

УДК 533.9

КЛАССИФИКАЦИЯ КРАЕВЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2

© 2023 г. В. В. Солоха^{a,*}, Г. С. Курскиев^a, А. Ю. Яшин^{a,b}, И. М. Балаченков^a,
В. И. Варфоломеев^a, А. В. Воронин^a, В. К. Гусев^a, В. Ю. Горяинов^a, В. В. Дьяченко^a,
Н. С. Жильцов^a, Е. О. Киселев^a, В. Б. Минаев^a, А. Н. Новохацкий^a, Ю. В. Петров^a,
А. М. Пономаренко^b, Н. В. Сахаров^a, А. Ю. Тельнова^a, Е. Е. Ткаченко^a, В. А. Токарев^a,
С. Ю. Толстяков^a, Е. А. Тюхменева^a, Н. А. Хромов^a, П. Б. Щеголев^a

^a Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, РФ

^b Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, РФ

*e-mail: vsolokha@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 09.11.2022 г.

После доработки 27.01.2023 г.

Принята к публикации 28.01.2023 г.

Среди наблюдаемых на Глобус-М2 периферийных неустойчивостей выделяют краевые неустойчивости двух типов: синхронизированные и десинхронизированные с пилообразными колебаниями. Десинхронизированные срывы появляются в режимах, характеризующихся высокими значениями давления в пьедестале $p_{ped} > 3$ кПа, и наблюдаются в разрядах с тороидальным магнитным полем $B_T > 0.6$ Т и током по плазме $I_p > 0.3$ МА. Десинхронизированные срывы краевой неустойчивости относятся к типу 3/5 с доминирующим влиянием пилинг-моды. Синхронизированные срывы наблюдались в более широком диапазоне параметров разряда, в том числе при $B_T < 0.6$ Т и $I_p < 0.3$ МА. Расчеты устойчивости пилинг-баллонной (ПБ) моды показали, что при ширине пьедестала $\Psi_{norm} = 0.09$ и $p_{ped} > 3.5$ кПа возможна дестабилизация ПБ-моды без дополнительного воздействия. Экспериментальные данные указывают на доминирующую роль микротиринговой неустойчивости в пьедестале. Микротиринговая мода не позволяет пьедесталу Глобуса-М2 достичь состояния неустойчивой кинетической баллонной моды, что объясняет низкую предиктивную силу модели EPED в токамаке Глобус-М2.

Ключевые слова: высокотемпературная плазма, токамак, пьедестал, пилинг-баллонная неустойчивость

DOI: 10.31857/S0367292122601540, EDN: FKNQKA

ВВЕДЕНИЕ

Срывы краевых неустойчивостей в токамаках (ELM) [1] являются разрушительным и нежелательным следствием работы в режиме улучшенного удержания [2] и недопустимы в прототипе термоядерного реактора. При срыве краевой неустойчивости происходит стохастизация магнитных силовых линий [3, 4] с последующей потерей ионов и электронов плазмы в область открытых магнитных силовых линий. Попавшие на открытые силовые линии частицы вызывают рост тепловых нагрузок на первую стенку токамака и ее последующее разрушение. Дестабилизация краевых неустойчивостей происходит под действием градиента давления со стороны слабого магнитного поля и тока, протекающего вблизи сепаратрисы. Для описания развития и срывов краевых неустойчивостей используется модель пилинг-

баллонной (ПБ) моды [5] и производная от нее модель EPED [6]. Неустойчивости ELM наблюдались в плазме ряда крупных токамаков: JET [7], DIII-D [8], ASDEX [9], MAST [10], NSTX [11]. Краевые неустойчивости могут быть классифицированы на множество типов, однако, наиболее важными для настоящего исследования являются тип-1 [12], тип-3 [12] и тип-5 [13]. Краевые неустойчивости типа 1 характеризуются увеличением частоты следования с ростом вложенной мощности и наибольшей потерей энергии в сравнении с другими типами. Краевые неустойчивости типа 3 и типа 5 развиваются при идентичных значениях столкновительности и приводят к значительным потерям энергии [14]. Отличием между типом 3 и типом 5 является реакция частоты следования срывов неустойчивости на рост вложенной мощности, для типа 3 частота следования срывов падает с ростом вложенной мощности,

для типа 5 данной зависимости не обнаружено. Так как срывы типа 5 наблюдались только на одном сферическом токамаке NSTX [13], то далее разделение между типом 3 и типом 5 не будет проводиться в силу их схожести. Ранее было показано, что на токамаке Глобус-М [15] краевые неустойчивости не поддаются классической типизации, так как они наблюдались в режиме улучшенного удержания и с доминирующей (более 90% случаев) синхронизацией с пилообразными колебаниями. Классические ELM не наблюдались, так как в силу недостаточно высоких параметров плазмы пьедестал (профиль давления в периферийной области плазменного шнура) не достигал значений соответствующих дестабилизированной ПБ-моды. Предполагаемый механизм синхронизации пилообразных колебаний и срывов краевых неустойчивостей посредством индуцированного токового возмущения описан в [16].

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию срывов краевых неустойчивостей в плазме токамака Глобус-М2 с характерными параметрами $R = 0.36$ м, $a = 0.24$ м, $B_T < 0.9$ Т, $I_p < 0.5$ МА [17], где R – большой радиус, a – малый радиус, B_T – тороидальное магнитное поле, I_p – ток по плазме. Токамак Глобус-М2 является модернизированной версией токамака Глобус-М ($R = 0.36$ м, $a = 0.24$ м, $B_T < 0.5$ Т, $I_p < 0.3$ МА) [18]. Вследствие увеличения на 80% магнитного поля, и соответственно, тока по плазме, время удержания энергии в Глобус-М2 увеличилось в три раза [19], при этом улучшилось удержание быстрых частиц, что привело к изменению параметров пьедестала и соответственно условий развития ПБ-моды. В работе описаны экспериментальные методы исследования краевых неустойчивостей в плазме токамака Глобус-М2, предложена типизация срывов, и представлены результаты численного моделирования ПБ-моды, составляющие теоретическое обоснование предложенной типизации.

