в следующих публикациях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен сравнительный анализ эволюции макропараметров и флуктуирующих параметров при спонтанных и вынужденных переходных процессах в плазме классического квазистационарного стелларатора Л-2М. Получение и удержание плазмы осуществлялось в режиме электронно-циклотронного резонансного СВЧ-нагрева в условиях высокого удельного энерговклада в диапазоне 0.8–2 МВт/м³.

В плазме наблюдаются спонтанные переходные процессы при постоянной мощности нагрева P и вынужденные при скачкообразно растущей или убывающей P . Высокие значения удельной СВЧ-мощности ЭЦР-нагрева создают значительную тепловую нагрузку на стенку камеры в углах сепаратрисы, что приводит к распылению боро-

углеродного покрытия стенок камеры и изменению его характеристик при модуляции мощности нагрева. При анализе флуктуирующих параметров плазмы выявлен ряд характерных частот, соответствующих возможным МГД и кинетическим неустойчивостям.

Авторы выражают благодарность А.А. Летуну и Ю.В. Хольнову за предоставленные экспериментальные данные, коллективу стелларатора Л-2М и гиротронного комплекса МИГ-3 за участие в экспериментах, С.В. Неудачину, В.П. Пастухову и Д.А. Шелухину (НИЦ КИ) за полезные обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Эксперименты на установке Л-2М выполнялись в рамках Госзадания ИОФ РАН. Работа Н.К. Харчева поддержана Российским научным фондом, грант 23-72-00042.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yamada H., Harris J. H., Dinklage A., Ascasibar E., Sano F., Okamura S., Talmadge J., Stroth U., Kus A., Murakami S., Yokoyama M., Beidler C.D., Tribaldos V., Watanabe K.Y. and Suzuki Y. // Nucl. Fusion. 2005. V. 45. 1684.
2. Fujisawa A., Iguchi H., Minami T., Yoshimura Y., Sanuki H., Itoh K., Lee S., Tanaka K., Yokoyama M., Kojima M., Itoh S.-I., Okamura S., Akiyama R., Ida K., Isobe M., Morita S., Nishimura S., Osakabe M., Shimizu A., Takahashi C., Toi K., Hamada Y., Matsuoka K. and Fujiwara M. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 2669–2672.
3. Yoshimura Y., Kasahara H., Tokitani M., Sakamoto R., Ueda Y., Ito S., Okada K., Kubo S., Shimoizuma T., Igami H., Takahashi H., Tsujimura T.I., Makino R., Kobayashi S., Mizuno Y., Akiyama T., Ashikawa N., Masuzaki S., Motojima G., Shoji M., Suzuki C., Tanaka H., Tanaka K., Tokuzawa T., Tsuchiya H., Yamada I., Goto Y., Yamada H., Mutoh T., Komori A., Takeiri Y. and the LHD Experiment Group. // Nucl. Fusion. 2016. V. 56. 046005.
4. Egulior S., Castejón F., Luna E. de la, Cappa A., Likin K., Fernández A. and TJ-II Team // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2003. V. 45. P. 105.
5. Milligen B. Ph. van, Estrada T., Garcia L., Lopez Bruna D., Carreras B.A., Xu Y., Ochando M., Hidalgo C., Reynolds-Barredo J. M., Lopez Fraguas A. and the TJ-II Team // Nuclear Fusion. 2016. V. 56. 016013.
6. Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Гребенищikov С.Е., Гришина И.А., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Ларионова Н.Ф., Летун А.А., Логвиненко В.П., Мала-

