УДК 533.9:621.039.61

БЫСТРОПЕРЕМЕННЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ РАЗВИТИИ ДУГОВЫХ РАЗРЯДОВ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ СРЫВА В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10

© 2020 г. П. В. Саврухин^{а, *}, Е. А. Шестаков^{а, **}, А. В. Храменков^{а, ***}

^а Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия

*e-mail: Savrukhin_PV@nrcki.ru **e-mail: Shestakov_EA@nrcki.ru ***e-mail: Khramenkov_AV@nrcki.ru Поступила в редакцию 10.10.2019 г. После доработки 25.11.2019 г. Принята к публикации 25.11.2019 г.

Анализируются условия развития быстропеременных ($f \sim 0.2-1.5$ МГц) электромагнитных колебаний в периферийных областях плазмы на начальной стадии срыва в токамаке T-10. Пространственные и временные характеристики быстропеременных колебаний исследуются с помощью подвижных магнитных и электрических зондов, расположенных внутри вакуумной камеры токамака. Анализ показывает, что инициирование быстропеременных колебаний может быть связано с развитием дуговых плазменных разрядов вблизи лимитеров токамака T-10. Переход к большому срыву и коллапсу тока плазмы сопровождается резким увеличением амплитуды быстропеременных электромагнитных колебаний. Мониторинг быстропеременных электромагнитных колебаний на периферии плазмы может стать важным триггером для систем безопасного гашения разряда в токамаке.

Ключевые слова: токамак, срыв плазмы **DOI:** 10.31857/S0367292120040113

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных задач современных исследований на токамаках является развитие методик предсказания и предотвращения развития неустойчивости срыва [1]. Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования позволили выяснить основные механизмы неустойчивости [1, 2], однако практическая реализация систем предотвращения срывов затруднена из-за развития разнообразных плазменных возмущений [3]. Начальная стадия срыва, как правило, связывается с нелинейным ростом магнитогидродинамических (МГД) мод с низкими полоидальными и тороидальными числами (m = 1-5, n = 1 - 3). Амплитуда МГД-возмущений может существенно различаться перед срывами в одинаковых условиях эксперимента, что приводит к необходимости разработки сложных алгоритмов предсказания развития неустойчивости. Разработка таких алгоритмов базируется на статистическом анализе срывов, что затруднено в условиях токамака-реактора. Прояснение условий инициирования срывов и определение критических параметров (триггеров) для включения систем безопасного прекращения ("гашения") разряда

является одной из основных задач современных исследований на токамаках [4].

В настоящей работе в качестве возможного механизма, определяющего переход от квазиустойчивого режима разряда к тепловому срыву (коллапсу энергии) и в последующем к большому срыву, рассматривается развитие дуговых плазменных разрядов в периферийных областях плазмы [5–7]. Инициирование дуговых разрядов на начальной стадии срыва может быть связано с локальным нагревом внутрикамерных элементов при неоднородном взаимодействии плазмы с поверхностью [7, 8] и с пучками надтепловых электронов, формируемых при развитии МГД-возмущений [9, 10]. Процессы развития дуг определяются в первую очередь условиями формирования электрических полей в пристеночных областях плазмы, нелинейно зависящих от динамики плазмы и от состояния поверхности стенки [11. 12]. Потоки плазмы вблизи поверхности, определяемые полевой и термоэлектронной эмиссией, нелинейно зависят от локализованных тепловых нагрузок. Повышенные тепловые нагрузки на начальной стадии срыва вызывают локальный нагрев поверхности и создают условия для дополнительного стимулирования дуг. В дугах наблюдается интенсивная эрозия материала поверхности в виде потоков ионов, нейтральных частиц, расплавленных и твердых капель. Интенсивное поступление примесей и нейтрального газа в периферийные области плазменного шнура при развитии дуговых разрядов приводит к быстрому формированию неустойчивой плазменной конфигурации с дальнейшим нарастанием МГД-возмущений и большим срывом плазмы [13].

Формирование локальных дуговых разрядов было обнаружено еще в первоначальных экспериментах на токамаках в виде характерных повреждений элементов конструкций первой стенки, лимитеров и диверторных пластин (см. ссылки в [6, 7, 14]). Эксперименты показали, что дуговые разряды наблюдаются, как правило, в условиях неустойчивой плазмы на начальной стадии разряда токамака, при появлении вспышек МГДвозмущений и при развитии срыва плазмы [15, 16]. Анализ многочисленных экспериментов и проведенное сравнение характерных повреждений элементов конструкции токамака с лабораторными исследованиями позволили сделать выводы об основных механизмах формирования дуговых разрядов (униполярных дуг) в токамаке [7, 14, 17], а также о возможном проявлении в токамаках взрывного (эктонного) механизма формирования дуг [18, 19].

К сожалению, быстрый временной масштаб дуговых разрядов (время развития $t_{arc} \sim 0.1 -$ 0.5 мкс) и ограниченная пространственная протяженность (радиус единичного кратера $dr_{arc} \sim 5-$ 10 мкм) затрудняют непосредственную регистрацию параметров дуг при срыве в плазме токамака. В отличие от лабораторных исследований, анализ дуговых процессов в плазме токамака, как правило, ограничен изучением эрозионных следов, оставляемых на внутрикамерных элементах. Непосредственное исследование быстропротекающих процессов при развитии дуг в пристеночной плазме токамака (например, по колебаниям светового излучения катодного пятна, с помощью электронно-оптической съемки [11]) также затруднено вследствие ограниченного доступа в вакуумную камеру и сильного фонового излучения основной плазмы. Практическое отсутствие измерений параметров дуговых рядов in-situ во время работы токамака с высокотемпературной плазмой затрудняет интерпретацию экспериментов и не позволяет надежно экстраполировать результаты современных исследований на работу токамака-реактора.

Возможной диагностикой дуговых разрядов в плазме токамака является регистрация возмущений электромагнитных полей с помощью магнитных и электрических зондов, расположенных вблизи границы плазменного шнура при одновременном измерении интенсивности излучения в рентгеновском и видимом диапазоне спектра [5, 14, 20, 21]. Анализ таких электромагнитных возмущений подтверждает преимущественное инициирование дуг в условиях неустойчивой плазмы. В частности, измерения на токамаке DITE с помощью специальных зондов показали, что на стадии роста тока дуговые разряды появляются при прохождении целочисленных значений коэффициента запаса устойчивости на лимитере [22], во время интенсивных вспышек МГД-возмущений.

Магнитные зонды широко используются в экспериментах с высокотемпературной плазмой для изучения МГД-возмущений, определения положения и формы плазменного шнура, анализа плазменных потоков и исследования плазменной турбулентности [23-25]. В крупномасштабных токамаках зонды обычно располагаются на некотором расстоянии от границы плазмы и экранируются от повышенных тепловых и плазменных потоков защитными экранами в виде графитовых и металлических пластин и оболочек. Такое расположение зондов усложняет анализ быстропеременных электромагнитных колебаний и, как правило, ограничивает возможные измерения колебаний в диапазоне частот до $f \sim 0.1-0.2$ МГц. Ограничения также связаны с типичным закреплением зондов на проводящих элементах конструкции вакуумной камеры токамака, что приводит к дополнительным искажениям фазы и амплитуды быстропеременных колебаний за счет дополнительных вихревых токов в проводящей стенке.