Основной диагностикой для исследования срывов краевых неустойчивостей является спектрометрическая диагностика излучения линии атомарного дейтерия D_α (656.3 нм), наличие пилообразных колебаний детектируется с помощью диагностики мягкого рентгеновского излучения (SXR). С их помощью определялось наличие и синхронизация краевых неустойчивостей. С помощью диагностики обратного доплеровского рассеяния (ДОР) [20] детектируются филаментарные структуры и мелкомасштабные флуктуации концентрации (волновые числа $k_\perp = 2\text{--}13$ см⁻¹), с помощью магнитных зондов оценивается относительная величина магнитного возмущения при срыве краевой неустойчивости и восстанавливается магнитная конфигурация плазмы с исполь-

зованием метода токовых колец [21]. Среднехордовая концентрация электронов определялась с помощью микроволновой интерферометрической диагностики. Профили температуры и концентрации электронов измерялись диагностикой томсоновского рассеяния (ТР) [22].

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Срывы краевых неустойчивостей в токамаке Глобус-М2 наблюдаются в разрядах, демонстрирующих признаки перехода в режим улучшенного удержания (рис. 1), таких как падение интенсивности излучения D_α и рост среднехордовой электронной плотности плазмы n_e (концентрации). Первичный анализ базы данных токамака Глобус-М2 был выполнен автоматически с помощью алгоритма динамической трансформации временной шкалы [23]. В результате были отобраны 24 разряда. Для разрядов с лимитерной конфигурацией мощность, необходимая для L–H-перехода в 2–3 раза выше, чем для разрядов с диверторной конфигурацией [24]. Следовательно, мы исследовали только разряды с диверторной конфигурацией и дополнительным нагревом с помощью нейтральной инжекции, так как в таких разрядах возможно использование более широкого диапазона варьирования вводимой мощности при работе в H-моды. В 20-ти разрядах наблюдались исключительно срывы краевой неустойчивости, синхронизированные с пилообразными колебаниями, а в 4-х разрядах наблюдались срывы краевой неустойчивости, десинхронизированные с перезаключениями. На рис. 1 показан разряд № 41105 с десинхронизированными срывами краевой неустойчивости. Десинхронизированные срывы практически не наблюдаются (менее 5%) при токе плазмы менее $I_p < 0.3$ МА, однако, при значениях тока плазмы выше $I_p > 0.3$ МА десинхронизированные срывы составляют более 50% от общего количества срывов (рис. 2). Стоит отметить, что при величине тороидального поля $B_T < 0.6$ Т десинхронизированные срывы не были обнаружены, что указывает на важную роль магнитного поля и, как следствие, времени удержания энергии, величина которого линейно зависит от B_T и имеет корневую зависимость от I_p [19]. Таким образом, развитие классических срывов краевой неустойчивости наблюдаются в разрядах с высокими значениями $B_T > 0.6$ Т и $I_p > 0.3$ МА, так как для таких разрядов времена удержания энергии превышают $\tau_e > 5$ мс и наблюдаются высокие значения давления в пьедестале.

Синхронизированные и десинхронизированные срывы имеют различные зависимости периода между срывами от среднехордовой concentra-

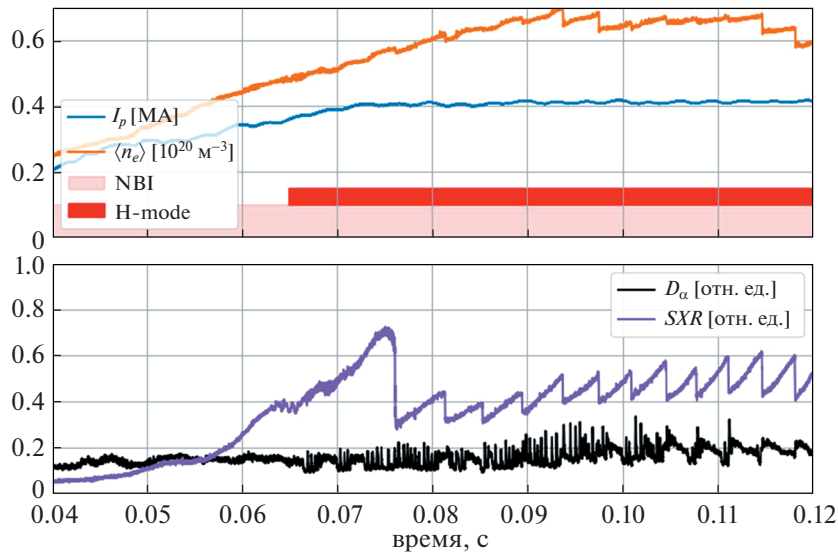


Рис. 1. Временной ход параметров плазмы в разряде № 41105 токамака Глобус-М2: ток плазмы (синий), среднехордовая концентрация (оранжевый), интенсивность свечения линии D_α (черный) и мягкого рентгена (фиолетовый). Прямоугольниками отмечены временные промежутки, в которых плазма нагревалась пучком нейтральных частиц $P_{NBI} \approx 0.5$ МВт (розовый) и находилась в режиме улучшенного удержания (красный).

ции. Синхронизированные с перезамыканиями срывы имеют положительную зависимость периода от среднехордовой концентрации, так как период перезамыканий растет с увеличением n_e . При росте концентрации, альфвеновское время уменьшается, и соответственно, понижается инкремент кинк-неустойчивости [25]. Также требуется увеличение тока для поддержания устойчивости разряда [26] и работы в режиме улучшенного удержания [27], что вызывает увеличение радиуса инверсии, и следовательно, периода пилообразных колебаний. Период десинхронизированных срывов зависит исключительно от параметров плазмы в пьедестале. Десинхронизированные срывы учащаются с повышением концентрации, и этот результат находится в соответствии со скейлингом для ELM тип-3 [7] и не противоречит скейлингам для ELM тип-5 [11].

Сравнение режимов с разными типами краевых неустойчивостей проводилось в четырех разрядах с $B_T = 0.8$ Т: № 40707 ($I_p = 0.21$ МА), № 40715 ($I_p = 0.4$ МА), № 41105 ($I_p = 0.4$ МА), № 41585 ($I_p = 0.4$ МА).