- хов 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. 666–672.
7. Коврижных Л.М. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 1070–1078.
 8. Коврижных Л.М. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 17–29.
 9. Пастухов В.П. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 808–823.
 10. Abrakov V.V., Akulina D.K., Andryukhina E.D., Batanov G.M., Berezhetskij M.S., Danilkin I.S., Donskaya 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.
 11. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю. // Успехи прикладной физики. 2015. Т. 3. № 2. С. 145–149.
 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., Konchev 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., Stepakhin V.D., Vafin I.Yu., Vasilkov D.G. and Voronov G.S. // Plasma and Fusion Research. 2011. V. 6. 2402142.
 13. Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Meshcheryakov A.I., Grishina I.A., Tereshchenko M.A. // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. 122112.
 14. Щепетов С.В., Хольнов Ю.В. и Васильков Д.Г. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 151.
 15. Суворов Е.В., Фрайман А.А. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 1161–1166.
 16. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Малахов Д.В., Петров А.Е., Пшеничников А.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2011. № 2. С. 70.
 17. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Коврижных Л.М., Колик Л.В., Кончехов Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 511.
 18. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Колик Л.В., Кончехов Е.М., Малахов Д.В., Вафин И.Ю., Петров А.Е., Сарксян К.А., Сахаров А.С., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 707.
 19. Горшенин А.К., Королев В.Ю., Малахов Д.В., Скворцова Н.Н. Программа робастного анализа временных рядов длинноволновой турбулентности в тороидальных плазменных установках. Св-во 2012610645 10 января 2012.
 20. Борзосеков В.Д., Смирнов В.А. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2021617541 Российская Федерация. Программа спектрально-корреляционного и вейвлет-анализа параметров коротковолновой и длинноволновой плазменной турбулентности на стеллараторе Л-2М : № 2021615229.
 21. Васильков Д. Г., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 731.
 22. Wagner F., Baldzuhn J., Brakel R., Burhenn R., Erckmann V., Estrada T., Grigull P., Hartfuss H. J., Herre G., Hirsch M., Hofmann J.V., Jaenicke R., Rudyj A., Stroth U. and Weller A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. A61.
 23. 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. 2021. V. 2055. 012005.
 24. Vasil'kov D.G. and Kharchev N.K. // Plasma Physics Reports. 2023. V. 49. P. 1443.
 25. Dnestrovskij Yu.N., Melnikov A.V., Lysenko S.E., Meshcheryakov A.I., Kharchev N.K., Vasilkov D.G., Grebenshchikov S.E., Kasyanova N.V., Cherkasov S.V., Vafin I.Yu., Eliseev L.G., and Sychugov D.Yu. // Plasma Phys. Reports. 2024. V. 50. P. 552.
 26. Andreev V.F., Borschegovskij A.A., Chistyakov V.V., Dnestrovskij Yu.N., Gorbunov E.P., Kasyanova N.V., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Myalton T.B., Roy I.N., Sergeev D.S. and Zenin V.N. Experimental study of density pump-out effect with on-axis electron cyclotron resonance heating at the T-10 tokamak // Plasma Phys. Control. Fusion 2016. V. 58. 055008.
 27. Воронов Г.С., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Воронова Е.В., Гребенищikov С.Е., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Логвиненко В.П., Малахов Д.В., Мещеряков А.И., Нечаев Ю.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Саенко В.В., Скворцова Н.Н., Федянин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 595.
 28. Vasilkov D.G., Tereshchenko M.A. // Plasma Physics Reports. 2022. V. 48. P. 71
 29. Васильков Д.Г., Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Вафин И.Ю., Гребенищikov С.Е., Гришина И.А., Иванов В.А., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Мещеряков А. И., Петрова М.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2020. Т. 43. Вып. 3. С. 79.
 30. Щепетов С.В., Васильков Д.Г. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 602.
 31. Nezlin M.V., Snezhkin E.N. Rossby Vortices, Spiral Structures, Solitons. Astrophysics and Plasma Physics

- in Shallow Water Experiments. Springer Series in Nonlinear Dynamics. Springer-Verlag. 1993.
32. *Kharchev N.K., Skvortsova N.N., Sarksyian K.A.* Stochastic structures in low-frequency plasma turbulence: measurement of characteristics and determination of general features // *Journal of Mathematical Sciences*. 2001. 106. P. 2691.
 33. *Батанов Г.М., Бенинг В.Е., Королев В.Ю., Петров А.Е., Пшеничников А.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Окубо К., Шимозума Т., Йошимора И., Кубо С., Санчез И., Эстрада Т., ван Миллиген Б.Ф.* Структурная плазменная низкочастотная турбулентность в стеллараторах // *Стохастические модели структурной плазменной турбулентности*. М.: Макс Пресс. С. 92.
 34. *Shchepetov S.V., Kholnov Yu.V. and Vasilkov D.G.* // *Journal of Physics: Conference Series*. 2018. V. 1094. 012012.
 35. *Skvortsova N.N., Chirkov A.Yu., Kharchevsky A.A., Malakhov D.V., Gorshenin A.K. and Korolev V.Yu.* // *Journal of Physics: Conference Series*. 2016. V. 666. 012007.
 36. *Пастухов В.П., Курнева Н.А., Смирнов Д.В.* // *Физика плазмы*. 2019. Т. 45. № 12. С. 1072.

SPONTANEOUS AND INDUCED TRANSIENT PROCESSES IN PLASMA OF THE L-2M STELLARATOR IN HIGH-POWER ECR HEATING REGIME

D. G. Vasilkov^{a,b,*}, V. D. Borzosekov^a, N. N. Skvortsova^{a,c}, and N. K. Kharchev^{a,d}

^a*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991, Russia*

^b*Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia*

^c*MIREA — Russian Technological University, Moscow, 119454, Russia*

^d*National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182, Russia*

**e-mail: lhdlhd81@mail.ru*

Comparative analysis of time evolutions of plasma macro- and microparameters during spontaneous and induced transient processes in the classical quasi-stationary stellarator L-2M is presented. Plasma heating was performed in the electron cyclotron resonance heating (ECRH) regime at the second harmonic of electron gyrofrequency under conditions of high specific energy input in the power range of 0.8–2 MW/m³. Spontaneous transient processes are observed at constant heating powers, and induced ones are initiated by a stepwise increase or decrease in heating power. Correlation between time evolutions of plasma macroparameters (primarily the energy lifetime) and the parameters of plasma turbulence is searched. Physical models of the phenomena that determine dynamic changes in plasma macroparameters are presented. Analysis of the data of high-frequency diagnostics made it possible to clear up the action of MHD and kinetic instabilities on transient processes in the stellarator hot plasma, as well as the role of plasma-wall interaction.

Keywords: controlled fusion, current-free plasma magnetic trap, stellarator, electron cyclotron resonance heating of plasma, transient processes, plasma turbulence