Для регистрации магнитных возмущений с частотами выше $f \sim 0.5-1.0$ МГц в различных экспериментах на токамаках устанавливаются специальные высокочастотные зонды [24–29]. В частности, набор зондов, изготовленных из неэкранированных проводников на рифленых прямоугольных керамических изоляторах с корпусами из нитрида бора, используется для измерения высокочастотных магнитных возмущений в токамаке DIII-D (ширина полосы частот до $f \sim$ ~ 1.1 МГц) [24]. Быстрые магнитные зонды были успешно использованы для изучения альфвеновских мод (см. [1, 26, 27, 29]), а также при исследовании вспышек электромагнитных флуктуаций в ЭЛМ колебаниях [30]. Однако такие зонды не использовались для подробного анализа дуговых процессов в периферийных областях плазмы. Возможно, это связано с повышенной скоростью радиального затухания электромагнитных возмущений, генерируемых дуговыми разрядами, имеющими, в отличие от крупномасштабных винтовых МГД-возмущений, узкую пространственную локализацию.

Для идентификации электромагнитных возмущений, локализованных непосредственно на периферии плазмы, используются подвижные электрические и магнитные зонды. В частности, для выяснения пространственной структуры магнитных полей на токамаках MAST [31] и ASDEX-U [32] были установлены быстродвижущиеся трехмерные магнитные зонды. Эксперименты в токамаке MAST позволили идентифицировать высокочастотные колебания с характерными частотами ~380 кГц, соответствующими альфвеновским частотам возмущений, проявляющимся при развитии ЭЛМ колебаний. В экспериментах на токамаке ASDEX-U использовался возвратнопоступательный магнитный зонд в сочетании с зондами Ленгмюра, расположенными внутри графитовой защиты, для одновременных измерений электрических и магнитных флуктуаций (полоса частот до 1 МГц) [32]. Но указанные зонды также не использовались для подробного анализа быстропеременных электромагнитных возмущений при развитии дуговых разрядов во время неустойчивости срыва.

Основной задачей экспериментов на токамаке T-10, описываемых в настоящей работе, является исследование быстропеременных электромагнитных возмущений в периферийных областях плазмы, возникающих при развитии срыва плазмы. Для уточнения временных характеристик и пространственной локализации быстропеременных электромагнитных возмущений (f до 2 МГц), а также для выяснения их взаимосвязи с МГДвозмущениями и дуговыми разрядами при развитии срыва плазмы, в токамаке Т-10 оборудована система из подвижных внутрикамерных магнитных и электрических зондов, расположенных в различных сечениях плазменного шнура: вблизи и вдали от лимитеров, на внешней и внутренней стороне тора (со стороны слабого и сильного магнитного поля, соответственно). Расположение зондов внутри вакуумной камеры токамака Т-10 на подвижных опорах с возвратно-поступательным и врашательным перемешением обеспечивают измерения радиального и углового распределений тороидальных и полоидальных компонент магнитных возмущений вблизи границы плазмы (см. [21]). Дополнительно оборудована измерительная система, объединяющая магнитный зонд, зонд Ленгмюра и набор электродов для стимулирования дуговых разрядов непосредственно на поверхности зонда ("дуговой" зонд). Использование "дугового" зонда обеспечивает возможность измерений электромагнитных полей в непосредственной близости от зоны инициирования дуговых разрядов и позволяет проанализировать условия взаимного воздействия таких разрядов и крупномасштабных МГД-неустойчивостей.

Описание диагностических систем и экспериментальной установки Т-10 приведено в разд. 2 настоящей статьи. В разд. 3 и разд. 4 приводятся результаты измерений пространственной локализации и временной эволюции быстропеременных колебаний электромагнитных полей при развитии срыва в токамаке Т-10. Условия развития быстропеременных возмущений, а также их возможная связь с дуговыми разрядами на начальной стадии срыва анализируются в разд. 5.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Эксперименты проводились на токамаке Т-10 в режимах с омическим нагревом плазмы с магнитным полем $B_T = 1.5 - 2.5$ Тл, током плазмы $I_p =$ = 0.15-0.27 МА при средней плотности $\langle n_{e0} \rangle^{2}$ = $= (1.5-4.0) \times 10^{19} \,\mathrm{m}^{-3}$. В качестве рабочего газа использовался дейтерий. Токамак Т-10 имеет большой радиус $R_0 = 1.5$ м; плазменный шнур ограничен рельсовым лимитером на радиусе $r_p = 0.28 -$ 0.30 м и кольцевым лимитером радиусом $r_L =$ = 0.33 м (см. квадрант "А" на рис. 1). В предварительных экспериментах использовались лимитеры, изготовленные из графита. В дальнейшем графитовые покрытия лимитеров Т-10 были заменены на вольфрам. Дополнительно на токамаке Т-10 установлена подвижная литиевая диафрагма на основе капиллярно пористой структуры [33].

Система диагностик токамака Т-10, используемых в настоящей работе при исследовании МГД-возмущений и токов в периферийных областях плазмы, показана на рис. 1. Она включает

– "стандартные" магнитные зонды (см. *P1– P19*) [34], расположенные равномерно вдоль полоидального обхода тора и измеряющие возмущения полоидальных магнитных полей. Зонды размещаются в квадранте "D" внутри тонкостенной металлической трубки, закрепленной на внешней поверхности вакуумной камеры (радиальное расположение $r \sim 0.4$ м, угловой интервал $d\theta = 15^{\circ}$ (24 зонда по обходу тора), частотный диапазон $f \sim 0-20$ кГц);

– систему из 5 миниатюрных магнитных зондов (см. *HF1*), измеряющих быстропеременные возмущения полоидальных магнитных полей [34]. Зонды расположены в квадранте "С" в керамической трубке внутри вакуумной камеры токамака (радиальное расположение $r \sim 0.4$ м, угловой интервал $d\theta = 3.6^{\circ}$ [2.5 см], частотный диапазон $f \sim 20-200$ кГц).

Изображения плазмы и внутрикамерных элементов в видимом диапазоне измеряются с помощью эндоскопической оптической системы с высокоскоростной камерой Motion Pro Y4 (максимальное разрешение 1024 × 1024, минимальное время экспозиции 1 мкс, спектральный отклик 370–750/900 нм, запись изображения с частотой повторения 1 мс). Эндоскопическая система размещена между квадрантами "D" и "А" и обеспечивает тангенциальное наблюдение плазмы в поперечном сечении с лимитерами T-10 [33].

Для исследования быстропеременных магнитных возмущений на токамаке T-10 оборудованы внутрикамерные магнитные зонды, включая

- систему подвижных магнитных зондов, измеряющих быстропеременные (до $f \sim 2$ МГц) возмущения полоидальных и радиальных магнитных полей (см. *Мр1* и *Мр2* на рис. 1а соответственно). "Горизонтальный" (Mp1) и "вертикальный" (*Мр2*) магнитные зонды закреплены на подвижном штыре в квадранте "А". Система позиционирования обеспечивает линейное перемещение в вертикальном направлении (радиальное расположение $r \sim 0.3 - 1.2$ м) и вращение зондов вокруг вертикальной оси (+/-270°) в промежутке между последовательными импульсами токамака. Магнитные зонды изготовлены из никелевой проволоки в минеральной изоляции (Mp1 - 9 витков круглой формы $D \sim 25$ мм, "горизонтальная" ориентация; Мр2 – 9 витков на раме 5 × 25 мм, "вертикальная" ориентация). Сигналы с магнитных зондов поступают на вход АЦП ADM214 × 100M (14 бит, 60–100 МГц, $R_{ADC} = 5$ кОм) по коаксиальным кабелям ($L_{line} \sim 4 \text{ м}, Z_{line} = 50 \text{ Ом}$). "Горизонтальный" и "вертикальный" магнитные зонды при расположении вблизи границы плазменного шнура оказываются чувствительными к возмущениям полоидальных и радиальных магнитных полей, соответственно. Угловая ориентация "вертикального" зонда Мр2 относительно вертикальной оси может быть изменена в промежутке между импульсами токамака, обеспечивая измерение магнитных возмущений в тороидальном направлении. В ряде экспериментов дополнительный "горизонтальный" магнитный зонд $(D \sim 10 \text{ мм}, 10 \text{ витков из никелевой проволоки в})$ минеральной изоляции) устанавливался на внутренней стороне тора, со стороны сильного магнитного поля (*Мр3* на рис. 1а);