В плазме токамака Глобус-М2 срывы краевых неустойчивостей могут быть разделены на три категории, в зависимости от синхронизации с пилообразными колебаниями. Первая категория: полностью синхронизированные с перезамыканиями (рис. 3а). Срывы краевых неустойчивостей данного типа наблюдаются в разрядах со значениями тока плазмы и средней линейной концентрации во всем диапазоне рассматриваемых параметров (рис. 2). Вторая категория: краевые не-

устойчивости, частично синхронизированные с перезамыканиями, – один синхронизированный срыв краевой неустойчивости с несколькими (до 3-х) последующими десинхронизированными срывами (рис. 3б). Частично десинхронизированные срывы наблюдаются в разрядах с высоким током

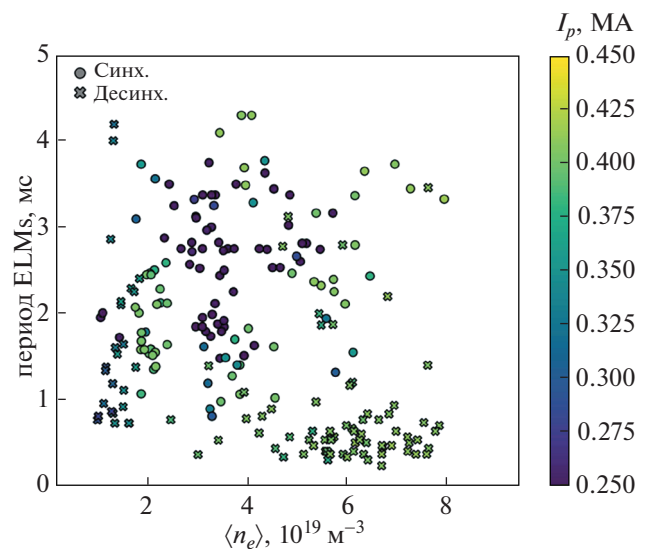


Рис. 2. Зависимость периода между срывами краевой неустойчивости от среднехордовой концентрации (ось x) и тока по плазме (цветовая кодировка). Синхронизированные с перезамыканиями срывы краевой неустойчивости (круги), десинхронизированные срывы краевой неустойчивости (кресты).

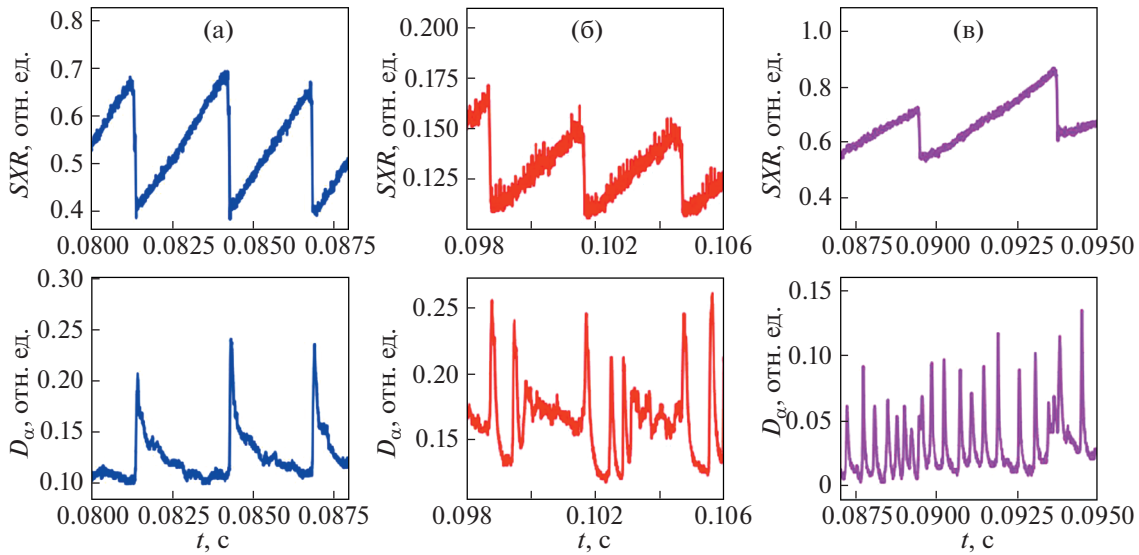


Рис. 3. Интенсивность свечения мягкого рентгена (верхний ряд) и линии D_{α} (нижний ряд) в разрядах с синхронизированными срывами № 40707 (а), частично десинхронизированными срывами № 40715 (б) и полностью десинхронизированными срывами № 41105 (в).

($I_p > 0.3$ МА) и мощностью нейтральной инжекции $P_{NBI} = 0.4$ МВт. При увеличении вложенной мощности до $P_{NBI} = 0.5\text{--}0.6$ МВт появляется третья категория краевой неустойчивости: полностью десинхронизированные срывы (рис. 3в). При полной десинхронизации синхронизированные срывы не пропадают, но становятся статистически менее значимыми, так как на один синхронизированный срыв приходится более 6 десинхронизированных (рис. 2). Увеличение мощности дополнительного нагрева не влияет на частоту десинхронизированных срывов. В разряде № 41585 с десинхронизированными срывами краевой неустойчивости вкладываемая мощность дополнительного нагрева варьировалась от $P_{NBI} = 0.5$ МВт до $P_{NBI} = 0.8$ МВт (рис. 4), при этом частота срывов не изменилась, что вместе с измеренной прямой зависимостью частоты срывов от среднехордовой концентрации и типичной для ELM типа-3 температурой вблизи сепаратрисы $T_e = 300$ эВ [28] позволяет судить о наличии ELM-типов 3/5 с доминирующим влиянием пилинг-моды.

Профили электронной концентрации и температуры, полученные с помощью диагностики ТР, показывают, что разряды с частично синхронизированными срывами имеют на 60% большее давление в пьедестале, чем разряды с синхронизированными срывами, $p_{ped} = 2.5$ кПа и $p_{ped} = 1.5$ кПа соответственно. Данные разряды демонстрируют близкие значения концентраций n_e (разница $< 20\%$), однако, температура электронов в случае с частично синхронизированными сры-

вами краевых неустойчивостей в 1.5 раза выше (рис. 5). Разряды с полностью десинхронизированными срывами показывают давление в пьедестале на 50% выше ($p_{ped} = 4.0$ кПа), чем разряды с частично синхронизированными срывами, и соответственно, в них образуются условия для дестабилизации ПБ-моды безотносительно внутренних перезамоканий. Разряды № 40715 ($P_{NBI} = 0.4$ МВт) и № 41105 ($P_{NBI} = 0.6$ МВт) имеют идентичную электронную температуру, несмотря на увеличение вложенной мощности в 1.5 раза. При идентичных профилях температуры электронов, профиль концентрации электронов n_e в разряде с полностью синхронизированными срывами в 2 раза выше, чем в разрядах частично синхронизированными срывами.

Спектрограмма сигналов магнитного зонда и график излучения D_{α} (рис. 6) разряда № 41105 указывает на то, что магнитные возмущения при срывах синхронизированных ELM значительнее ($t = 0.0895$ с), однако анализ данных тепловой камеры демонстрирует более заметный нагрев диверторных пластин в случае десинхронизированных срывов. В течение режима улучшенного удержания на диагностике магнитных зондов были зарегистрированы колебания на частоте около 80 кГц, которые могут являться следствием развития микротиринг моды (МТМ) с модовыми полоидальными/тороидальными числами $m/n = 10/2$ [29]. Предположительно, именно развитие МТМ в плазме ограничивает максимально достижимое значение электронной температуры T_e [30]

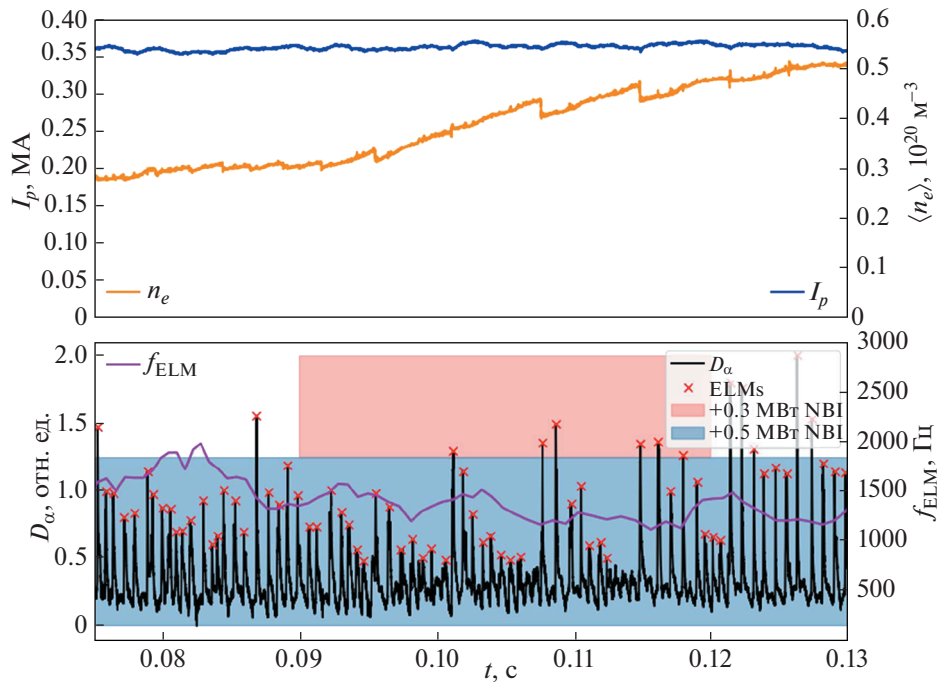


Рис. 4. Временной ход параметров плазмы в разряде № 41585 токамака Глобус-М2: ток плазмы (синий), среднехордовая концентрация (оранжевый), интенсивность свечения линии D_α (черный), частота срывов краевой неустойчивости (фиолетовый). Прямоугольниками отмечены временные промежутки, в которых плазма нагревалась пучком нейтральных частиц с вложенной мощностью 0.5 МВт (синий) и 0.3 МВт (красный).

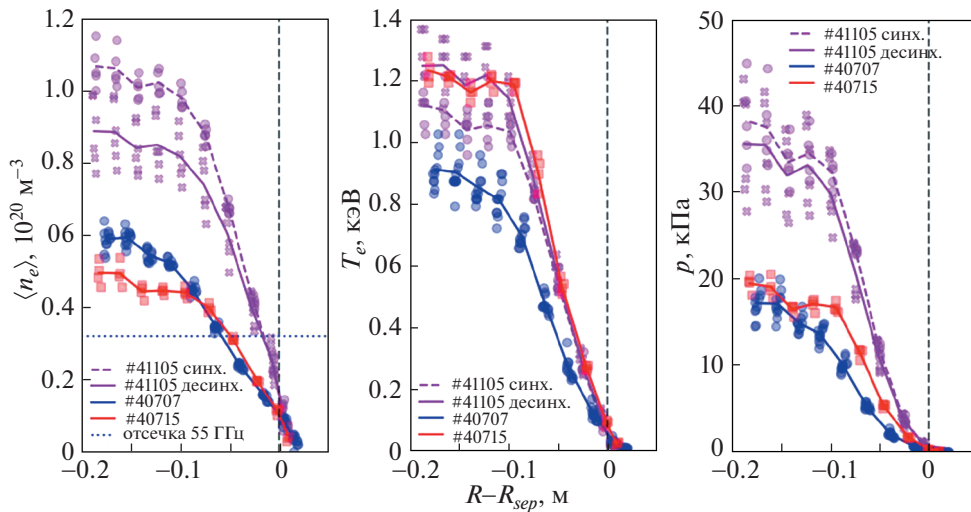


Рис. 5. Профили концентрации (левый график), температуры (центральный график) электронов и полного давления (правый график), полученные с помощью диагностики ТР в разрядах с синхронизированными срывами № 40707 (синий, круги, сплошная линия), частично десинхронизированными срывами № 40715 (красный, квадраты, сплошная линия) и № 41105 (фиолетовый) в фазе с полностью десинхронизированными срывами (кресты, сплошная линия) и в фазе с частично десинхронизированными срывами (круги, пунктирная линия). Вертикальной пунктирной линией обозначено положение сепаратрисы. Горизонтальной линией обозначено положение отсечки ДОР в разряде № 41105.