– дополнительный магнитный зонд Mp4 ($D \sim 25$ мм, 7 витков никелевой проволоки в минеральной изоляции) для сравнения быстропеременных возмущений магнитных полей вблизи и на удалении от лимитеров T-10, размещенный вблизи границы плазмы в квадранте "C", смещенном на 180 градусов в тороидальном направлении от лимитеров T-10 (Mp4 на рис. 1а). Ориентация зонда Mp4 обеспечивала преимущественную регистрацию возмущений радиальных магнитных полей;

– "дуговой" зонд (рис. 16), объединяющий игольчатый электрод для стимулирования дуговых разрядов и измерительную систему, состоящую из магнитного зонда (измерение радиальных магнитных полей) и зонда Ленгмюра для измерения электрических полей и токов на зонд (см. Arc-Mp и ArcEp на рис. 16, соответственно). Система



Рис. 1. а) — схематическое изображение диагностических систем и внутрикамерных элементов токамака T-10. Плазменный шнур органичен кольцевым (1) и рельсовым (2) лимитерами, расположенными в квадранте "А". Быстропеременные возмущения магнитных полей измеряются с помощью внутрикамерных магнитных зондов (Mp1/Mp2, Mp3, Mp4, HF1). б) схематическое изображение "дугового" зонда, объединяющего зонд Ленгмюра (ArcEp), магнитный зонд (ArcMp) и набор электроодв (3) для стимулирования дуговых разрядов. Также показано изображение излучения в видимой области спектра из плазмы T-10 в области лимитеров, полученное с помощью эндоскопической диагностики на базе цифровой камеры Моtion Pro Y4 CMOS.

регистрации обеспечивает измерение электромагнитных возмущений с частотами до 0.5 МГц. "Дуговой" зонд размещен в нижней части вакуумной камеры токамака со стороны сильного магнитного поля в квадранте "А". Система позиционирования обеспечивает линейное перемешение зонда в вертикальном направлении в промежутке между импульсами токамака. Стандартное радиальное расположение наконечника зонда соответствует границе плазмы, определяемой рельсовым и полоидальным лимитерами (рис. 1б). Размещение "дугового" зонда в верхней части тонкого металлического стержня с шарнирной фиксацией в нижнем диагностическом патрубке с помощью эластичного металлического сильфона обеспечивает свободное отклонение зонда от вертикального положения. Это обеспечивает возможность смещения ("погружения") зонда в плазменный разряд при взаимодействии токов дуги и тороидального магнитного поля. Максимальная скорость перемещения наконечника зонда, наблюдаемая в настоящих экспериментах, составляет до ~7 м/с. Положение "дугового" зонда контролируются с использованием эндоскопической диагностики изображений видимого света.

3. ИЗМЕРЕНИЕ БЫСТРОПЕРЕМЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ СРЫВА В ТОКАМАКЕ Т-10

Типичная эволюция параметров плазмы в экспериментах на токамаке Т-10 в режимах со срывом при высокой плотности показана на рис. 2 и рис. 3. Дополнительный напуск газа на квазистационарной стадии разряда сопровождается ростом ралиационных потерь и охлаждением периферийных областей плазменного шнура. Последующее нарастание МГД-возмущений приводит к тепловому коллапсу и большому срыву с быстрым спадом тока плазмы (t > 705 мс на рис. 2). Срыв сопровождается вспышками интенсивности радиационных потерь и жесткого рентгеновского излучения. Как и в предыдущих экспериментах (см. [1]), анализ сигналов магнитных зондов на начальной стадии срыва (*t* < 611.625 мс на рис. 3), показывает развитие МГД-возмущений с пространственной структурой m = 2, n = 1 (характерные частоты $f_{m2} \sim 0.5 - 1.0$ кГц). Непосредственно перед коллапсом энергии наблюдается увеличение амплитуды возмущений m = 2 на внешней стороне тора (см. *t* ~ 611.708 мс на рис. 3). Коллапс энергии сопровождается появлением гармоник возмушений m = 3-6 с последующим резким смещением плазменного шнура внутрь по большому радиусу. После теплового коллапса, в анализируемом плазменном разряде Т-10 наблюдается временное восстановление вращения МГД-возмущений m = 2.

Характерной особенностью срыва в токамаке T-10, наряду с крупномасштабными МГД-возмущениями (m = 2, n = 1), является появление быстропеременных электромагнитных колебаний в диапазоне частот $f_{fast} \sim 0.2-1.5$ МГц непосредственно перед тепловым коллапсом. Быстропеременные колебания регистрируются наиболее отчетливо с помощью внутрикамерных магнитных зондов, расположенных вблизи границы плазменного шнура в сечении с лимитерами T-10 (*Mp1* на рис. 2).

Быстропеременные колебания характеризуются широким спектром гармоник. Анализ сигналов подвижного магнитного зонда (Mp1) с использованием алгоритмов непрерывного вейвлет-преобразования (CWT), основанных на вейвлет-функциях Добеши 4-го порядка подтверждает многомасштабную структуру магнитных возмущений при выделенной периодичности, эквивалентной колебаниям на частотах $f \sim 300-500$ кГц (см. рис. 4). Анализ CWT коэффициентов

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 4 2020



Рис. 2. Временная эволюция параметров плазмы при развитии срыва при высокой плотности в токамаке Т-10. На этом и последующих рисунках I_p — ток плазмы; $\langle n_{e0} \rangle$ — плотность электронов, усредненная по центральной вертикальной хорде; I_{sxr} — интенсивность мягкого рентгеновского излучения, измеренная с помощью газовых детекторов. Другие обозначения: Prad - интенсивность радиационных потерь; *T_{ec}* - температура электронов в центре плазмы; I_{HXR} – интенсивность жесткого рентгеновского излучения, измеренная с помощью NaI детектора; U_l – напряжение на обходе тора; dB_{p2} – амплитуда гармоники m = 2 возмущений полоидального магнитного поля, измеренная с помощью стандартных магнитных зондов; δB – амплитуда магнитных возмущений, измеренная с использованием подвижного магнитного зонда (Mp1), размещенного вблизи границы плазмы; ΔR – смещение внешней границы плазменного шнура вдоль большого радиуса тора.



Рис. 3. Эволюция возмущений магнитных полей при развитии малого срыва при высокой плотности в плазме токамака Т-10. Показаны угловые диаграммы возмущений полоидальных магнитных полей (t1-t8) и контурная диаграмма временной и пространственной эволюции возмущений полоидального магнитного поля, измеренная с помощью магнитных зондов (Р1-Р24), расположенных вдоль малого обхода тора. Также показаны временная эволюция возмущений полоидальных магнитных полей *dB_p*, измеренная с помощью магнитного зонда Р1, расположенного со стороны слабого магнитного поля ($\theta = 0^{\circ}$), и эволюция интенсивности мягкого рентгеновского излучения I_{sxr} из центральных областей плазмы. t1 == 611.625 mc, t2 = 611.708 mc, t3 = 611.717 mc, t4 = 611.745 mc, t5 = 611.763 mc, t6 = 611.791 mc, t7 = 611.745 mc, t7 = 611.745= 611.883 мс, *t8* = 612.122 мс.

также может указывать на закономерности перехода от крупных (низких частот) до мелких (высоких частот) масштабов возмущений во время вспышек быстропеременных магнитных возмущений.

Особенностью быстропеременных колебаний является резкое уменьшение амплитуды электромагнитных возмущений при удалении от границы плазменного шнура (см. рис. 5). Скорость спада таких возмущений значительно превосходит скорость спада возмущений моды m = 2, имеющих характерную зависимость $(r_{s2}/r)^3$, где r_{s2} – радиус локализации моды m = 2, определенный из анализа возмущений мягкого рентгеновского излу-



Рис. 4. а) — Временная эволюция возмущений магнитного поля, измеренная внутрикамерным магнитным зондом (Mp1) во время срыва плазмы. б) — контурная диаграмма коэффициентов непрерывного вейвлет-преобразования для вейвлета типа — db4, смещенного плавно по всей области анализируемого сигнала Mp1.

чения. Характерная скорость спада амплитуды быстропеременных колебаний может соответствовать уменьшению амплитуды МГД-возмущений с винтовыми гармониками m = 6, сосредоточенными вблизи границы плазменного шнура, $(r_p/r)^7$. Однако это предположение противоречит соотношению частот быстропеременных колебаний и МГД-возмущений m = 2. В частности, отношение частот быстропеременных колебаний и моды $m = 2 (f_{fast}/f_{m2} \sim 100-150)$ значительно превосходит ожидаемое отношение частот МГД-возмущений m = 6 и $m = 2 (f_{m0}/f_{m2} \sim 3)$.

Отсутствие однозначной связи быстропеременных колебаний с процессами внутри магнитных островов косвенно подтверждается при анализе экспериментов с различной амплитудой МГД-возмущений при развитии срыва плазмы (см. рис. 6). В этом случае в момент первого малого срыва ($t \sim 848.50-848.52$ мс на рис. 6) наблюдается развитие крупномасштабных возмущений m = 2, n = 1, в то время как быстропеременные колебания ($f \sim 0.5$ МГц) практически не развиваются: $A_{fast}/A_{m2} \sim 0.2-0.3$. В момент второго малого срыва ($t \sim 854.47-854.49$ мс на рис. 6) наблюдается резкая вспышка быстропеременных колебаний при относительно небольшой амплитуде возмущений m = 2, n = 1: $A_{fast}/A_{m2} \sim 10-30$.

Отсутствие упомянутой однозначной связи косвенно подтверждается уменьшением (до 100 раз) амплитуды магнитных возмущений, из-



Рис. 5. Радиальные зависимости амплитуды магнитных возмущений, генерируемых МГД-модой m = 2(а) и быстропеременных колебаний магнитного поля (б), измеренные с использованием горизонтального Mp1 (кружки) и вертикального Mp2 (кресты) подвижных магнитных зондов в серии повторяющихся импульсов токамака T-10 при развитии срыва при высокой плотности. Штриховые и штрихпунктирные линии обозначают зависимости $(r_{s2}/r)^3$ и $(r_p/r)^7$ соответственно $(r_{s2} = 0.2 \text{ м}, r_p = 0.33 \text{ м}).$

меряемых с помощью магнитных зондов, расположенных вдали от лимитеров, при смещении в тороидальном направлении на 180 градусов (рис. 7). Такое уменьшение амплитуды быстропеременных колебаний по сравнению с амплитудой МГД-возмущений может указывать на роль взаимодействия плазмы с поверхностью лимитеров при развитии быстропеременных колебаний.

Характерной особенностью экспериментов на токамаке T-10 является проявление быстропеременных колебаний как на внешней, так и на внутренней стороне тора. Временная эволюция

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 4 2020



Рис. 6. Временная эволюция параметров плазмы в режиме со срывом при высокой плотности в токамаке Т-10. $dB_{p,2}$ – амплитуда гармоники m = 2 возмущений полоидального магнитного поля, измеренная с помощью стандартных магнитных зондов; δB – магнитные возмущения, измеренные с использованием внутрикамерного зонда (MpI). Амплитуда быстропеременных ($f_{fast} \sim 0.5$ МГц) колебаний увеличивается относительно амплитуды МГД-возмущений m = 2 при переходе от малого к большому срыву ($A_{fast}/A_{m2} \sim 0.2$ –0.3 при t = 848.51 мс и $A_{fast}/A_{m2} \sim 10$ –30 при t = = 854.48 мс).

возмущений магнитных полей, измеренная с помощью подвижного магнитного зонда, расположенного на внутренней стороне тора (со стороны сильного магнитного поля), приведена на рис. 8. В этом случае также наблюдаются быстропеременные колебания $f_{fast} \sim 0.5-1.5$ МГц в момент теплового коллапса ($t \sim 555.7-555.9$ мс). Следует отметить, что соотношение амплитуд быстропеременных колебаний и крупномасштабных МГДвозмущений m = 2, n = 1 на внутренней стороне тора ($A_{fast}/A_{m2} \sim 10$), оказывается близкой к изме-



Рис. 7. Временная эволюция параметров плазмы при развитии малого срыва в плазме с низкой плотностью. T_{ec} – интенсивность электронно-циклотронного излучения в центре плазмы; dB_{p2} – амплитуда гармоники m = 2 возмущений полоидального магнитного поля, измеренная с помощью стандартных магнитных зондов; δB – амплитуда магнитных возмущений, измеренная с использованием подвижного магнитного зонда (Mp1), размещенного вблизи лимитеров в квадранте "A", и внутрикамерного магнитного зонда (Mp4), размещенного вдали от лимитеров в квадранте "C".

ряемым величинам на внешней стороне тора (см. puc. 6).

Быстропеременные колебания проявляются наиболее отчетливо при развитии срыва в режимах плазменного разряда с крупномасштабными МГД-возмущениями с квазистационарной амплитудой и относительно медленным вращением (режим "тихой моды"). В этом случае, амплитуда и частота (f_{m2} ~ 3-4 кГц) МГД-возмущений поддерживаются практически неизменными в течение длительного времени на стационарной стадии разряда ($t \sim 400-570$ мс на рис. 9). Непосредственно перед срывом наблюдается замедление вращения МГД-возмущений (частоты до f_{m2} ~ ~ 0.5 кГц). Амплитуда быстропеременных колебаний в момент срыва в этих условиях достигает $A_{fast}/A_{m2} \sim 100$. Следует отметить, что режимы с "тихой модой" реализуются в плазме с относи-



Рис. 8. Временная эволюция параметров плазмы при развитии срыва при высокой плотности в токамаке Т- $10.\delta B$ – амплитуда магнитных возмущений, измеренная с использованием подвижного магнитного зонда (*Mp3*), размещенного вблизи границы плазмы на внутренней стороне тора (сторона сильного магнитного поля).

тельно низкой плотностью ($\langle n_{e0} \rangle < 2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$). Такие режимы характеризуются развитием интенсивных пучков надтепловых электронов ($E_{\gamma} \sim 50-100 \text{ кэВ}$). В этих условиях, наряду с быстропеременными магнитными возмущениями, на начальной стадии срыва наблюдаются также колебания интенсивности рентгеновского излучения ($f \sim 0.5-1 \text{ МГц}$), регистрируемые с помощью кремниевых детекторов с прямым обзором рельсового лимитера токамака [35]. Это указывает на возможную связь быстропеременных возмущених дазмимодействия плазменных разрядов с поверхностью лимитеров.

Возможная связь быстропеременных колебаний в T-10 с процессами вблизи поверхности лимитеров подтверждается также в экспериментах с использованием различной угловой ориентации магнитного зонда Mp2 относительно плазменного разряда и лимитеров. Результаты измерений при вращении зонда Mp2 вокруг вертикальной оси показали, что максимальная амплитуда быстропеременных колебаний наблюдается, когда ось магнитного зонда направлена в сторону лимитеров.