в разрядах с $P_{NBI} > 0.5$ МВт. К сожалению, исследование транспорта частиц и энергии выходит за рамки данной работы.

Анализ данных ДОР показал, что при входе в режим улучшенного удержания в разряде № 41105 уровень флуктуаций скорости в краевой плазме

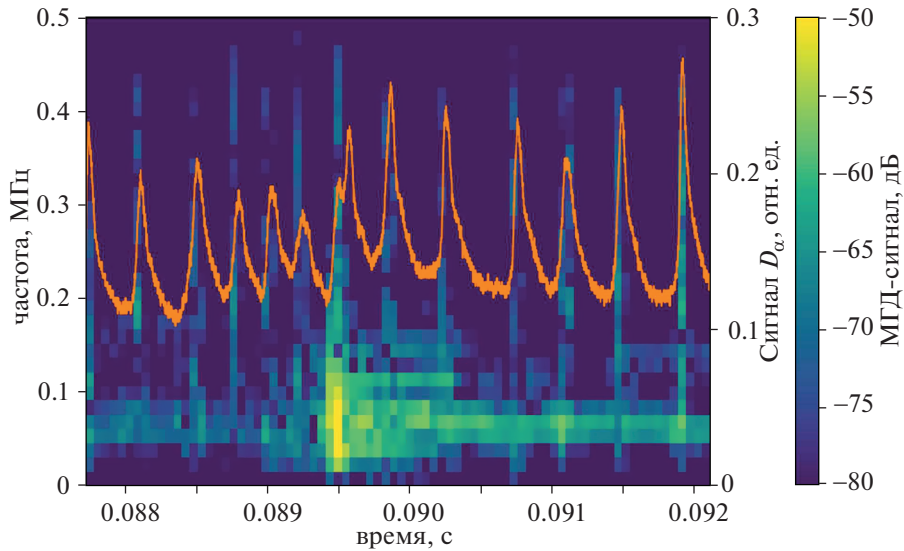


Рис. 6. Спектрограмма данных магнитного зонда и интенсивность свечения линии D_α (оранжевый) в разряде № 41105.

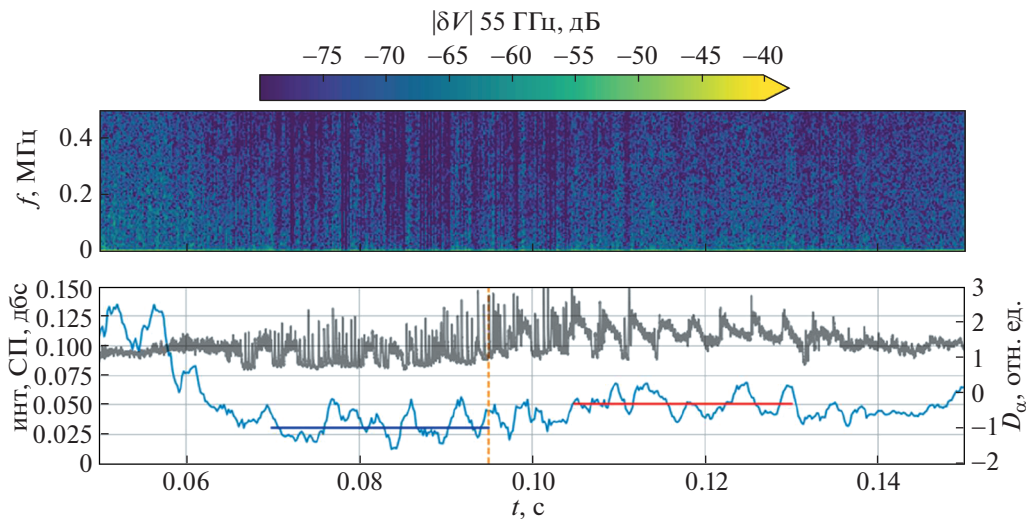


Рис. 7. Спектрограмма флуктуаций скорости в разряде № 41105, измеренная ДОР на частоте 55 ГГц (верхний график), интегрированная спектральная мощность сигнала ДОР в диапазоне 0.05–1.00 МГц (голубой) и интенсивность свечения линии D_α (черный). Оранжевой линией отмечено время попадания углерода в плазму и перехода из режима десинхронизированных срывов в режим синхронизированных срывов. Синяя линия подчеркивает уровень флуктуаций в режиме десинхронизированных срывов, красная линия подчеркивает уровень флуктуаций в режиме синхронизированных срывов краевой неустойчивости.

($R = 0.57$ м) падает в 5 раз относительно начального уровня (рис. 7). Падение уровня флуктуаций приводит к изменению характера краевой неустойчивости. Во время разряда (при $t = 0.105$ с) произошло спонтанное увеличение концентрации углерода, предположительно, попадание пыли, которое оказало влияние как на интенсивность мелкомасштабной турбулентности (увели-

чение интенсивности в 2 раза), так и на срывы краевой неустойчивости: произошел переход от десинхронизированных срывов к частично синхронизированным. При этом параметры краевой плазмы оставались идентичными. Ранее симуляции [31] показали, что поступление примеси в краевую плазму вызывает уменьшение величины бутстреп-тока. Следовательно, для ELM с доми-