4. ИЗМЕРЕНИЕ БЫСТРОПЕРЕМЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ "ДУГОВОГО" ЗОНДА

Проявление быстропеременных магнитных возмущений вблизи лимитеров T-10 может быть связано с инициированием дуговых разрядов на начальной стадии неустойчивости срыва. Для исследования процессов генерации дуг на токамаке T-10 оборудован подвижный "дуговой" зонд, объединяющий зонд Ленгмюра, магнитный зонд и набор электродов для инициирования дуговых разрядов. "Дуговой" зонд устанавливался в нижней части вакуумной камеры токамака T-10 на внутреннем обводе тора (см. рис. 1). Радиальное расположение наконечника зонда в стационарных режимах работы T-10 соответствовало границе плазмы, определяемой рельсовым и полоидальным лимитерами.

Временная эволюция параметров плазмы в экспериментах с использованием "дугового" зонда приведена на рис. 10. Как и в стандартных режимах с высокой плотностью, срыв плазмы сопровождается резкой вспышкой МГД-возмущений, приводящих к развитию серии тепловых срывов (t > t1, t1 = 426.8 мс на рис. 10). Серия тепловых (малых) срывов приводит к охлаждению плазмы и "большому" срыву, сопровождающемуся спадом тока разряда и всплесками напряжения на обходе тора (t > t4, t4 = 475 мс на рис. 10).

Развитие тепловых срывов сопровождается резким усилением интенсивности излучения из плазмы в видимой области спектра. Этот эффект показан на рис. 11а, представляющем изображения плазмы, полученные с помощью эндоскопической диагностики в последовательные моменты времени в течение теплового срыва (интервал измерений $\Delta t = 1$ мс). Как и в экспериментах, описанных выше, при развитии теплового срыва (t~426.7-427.3 мс) наблюдаются быстропеременные электромагнитные колебания (см. ArcMp и *HF1* на рис. 116). Анализ экспериментов показал, что развитие быстропеременных колебаний наблюдается в каждом из последовательных тепловых срывов (t1, t2, t3, t4 на рис. 12). В момент срыва, вблизи наконечника зонда появляется область яркого свечения. При этом яркое свечение вблизи наконечника "дугового" зонда наблюдается только в момент срыва и не наблюдается в промежутке между последовательными тепловыми срывами.



Рис. 9. Временная эволюция параметров плазмы в токамаке Т-10 при развитии срыва в режиме с квазистационарными МГД-возмущениями ("тихая мода"). dB_{p2} – амплитуда гармоники m = 2 возмущений полоидального магнитного поля, измеренная с помощью стандартных магнитных зондов; δB – магнитные возмущения, измеренные с использованием внутрикамерного зонда, расположенного на краю плазмы рядом с рельсовым лимитером на внутренней стороне тора (Mp3). Отношение амплитуд быстропеременных ($f_{fast} \sim 0.3$ –1.5 МГц) колебаний и МГД-возмущений m = 2 составляет $A_{fast}/A_{m2} \sim 100$.

Характерной особенностью развития срыва в токамаке T-10 является смена полярности сигнала электрического "дугового" зонда в момент быстрой фазы теплового срыва. В первом тепловом срыве (t1, t = 426.8 мс на рис. 11) сигнал электрического зонда (ArcEp) изменяет полярность с отрицательных к положительным значениям за временной интервал $\Delta t \sim 2$ мкс. Положительная полярность сигнала "дугового" зонда свидетельствует об усилении эмиссии электронов с поверхности зонда. После теплового срыва значения тока на зонд возвращаются к отрицательным величинам через $\Delta t \sim 1-2$ мс (см. t > 428 мс на рис. 11). При этом одновременно с уменьшением значения на электрический "дуговой" зонд



Рис. 10. Временная эволюция параметров плазмы при развитии срыва при высокой плотности. U_l – напряжение на обходе тора; dB_{p2} – амплитуда гармоники m = 2 возмущений полоидального магнитного поля, измеренная с помощью стандартных магнитных зондов; δB_{pHF} – амплитуда магнитных возмущений, измеренная с использованием внутрикамерного магнитного зонда (*HF1*). Также показаны возмущения магнитного поля δB_{fast} и тока на зонд δI_{fast} , измеренные с помощью магнитного (*ArcMp*) и электрического (*ArcEp*) "дуговых" зондов, соответственно.

происходит затухание быстропеременных магнитных колебаний. В последующих тепловых срывах изменение полярности наблюдается за несколько миллисекунд до начала быстрой фазы срыва, одновременно с нарастанием крупномасштабных МГД-возмущений m = 2 (t = 476-483 мс на рис. 12). Периодическое изменение полярности сигнала на электрический "дуговой" зонд одновременно с осцилляциями магнитных полей при развитии МГД-возмущений (t = 425.5-426.5 мс на рис. 11) может указывать на роль взаи-



Рис. 11. Временная эволюция параметров плазмы в экспериментах с использованием "дугового" зонда. $\delta B_{fast} \, o \, \delta I_{fast} -$ амплитуды возмущений магнитных полей и токов, измеренные, соответственно, с помощью магнитного (*ArcMp*) и электрического (*ArcEp*) "дуговых" зондов; δB_{pHF} – амплитуда возмущений полоидального поля, измеренная с помощью магнитного зонда *HF1*; I_{sxr} – интенсивность мягкого рентгеновского излучения из центральных областей плазмы и P_{rad} – интенсивность радиационных потерь. Также показаны изображения интенсивности излучения из плазмы в видимой области спектра в последовательные моменты времени, полученые с помощью эндоскопической диагностики во время теплового срыва (интервал измерений $\Delta t = 1$ мс).

модействия МГД-возмущений m = 2 с поверхностью "дугового" зонда.

Стадия спада тока разряда при "большом" срыве плазмы (t > t4, $t4 \sim 485$ мс на рис. 12) сопровождается частыми вспышками радиационных потерь и МГД-возмущений. Одновременно наблюдается резкое увеличение интенсивности свечения в видимой области из областей плазмы вблизи поверхности лимитеров и "дугового" зонда (рис. 13).

Длительность положительной фазы осциллирующих значений сигнала электрического "дуго-



Рис. 12. Временная эволюция параметров плазмы во время перехода от малых (тепловых) срывов к стадии спада тока при большом срыве. P_{rad} – интенсивность радиационных потерь; δB_{pHF} – амплитуда возмущений полоидального поля, измеренная магнитным зондом *HF1*; δB_{fast} и δI_{fast} – амплитуды возмущений магнитных полей и токов, измеренные, соответственно, с помощью магнитного (*ArcMp*) и электрического (*ArcEp*) "дуговых" зондов. Переход к большому срыву сопровождается положительными значениями тока на дуговой зонд δI_{fast} ($t > t_{arc}$).

вого" зонда увеличивается в процессе перехода к стадии "большого" срыва (t > 476 мс на рис. 12). Это подтверждает постоянную эмиссию электронов с поверхности зонда и может указывать на интенсивное развитие дуговых разрядов. Повышенные токи на "дуговой" зонд приводят к быстрому смещению наконечника зонда в процессе развития срыва (см. рис. 136). Скорость смещения наконечника зонда за счет взаимодействия тока на зонд с равновесным магнитным полем токамака $V_R \sim 7$ м/с соответствует протеканию тока $I_{arc} \sim 100$ А.

5. АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОЙ СВЯЗИ БЫСТРОПЕРЕМЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ С ДУГОВЫМИ РАЗРЯДАМИ

Измерения, проводимые с помощью внутрикамерных зондов на токамаке T-10, выявили появление быстропеременных ($f \sim 0.3-1.5$ МГц) электромагнитных колебаний при развитии не-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 4 2020





Рис. 13. а) — изображения интенсивности излучения из плазмы в видимой области спектра, полученные при развитии большого срыва на стадии быстрого спада тока в токамаке T-10. б) — увеличенные изображения, иллюстрирующие смещение "дугового" зонда (отклонение от вертикальной оси). Смещение зонда в процессе развития срыва происходит за счет взаимодействия тока на зонд I_{arc} с равновесным магнитным полем токамака B_T .

устойчивости срыва при высокой плотности. Анализ показывает возможную связь быстропеременных колебаний с дуговыми разрядами на внутрикамерных элементах токамака T-10:

 – быстропеременные электромагнитные колебания появляются при тепловом коллапсе одновременно с появлением ярких областей свечения на поверхности лимитеров и вблизи наконечника "дугового" зонда и не наблюдаются при отсутствии свечения в "квазистабильных" плазменных разрядах; – быстропеременные колебания электромагнитных полей, измеряемые с помощью зондов расположенных вблизи лимитеров, значительно превосходят магнитные возмущения, измеряемые с помощью магнитных зондов, расположенных на удалении от лимитеров;

 – сигнал электрического зонда изменяет знак с отрицательных на положительные значения во время появления быстропеременных колебаний при развитии тепловых срывов, что указывает на появление интенсивных потоков электронов с поверхности зонда.

Развитие дуговых разрядов во время срыва плазмы косвенно подтверждается характерными повреждениями поверхности "дугового" зонда. Как и в предыдущих экспериментах с дуговыми разрядами, анализ, проведенный после окончания экспериментов, показал наличие на поверхности "дугового" зонда кратеров и дорожек, вытянутых в направлении, противоположном действию силы Ампера [6, 11]. На ряде элементов "дугового" зонда наблюдаются оплавления и наплывы металла.

Следует отметить, что быстропеременные электромагнитные колебания могут быть связаны с развитием неустойчивостей дуговых разрядов (см. ссылки в обзоре [11]). Косвенно такие колебания подтверждают модель "эктонов" [18, 19], предполагающую развитие микровзрывов на поверхности стенки со шкалой времени до $dt \sim 10^{-8}$ с. Неустойчивая эволюция дуговых разрядов подтверждается также в виде неоднородного расположения кратеров и дорожек на поверхности стенки токамака.

Дуговые разряды на периферии плазмы обычно рассматриваются как вторичные эффекты при развитии срыва по сравнению с крупномасштабными МГД-возмущениями с малыми номерами мод *m*, *n*. Однако зарождение дуг на начальной стадии срыва может способствовать концентрации тепловых потоков на ограниченных элементах поверхности первой стенки и лимитеров токамака. В таких условиях дуговые разряды могут определять взаимодействие плазмы с поверхностью и приводить к резкому усилению поступления примесей и нейтрального газа во внутренние области плазменного шнура. Этот эффект может быть особенно сильным в токамаке с цельнометаллическими внутрикамерными элементами (вольфрам, бериллий), обеспечивающими благоприятные условия для образования дуговых разрядов [11, 36].

Быстропеременные электромагнитные колебания, наблюдаемые в экспериментах на токамаке T-10 на начальной стадии срыва, связываются с появлением дуговых разрядов. Возможны и другие механизмы быстропеременных колебаний. В частности, в предыдущих экспериментах элек-

тромагнитные колебания в диапазоне частот $f \sim 0.2 - 1.0$ МГц связывались с развитием альфвеновских мод [26, 27]. Эксперименты на токамаке Т-10 показали отсутствие зависимости частоты быстропеременных колебаний от плотности плазмы, характерной для развития альфвеновских мод. Более того, возбуждение альфвеновских волн обычно связывается в экспериментах на токамаках с формированием интенсивных пучков быстрых ионов при дополнительном ионно-циклотронном нагреве и при инжекции нейтральных частиц. Пучки быстрых ионов не наблюдаются в экспериментах на токамаке Т-10 изза отсутствия дополнительного ионного нагрева и относительно низких ионных температур (T_i ~ ~ 0.5 кэВ).

Магнитные возмущения с частотами $f \sim 40-100$ кГц, которые наблюдались ранее на токамаке T-10 [34], связывались с неустойчивостью микротиринг мод с полоидальными волновыми числами до $m \sim 100$. Это предположение противоречит настоящим экспериментам, показывающим, что скорость радиального затухания амплитуды быстропеременных колебаний оказывается намного медленнее, чем ожидается для винтовых мод с полоидальными числами $m \sim 100$, локализованными внутри плазменного шнура.

Ряд теоретических исследований показывает, что при большой амплитуде МГД-возмущений m = 2, n = 1 тороидальный плазменный шнур становится неустойчивым относительно широкого спектра винтовых гармоник [10]. Нелинейная связь (зацепление) винтовых магнитных возмущений инициируется как за счет обострения радиальных градиентов плотности тока вблизи магнитных островов и дестабилизации вторичных тиринг-мод на соседних резонансных поверхностях с близкими значениями m/n, так и за счет тороидальности и трехволнового взаимодействия. Взаимодействие резонансных мод с различными волновыми числами сопровождается стохастизацией магнитных силовых линий вблизи сепаратрисс отдельных магнитных островов. Мелкомасштабные моды могут впоследствии воздейкрупномасштабные ствовать на магнитные возмущения, приводя к самоподдерживающемуся процессу нарастания возмущений [10]. Взаимодействие крупномасштабных МГД-мод с вторичными возмущениями может сопровождаться последующим возбуждением широкого спектра колебаний с высокими m/n. Быстропеременные электромагнитные возмущения в этом случае определяются условиями во внутренних областях плазменного шнура, и их регистрация не зависит от пространственного расположения магнитных зондов вдоль тороидального обхода токамака. Это противоречит экспериментам на токамаке Т-10, показывающим сильное уменьшение амплитуды быстропеременных колебаний при удалении от лимитеров.

В экспериментах на токамаках TFTR и DIII-D, было показано, что развитие срывов при высоких значениях магнитогидродинамического давления в режимах с низкими значениями коэффициента запаса устойчивости $q_{95} < 3$ на стадии коллапса энергии начинается с дестабилизации внутренних винтовых мод с низкими *m*, *n* (мода m = 1, n = 1 в TFTR [37]) и сопровождается нарастанием мелкомасштабных колебаний на внешней стороне тора. Такие колебания характеризуются высокими полоидальными числами (m = 10 - 12) и связываются с дестабилизацией баллонных мод. Стохастизация магнитного поля вследствие таких мод приводит к дальнейшему росту МГД-возмущений с низкими т [3, 37]. Развитие баллонных мод маловероятно в проведенных на токамаке Т-10 экспериментах из-за работы в режимах с относительно низким газокинетическим давлением. Более того, наблюдение быстропеременных колебаний в экспериментах на токамаке Т-10 на внутренней стороне тора противоречит преимущественной локализации баллонных мод на внешней стороне тора (сторона слабого магнитного поля).

Быстропеременные колебания могут быть связаны с развитием кинетических неустойчивостей при формировании пучков ускоренных электронов [38]. Однако в условиях Т-10 развитие быстропеременных колебаний, по-видимому, не может быть связано с высокоэнергетичными электронами ($E_e > 0.5 \text{ МэВ}$), о чем косвенно говорит исчезновение всплесков интенсивности жесткого рентгеновского излучения после первого теплового срыва (см. I_{HXR} на рис. 2).