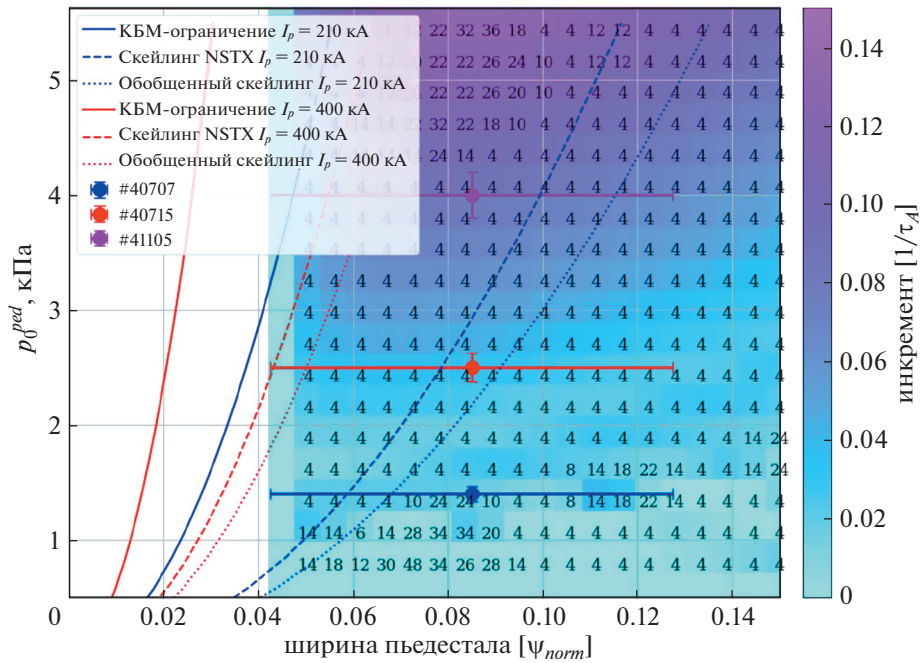


Рис. 8. Инкремент пилинг-баллонной неустойчивости и тороидальное число, наиболее неустойчивой моды; экспериментальные значения давления в пьедестале (точки), ограничение ширины пьедестала КБМ $\Delta = 0.089\sqrt{\beta_{p,ped}}$ (сплошные линии); ограничение ширины пьедестала, согласно скейлингу NSTX (пунктирные линии); ограничение ширины пьедестала, согласно обобщенному скейлингу (точечные линии).

нирующим влиянием пилинг-моды снижение плотности тока вблизи сепаратрисы на 30–50% может стабилизировать ПБ-моду.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ПБ-МОДЫ

Для определения количественных характеристик радиального профиля давления плазмы (его “высоты” и “ширины”), необходимых для дестабилизации ПБ-моды безотносительно внутренних перезамыканий было проведено моделирование устойчивости ПБ-моды с помощью кода BOUT++ [32]. Система уравнений одножидкостной МГД решалась методом конечных разностей в трехмерной геометрии токамака.

В полоидальном сечении использовалась сетка с четырехугольными ячейками, привязанная к магнитным поверхностям. Сетка имела разрешение 64×32 и покрытие $\psi_{norm} = 0.70–0.97$. Построение сетки производилось на основе данных магнитного равновесия EFIT для разряда № 40707 (вытянутость $\epsilon = 1.83$, средняя треугольность $\delta = 0.35$) [33]. Тороидальное модовое число было ограничено величиной $n < 45$. Моделирование производилось с временным шагом в 0.5 альфвенских времен (τ_A). Начальные значения профиля давления плазмы имели форму гиперболического тангенса и однозначно задавались двумя параметрами: шириной и высотой. Профиль

плотности тока состоял из двух компонент: омической и бустреп. Омическая компонента предполагалась постоянной на масштабах сетки и извлекалась из расчетов кода ASTRA для схожих разрядов. Бустреп-компонента рассчитывалась с помощью формулы из работы [31]. Давление быстрых ионов p_{fast} в отношении к полному давлению плазмы p_{total} в разрядах Глобус-М2 не превышает $p_{fast}/p_{total} < 0.1$ и им можно пренебречь.

Для анализа стабильности пьедестала была построена диаграмма устойчивости (рис. 8), которая описывает зависимость инкремента ПБ-неустойчивости от ширины и высоты пьедестала. Для построения диаграммы проводилось вычисление среднеквадратичного возмущения давления для каждой точки из диапазона высоты и ширины пьедестала. В полоидальном сечении была выбрана позиция в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля, в которой вычислялся инкремент неустойчивости из среднеквадратичного возмущения давления и присваивался данным параметрам пьедестала. Пьедестал, в случае с полностью синхронизированными срывами, находится в устойчивой области, и, следовательно, без дополнительного возмущения тока ПБ-мода не дестабилизируется. У разряда с частично синхронизированными срывами параметры пьедестала находятся в области границы устойчивости, соответственно, для дестабилизации

ции ПБ-моды необходимо возмущение тока, после которого наблюдаются еще несколько циклов срывов неустойчивости. Параметры пьедестала разрядов с полностью десинхронизированными срывами находятся в сильно неустойчивой области, поэтому не требуют токовых возмущений для дестабилизации ПБ-моды. Для параметров разрядов с полностью десинхронизированными срывами краевой неустойчивости наиболее неустойчивые моды имеют тороидальные модовые числа $n = 4-6$, соответствующие ELM типа-3 или типа-5.

Анализ ожидаемой высоты и ширины пьедестала с помощью модели EPED [6] для срывов краевой неустойчивости типа 1 показал, что в текущем состоянии модель неприменима для плазмы токамака Глобус-М2. Основным критерием применимости EPED-модели является условие дестабилизированной кинетической баллонной моды (КБМ) в пьедестале. Данное условие связывает высоту и ширину пьедестала критерием

$\Delta = 0.089\sqrt{\beta_{p,ped}}$, где Δ – ширина пьедестала, $\beta_{p,ped}$ – значение полоидальной беты на вершине пьедестала. Однако, кинетическая баллонная мода устойчива согласно приближению баллонно критического пьедестала во всей области устойчивой ПБ-моды, так как экспериментальные значения ширины пьедестала значительно выше, чем требуемые условием дестабилизированной КБМ (рис. 8). МТМ, которая так же способна ограничивать высоту и ширину пьедестала, развивается при более низких градиентах давления и характерна для сферических токамаков [34]. Следовательно, значения высоты и ширины пьедестала, не соответствующие ограничениям КБМ и экспериментальные свидетельства развития МТМ указывают на ключевую роль МТМ в ограничении параметров пьедестала. В то же время, скейлинг для сферического токамака NSTX [35] лучше соответствует экспериментальным значениям на Глобус-М2. Однако только использование обобщенного скейлинга для ширины пьедестала [36, 37] позволяет получить совпадение с экспериментальными значениями. Это свидетельствует о неприменимости модели EPED к пьедесталу токамака Глобус-М2 и необходимости ее модернизации для использования на сферических токамаках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами было показано, что в токамаке Глобус-М2 наблюдаются срывы краевых неустойчивостей как синхронизированные с внутренними перемыканиями (пилообразными колебаниями), так и полностью десинхронизированные. Десинхронизированные срывы представляют собой ELM типа 3/5 с доминирующим влиянием пи-