Несмотря на частое возникновение униполярных дуг в неравновесных фазах плазменного разряда, таких как нарастание и спад тока, а также во время срывов плазмы, их относительный вклад в эволюцию параметров плазменных разрядов в токамаке остается до конца не выясненным. В экспериментах на токамаках с графитовыми покрытиями внутрикамерных элементов было показано, что при работе в режимах с тщательной предварительной очисткой вакуумной камеры и при работе в стационарных условиях относительно устойчивых плазменных разрядов образование дуг практически не наблюдается [39]. Однако проблема дуговых разрядов в токамаках проявляется особенно сильно в последнее время при переходе с графитовых на металлические покрытия внутрикамерных элементов [36, 40-44]. В частности, эксперименты на токамаке ASDEX-Upgrade показали, что в ряде режимов повреждения первой стенки (вольфрамовых пластин на внутренней поверхности дивертора), связанные с дуговыми разрядами, значительно (до 7 раз) пре-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 4 2020

восходят эрозию вследствие физического распыления [44]. Более того, при развитии дуговых разрядов эрозия металлических пластин из ванадиевой стали Р92, рассматриваемой в качестве перспективного материала для термоядерного реактора, более чем в 100 раз превосходит эрозию вольфрама (средняя скорость эрозии достигает 400×10^{13} см⁻² с⁻¹) [45]. Проявление дуговых разрядов может представлять серьезную проблему для будущего термоядерного реактора с металлическими покрытиями первой стенки и дивертора [36, 46-49]. Следует отметить, однако, что в токамаке Т-10 быстропеременные электромагнитные колебания, связываемые с дуговыми разрядами, наблюдаются в экспериментах как с вольфрамовыми, так и с графитовыми покрытиями лимитеров. Анализ зависимости быстропеременных колебаний и дуговых разрядов от материала лимитеров требует проведения дополнительных исследований.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах. проведенных на токамаке T-10, показана связь быстропеременных f = 0.2 - 101.5 МГц электромагнитных возмущений с появлением дуговых разрядов на внутрикамерных элементах токамака (полоидальном и рельсовом лимитерах и измерительных зондах). Измерения пространственной локализации и временной эволюции быстропеременных электромагнитных колебаний показали инициирование дуговых разрядов на начальной стадии неустойчивости срыва при высокой плотности. Переход от серии малых (тепловых) срывов к большому срыву и спаду тока соответствует резкому усилению интенсивности дуговых разрядов. В токамаке с цельнометаллическими внутрикамерными элементами и лимитерами дуговые разряды могут определять взаимодействие плазмы с поверхностью при развитии МГД-возмущений во время срыва плазмы. Мониторинг дуговых разрядов на периферии плазмы может стать важным триггером для систем безопасного гашения разряда в будущих токамаках.

Авторы хотели бы выразить благодарность А.М. Какурину, Д.В. Сарычеву, Д.С. Сергееву, Р.Ю. Соломатину, А.В. Сушкову за предоставление некоторых диагностических данных, коллективу токамака Т-10 за помощь в организации экспериментов и А.Я. Кислову, Г.Е. Ноткину, С.Г. Мальцеву, Ю.Д. Павлову, Д.В. Рыжакову, В.П. Будаеву, Л.Н. Химченко, С.А. Грашину за поддержку исследований.

Измерения, описанные в разд. 2, выполнены при поддержке Госкорпорации "Росатом" (контракт 2019). Анализ, содержащийся в разд. 5, выполнен при поддержке НИЦ "Курчатовский институт", приказ № 1111 (01.06.2019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Hender T.C., Wesley J.C., Bialek J., Bondeson A., Boozer A.H., Buttery R.J., Garofalo A., Goodman T.P., Granetz R.S., Gribov Y., Gruber O., Gryaznevich M., Giruzzi G., Günter S., Hayashi N., Helander P., Hegna C.C., Howell1 D.F., Humphreys D.A., Huysmans G.T.A., Hyatt A.W., Isayama A., Jardin S.C., Kawano Y., Kellman A., Kessel1 C., Koslowski1 H.R., La Haye R.J., Lazzaro E., Liu Y.Q., Lukash V., Manickam J., Medvedev S., Mertens V., Mirnov S.V., Nakamura Y., Navratil G., Okabayashi M., Ozeki T., Paccagnella R., Pautasso G., Porcelli F., Pustovitov V.D., Riccardo1 V., Sato M., Sauter O., Schaffer M.J., Shimada M., Sonato P., Strait E.J., Sugihara M., Takechi M., Turnbull A.D., Westerhof E., Whyte D.G., Yoshino R., Zohm H. and the ITPA MHD, Disruption and Magnetic Control Topical Group // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. P. S128. http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=6/a=S03
- Kadomtsev B.B. // Tokamak Plasma: A Complex Physical System. Plasma Physics Series, IOP Publishing Ltd, 1992.
- Schuller F.C. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1995. V. 37. P. A135.
- Lehnen M., Aleynikova K., Aleynikov P.B., Campbell D.J., Drewelow P., Eidietisc N.W., Gasparyan Yu., Granetz R.S., Gribov Y., Hartmann N., Hollmann E.M., Izzo V.A., Jachmich S., Kim S.-H., Kočan M., Koslowski H.R., Kovalenko D., Kruezi U., Loarte A., Maruyama S., Matthews G.F., Parks P.B., Pautasso G., Pitts R.A., Reux C., Riccardo V., Roccella R., Snipes J.A., Thornton A.J., de Vriesa P.C., EFDA JET contributors // J. Nucl. Mater. 2015. V. 463. P. 39.

https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.10.075

- McCracken G. // J. Nucl. Mater. 1980. V. 93–94. P. 3. https://doi.org/10.1016/0022-3115(80)90299-8
- Federici G., Skinner C.H., Brooks Jeffrey N., Coad J.P., Grisolia C. Plasma-material Interactions in Current Tokamaks and their Implications for Next-step Fusion Reactors. PPPL-3531 (IPP-9/128), 2001. https://doi.org/10.2172/773280
- Hedocnacos A.B. // YΦH. 1987. T. 152. C. 479. [A.V. Nedospasov // Sov. Phys. Uspekhi. 1987. V. 30(7). P. 620] https://doi.org/10.1070/PU1987v030n07ABEH002928
- Maeno M., Ohtsuka H., Yamamoto S., Yamamoto T., Suzuki N., Fujisawa N., Ogiwara N. // Nucl. Fusion. 1980. V. 20. P. 1415. https://doi.org/10.1088/0029-5515/20/11/009
- Savrukhin P.V. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 3036. https://doi.org/. RevLett.86.3036. https://doi.org/10.1103/Phys
- 10. *Biskamp D.* // Magnetic reconnection in plasmas. Cambridge University Press, 2000.
- Anders Andre. Cathodic Arcs. From Fractal Spots to Energetic Condensation. Series: Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics (Book 50). Springer, 2008. ISBN-10: 0387791078.
- Kajita S., Fukumoto M., Tokitani M., Nakano T., Noiri Y., Ohno N., Masuzaki S., Takamura S., Yoshida N., Ueda Y. // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. 053013. https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/5/053013

- Ward D.J., Wesson J.A. // Nucl. Fusion. 1992. V. 32. P. 1117. https://doi.org/10.1088/0029-5515/32/7/I03
- 14. Goodall D.H.J. // J. Nucl. Mater. 1982. V. 111/112. P.11. https://doi.org/10.1016/0022-3115(82)90174-X
- 15. Бобровский Г.А., Кондратьев А.А. // Физика плазмы. 1977. Т. З. С. 209. [G.A. Bobrovskii, А.А. Kondratev // Sov. J. Plasma Phys. 1977. V. 3. P. 115]
- Jüttner B., Laux M., Lingertat J., Pech P., Siemroth P., Wolff H. // Nucl. Fusion. 1980. V. 20. P. 497. https://doi.org/10.1088/0029-5515/20/4/012
- Bogomolov L.M., Nedospasov A.V. // J. Nucl. Mater. 1989. V. 162–164. P. 439. https://doi.org/10.1016/0022-3115(89)90309-7
- Mesyats G.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005.
 V. 47. P. A109. https://doi.org/10.1088/0741-3335/47/5A/010
- Barengolts S.A., Mesyats G.A., Tsventoukh M.M. // Nucl. Fusion. 2010. V. 50. 125004. https://doi.org/10.1088/0029-5515/50/12/125004
- Mioduszewski P., Clausing R., Heatherly L. // J. Nucl. Mater. 1979. V. 85–86 (Part 2). P. 963. https://doi.org/10.1016/0022-3115(79)90385-4
- Savrukhin P.V., Shestakov E.A. // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83 (1). 013505. https://doi.org/10.1063/1.3675577
- 22. McCracken G.M., Stott P.E. // Nucl. Fusion. 1979. V. 19. P. 889. https://doi.org/10.1088/0029-5515/19/7/004
- 23. Lovberg R.H. in Plasma Diagnostic Techniques / Ed. by R.H. Huddlestone and S.L. Leonard. New York: Academic, 1965. Chpt. 3.
- 24. *Strait E.J.* // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. 023502. https://doi.org/10.1063/1.2166493
- Mirnov S., Semenov I., Fredrickson E., Budny R., Chang Z., McGuire K., Park H., Takahashi H., Taylor G., Von Goeler S., Zakharov L., Zweben S. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 3950. https://doi.org/10.1063/1.873114
- 26. Heidbrink W.W., Fredrickson E.D., Gorelenkov N.N., Rhodes T.L., Van Zeeland M.A. // Nucl. Fusion. 2006. V. 46. P. 324. https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/2/016
- Fasoli A., Borba D., Gormezano C., Heeter R., Jaun A., Jacquinot J., Kerner W., King Q., Lister J.B., Sharapov S., Start D., Villard L. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1997. V. 39. P. B287. https://doi.org/10.1088/0741-3335/39/12B/022
- Testa D., Corne A., Farine G., Jacq C., Maeder T., Toussaint M. // Fusion Eng. Design. 2015. V. 96–97. P. 989. https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.05.065
- Абдуллина Г.И., Аскинази Л.Г., Белокуров А.А., Жубр Н.А., Корнев В.А., Крикунов С.В., Лебедев С.В., Разуменко Д.В., Тукачинский А.С. // Письма в ЖТФ. 2018. Вып. 3. С. 47. https://doi.org/10.21883/PJTF.2018.03.45578.17063
- McGuire K., Fredrickson E., Bush C.E., Bretz N., Cavallo A., Janos A., Nagayama Y., Park H., Schivell J., Taylor G., Nazikian R., Ramsey A.T. // J. Nucl. Mater.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 4 2020

1990. V. 176 & 177. P. 711. https://doi.org/10.1016/0022-3115(90)90131-6

- Kirk A., Ben Ayed N., Counsell G., Dudson B., Eich T., Herrmann A., Koch B., Martin R., Meakins A., Saarelma S., Scannell R., Tallents S., Walsh M., Wilson H.R. and the MAST team // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2006. V. 48. P. B433. https://doi.org/10.1088/0741-3335/48/12B/S41
- Ionita C., Vianello N., Müller H.W., Mehlmann F., Zuin M., Naulin V., Rasmussen J.J., Rohde V., Cavazzana R., Lupu1 C., Maraschek M., Schrittwieser R.W., Balan P.C., ASDEX Upgrade Team // J. Plasma Fusion Res. 2009. Series 8. P. 413. http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.361.4342&rep=rep1&type=pdf.
- 33. Vershkov V.A., Sarychev D.V., Notkin G.E., Shelukhin D.A., Buldakov M.A., Dnestrovskij Yu.N., Grashin S.A., Kirneva N.A., Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Melnikov A.V., Neudatchin S.V., Nurgaliev M.R., Pavlov Yu.D., Savrukhin P.V., and T-10 team // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. 1020172017. https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa6b0e
- Волков В.В., Иванов Н.В., Какурин А.М., Мартынов Д.А., Саврухин П.В., Хокин С.А. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 515. [V.V. Volkov, N.V. Ivanov, A.M. Kakurin, D.A. Martynov, P.V. Savrukhin, S.A. Hokin // Sov. J. Plasma Phys. 1990. V.16. P. 295]
- 35. Savrukhin P.V., Shestakov E.A., Ermolaeva A.I., Solomatin R.Yu.//J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 907. 012006. https://doi.org/10.1088/1742-6596/907/1/012006
- Будаев В.П., Химченко Л.Н., Грашин С.А., Карпов А.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. Вып. ??? С. 51. http://vant.iterru.ru/engvant_2019_1/4.pdf
- Fredrickson E.D., McGuire K.M., Chang Z.Y., Janos A., Manickam J., Taylor G., Mirnov S., Semenov I. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 2620. https://doi.org/10.1063/1.871975
- Davidson R.C. // Theory of Nonneutral Plasmas. London: Imperial College Press, 2000.
- Stangeby P.C., McCracken G.M. // Nucl. Fusion. 1990.
 V. 30. P. 1225.
 - https://doi.org/10.1088/0029-5515/30/7/005
- 40. Herrmann A., Balden M., Laux M., Krieger K., Muller H.W., Pugno R., Rohde V., ASDEX Upgrade team //

J. Nucl. Mater. 2009. V. 390–391. P. 747. https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2009.01.296

- Hirai T., Carpentier-Chouchana S., Escourbiac F., Panayotis S., Durocher A., Ferrand L., Garcia-Martinez M., Gunn J.P., Komarov V., Merola M., Pitts R.A., De Temmerman G. // Fusion Eng. Design. 2018. V. 127. P. 66. https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.12.007
- 42. Bykov I., Chrobak C.P., Abrams T., Rudakov D.L., Unterberg E.A., Wampler W.R., Hollmann E.M., Moyer R.A., Boedo J.A., Stahl B., Hinson E.T., Yu J.H., Lasnier C.J., Makowski M., McLean A.G. // Phys. Scripta. 2017. 014034. https://doi.org/10.1088/1402-4896/aa8e34
- 43. Ertl K., Asdex Team, Jüttner B. // Nucl. Fusion. 1985. V. 25. P. 1413. https://doi.org/10.1088/0029-5515/25/10/003
- 44. Rohde V., Endstrasser N., Toussaint U.V., Balden M., Lunt T., Neu R., Hakola A., Bucalossi J., ASDEX Upgrade Team // J. Nucl. Mater. 2011. V. 415. P. S46. https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2010.11.045
- 45. *Rohde V., Balden M., the ASDEX Upgrade Team //* Nucl. Mater. Energy. 2017. V. 12. P. 429. https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.09.004
- 46. Bykov I., Chrobak C.P., Abrams T., Rudakov D.L., Unterberg E.A., Wampler W.R., Hollmann E.M., Moyer R.A., Boedo J.A., Stahl B., Hinson E.T., Yu J.H., Lasnier C.J., Makowski M., McLean A.G. // Phys. Scripta. 2017. T170. 014034. https://doi.org/10.1088/1402-4896/aa8e34
- Rudakov D.L., Chrobak C.P., Doerner R.P., Krasheninnikov S.I., Moyer R.A., Umstadter K.R., Wampler W.R., Wong C.P.C. // J. Nucl. Mater. 2013. V. 438. Suppl. P. S805.
 https://doi.org/10.1016/j.inverset.2012.01.172

https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.173

- Matejicek J., Weinzettl V., Vilemova M., Morgan T.W., De Temmerman G., Dimitrova M., Cavalier J., Adamek J., Seidl J., Jager A. // J. Nucl. Mater. 2017. V. 492. P. 204.
 - https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2017.05.032
- 49. Aussems D.U.B., Nishijima D., Brandt C., Van der Meiden H.J., Vilemova M., Matejicek J., Temmerman G.De, Doerner R.P., Lopes Cardozo N.J. // J. Nucl. Mater. 2015. V. 463. P. 303. https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.09.009