линг моды, и они развиваются при высоких значениях тока, тороидального поля и мощности инжекции ($I_p > 0.3$ МА, $B_T > 0.6$ Т и $P_{NBI} > 0.5$ МВт). Для их развития требуются давление в пьедестале $p_{ped} > 3.5$ кПа, чтобы дестабилизировать ПБ-моду. Пьедестал с таким высоким давлением достижим в режиме улучшенного удержания, при падении интенсивности мелкомасштабных флуктуаций в 5 раз, относительно уровня, предшествующего L–H-переходу. Ключевую роль в достижении необходимого давления играет газонапуск, так как в токамаке Глобус-М2 рост температуры электронов при увеличении вложенной мощности ограничен развитием МТМ, и единственным способом поднять давление в пьедестале является увеличение электронной концентрации.

БЛАГОДАРНОСТИ

Эксперименты проведены на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”. Измерение пространственных распределений температуры электронов, представленных в разделе “Анализ экспериментальных данных” выполнен в рамках государственного задания 0040-2019-0023. Проведение экспериментов по нагреву плазмы с помощью нейтральной инжекции, представленных в разделе “Анализ экспериментальных данных” выполнен в рамках государственного задания 0034-2021-0001. Моделирование МГД-устойчивости и измерения флуктуаций скорости вращения плазмы диагностикой ДОР представленные в разделе “Моделирование развития ПБ моды” выполнены при финансовой поддержке РФФИ № 18-72-10028.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

У авторов нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leonard A.W. // Phys. Plasmas 2014. 21 090501. <https://doi.org/10.1063/1.4894742>
2. Wagner F., Fussmann G., Grave T., Keilhacker M., Kornherr M., Lackner K., McCormick K., Müller E.R., Stäbler A., Becker G., Bernhardt K., Ditte U., Eberhagen A., Gehre O., Gernhardt J., Gierke G.v., Glock E., Gruber O., Haas G., Hesse M., Janeschitz G., Karger F., Kissel S., Klüber O., Lisitano G., Mayer H.M., Meisel D., Mertens V., Murmann H., Poschenrieder W., Rapp H., Röhr H., Ryter F., Schneider F., Siller G., Smeulders P., Söldner F., Speth E., Steuer K.-H., Szymanski Z., Vollmer O. // Phys. Rev. Lett. 1984. 53. 1453. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.1453>
3. Wilson H.R., Cowley S.C. // Phys. Rev. Lett. 2004. 92. 175006 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.175006>

4. *Lampert M., Diallo A., Myra J.R., Zweben S.J.* // Phys. Plasmas 2021. 28. 022304
<https://doi.org/10.1063/5.0031322>
5. *Snyder P.B., Wilson H.R., Ferron J.R., Lao L.L., Leonard A.W., Osborne T.H., Turnbull A.D., Mossessian D., Murakami M., Xu X.Q.* // Phys. Plasmas. 2002. 9 2037
<https://doi.org/10.1063/1.1449463>
6. *Snyder P.B., Groebner R.J., Hughes J.W., Osborne T.H., Beurskens M., Leonard A.W., Wilson H.R., Xu X.Q.* // Nucl. Fusion 2011. 51. 103016
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/10/103016>
7. *Loarte A., Becoulet M., Saibene G., Sartori R., Campbell D.J., Eich T., Herrmann A., Laux M., Suttrop W., Alper B., Lomas P.J., Matthews G., Jachmich S., Ongena J., Innocente P.* and EFDA- JET Workprogramme Collaborators // Plasma Phys. Control. Fusion 2022. 44. 1815.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/9/303>
8. *Zohm H., Osborne T.H., Burrell K.H., Chu M.S., Doyle E.J., Gohil P., Hill D.N., Lao L.L., Leonard A.W., Taylor T.S., Turnbull A.D.* // Nucl. Fusion 1995. 35 543.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/35/5/105>
9. *Kass T., Günter S., Maraschek M., Suttrop W., Zohm H.* and ASDEX Upgrade Team // Nucl. Fusion 1998. 38. 111.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/38/1/310>
10. *Saarelma S., Hender T.C., Kirk A., Meyer H., Wilson H.R.*, and MAST Team // Plasma Phys. Control. Fusion 2007. 49. 31.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/49/1/003>
11. *Maingi R., Bush C.E., Fredrickson E.D., Gates D.A., Kaye S.M., LeBlanc B.P., Menard J.E., Meyer H., Mueller D., Nishino N., Roquemore A.L., Sabbagh S.A., Tritz K., Zweben S.J., Bell M.G., Bell R.E., Biewer T., Boedo J.A., Johnson D.W., Kaita R., Kugel H.W., Maqueda R.J., Munsat T., Raman R., Soukhanovskii V.A., Stevenson T., Stutman D.* // Nucl. Fusion 2005. 45. 1066.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/45/9/006>
12. *Zohm H.* // Plasma Phys. Control. Fusion 1996. 38. 105.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/38/2/001>
13. *Maingi R.* // Phys. Plasmas. 2006. 13. 092510.
<https://doi.org/10.1063/1.2226986>
14. *Lang P.T., Loarte A., Saibene G., Baylor L.R., Becoulet M., Cavinato M., Clement-Lorenzo S., Daly E., Evans T.E., Fenstermacher M.E., Gribov Y., Horton L.D., Lowry C., Martin Y., Neubauer O., Oyama N., Schaffer M.J., Stork D., Suttrop W., Thomas P., Tran M., Wilson H.R., Kavin A., Schmitz O.* // Nucl. Fusion. 2013. 53. 043004.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/4/043004>
15. *Solokha V.V., Kurskiev G.S., Bulanin V.V., Petrov A.V., Tolstyakov S.Yu., Mukhin E.E., Gusev V.K., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Tokarev V.A., Khromov N.A., Patrov M.I., Bakharev N.N., Sladkomedova A.D., Telnova A.Yu., Shchegolev P.B., Kiselev E.O., Yashin A.Yu.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. 1094. 012002.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1094/1/012002>
16. *Bulanin V.V., Kurskiev G.S., Solokha V.V., Yashin A.Yu., Zhiltsov N.S.* // Plasma Phys. Control. Fusion 2021. 63. 122001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac36a4>
17. *Minaev V.B., Gusev V.K., Sakharov N.V., Varfolomeev V.I., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Bondarchuk E.N., Brunkov P.N., Chernyshev F.V., Davydenko V.I., Dyachenko V.V., Kavin A.A., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kononov A.N., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Labusov A.N., Melnik A.D., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Rozhansky V.A., Saveliev A.N., Senichenkov I.Yu., Shchegolev P.B., Shcherbinin O.N., Shikhovtsev I.V., Sladkomedova A.D., Solokha V.V., Tanchuk V.N., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Zhilin E.G.* // Nucl. Fusion 2017. 57. 066047.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa69e0>
18. *Gusev V.K., Golant V.E., Gusakov E.Z., D'yachenko V.V., Irzak M.A., Minaev V.B., Mukhin E.E., Novokhatskii A.N., Podushnikova K.A., Razdobarin G.T., Sakharov N.V., Tregubova E.N., Uzlov V.S., Shcherbinin O.N., Belyakov V.A., Kavin A.A., Kostsov Yu.A., Kuz'min E.G., Soikin V.F., Kuznetsov E.A., Yagnov V.A.* // Tech. Phys. 1999. 44. 1054.
<https://doi.org/10.1134/1.1259469>
19. *Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N.V., Petrov Yu.V., Bakharev N.N., Balachenkov I.M., Bazhenov A.N., Chernyshev F.V., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Mukhin E.E., Patrov M.I., Shulyat'iev K.D., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tkachenko E.E., Tukhmenova E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Goryainov V.Yu., Bulanin V.V., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Yashin A.Yu., Kavin A.A., Zhilin E.G., Solovey V.A.* // Nucl. Fusion 2022. 62. 016011.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac38c9>
20. *Yashin A., Bulanin V., Petrov A., Ponomarenko A.* // Appl. Sci. 2021. 11. 8975.
<https://doi.org/10.3390/app11198975>
21. *Sakharov N.V., Voronin A.V., Gusev V.K., Kavin A.A., Kamenshchikov S.N., Lobanov K.M., Minaev V.B., Novokhatsky A.N., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Shchegolev P.B.* // Plasma Phys. Rep. 2015. 41. 997.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X15120120>
22. *Курскиев Г.С., Жильцов Н.С., Коваль А.Н., Корнев А.Ф., Макаров А.М., Мухин Е.Е.* // Письма в Журнал технической физики 2021. 47. 24.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.24.51799.19019>
23. *Muller M.* Dynamic Time Warping. In: Information Retrieval for Music and Motion. Springer, Berlin, Heidelberg.
https://doi.org/10.1007/978-3-540-74048-3_4
24. *Kalupin D., Tokar M.Z., Unterberg B., Loozen X., Pili-penko D., Zagorski R.* and TEXTOR Contributors // Plasma Phys. Control. Fusion 2006. 48. A309.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/48/5A/S30>
25. *Porcelli F., Boucher D., Rosenbluth M.N.* // Plasma Phys. Control. Fusion 1996. 38. 2163.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/38/12/010>
26. *Greenwald M., Terry J.L., Wolfe S.M., Ejima S., Bell M.G., Kaye S.M., Neilson G.H.* // Nucl. Fusion 1988. 28 2199.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/28/12/009>

27. *Eich T., Goldston R.J., Kallenbach A., Sieglin B., Sun H.J., ASDEX Upgrade Team and JET Contributors // Nucl. Fusion* 2018. 58. 034001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aaa340>
28. *Suttrop W., Kaufmann M., de Blank H.J., Brüsehaber B., Lackner K., Mertens V., Murmann H., Neuhauser J., Rytter F., Salzmann H., Schweinzer J., Stober J., Zohm H. and the ASDEX Upgrade Team // Plasma Phys. Control. Fusion* 1997. 39. 2051.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/39/12/008>
29. *Larakers J.L., Curie M., Hatch D.R., Hazeltine R.D., Mahajan S.M. // Phys. Rev. Lett.* 2021. 126. 225001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.225001>
30. *Nelson A.O., Laggner F.M., Diallo A., Smith D., Xing Z.A., Shousha R., Kolemen E. // Nucl. Fusion* 2021. 61. 116038.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac27ca>
31. *Redl A., Angioni C., Belli E., Sauter O., ASDEX Upgrade Team, and EUROfusion MST1 Team // Phys. Plasmas* 2021. 28. 022502.
<https://doi.org/10.1063/5.0012664>
32. *Dudson B.D., Umansky M.V., Xu X.Q., Snyder P.B., Wilson H.R. // Comput. Phys. Commun.* 2009. 180 1467.
<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2009.03.008>
33. *Lao L.L., St. John H.E., Peng Q., Ferron J.R., Strait E.J., Taylor T.S., Meyer W.H., Zhang C., You K.I. // Fusion Sci. Technol.* 2005. 48. 968.
<https://doi.org/10.13182/FST48-968>
34. *Dickinson D., Roach C.M., Saarelma S., Scannell R., Kirk A., Wilson H.R. // Phys. Rev. Lett.* 2012. 108. 135002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.135002>
35. *Diallo A., Maingi R., Kubota S., Sontag A., Osborne T., Podestà M., Bell R.E., LeBlanc B.P., Menard J., Sabbagh S. // Nucl. Fusion.* 2011. 51. 103031.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/10/103031>
36. *Медведев С.Ю., Иванов А.А., Мартынов А.А., Пошехонов Ю.Ю., Коновалов С.В., Полевой А.Р. // Физика плазмы.* 2016. Т. 42. № 5. С. 483.
<https://doi.org/10.7868/S0367292116050103>
37. *Медведев С.Ю., Мартынов А.А., Коновалов С.В., Леонов В.М., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р. // Физика плазмы.* 2021. Т. 47. № 11. С. 998.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110226>