

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
Отделение физики плазмы, атомной физики и астрофизики
Лаборатория Физики Высокотемпературной плазмы

Солоха Владимир Владимирович
**Исследование краевых МГД неустойчивостей в токамаках
Глобус-М и Глобус-М2**

Специальность 1.3.9 – физика плазмы

Научный доклад

Санкт-Петербург

2022

Научный руководитель: Г. С. Курскиев, научный сотрудник
лаборатории физики
высокотемпературной плазмы ФТИ
им. А.Ф. Иоффе, кандидат физико-
математических наук

Рецензент: Л. Г. Аскинази, старший научный
сотрудник лаборатории физики
высокотемпературной плазмы ФТИ
им. А.Ф. Иоффе, доктор физико-
математических наук

Рецензент: И. Ю. Сениченков, старший научный
сотрудник, доцент Научно-
исследовательской лаборатории
управляемого термоядерного синтеза
института физики, нанотехнологий и
телекоммуникаций СПбПУ,
кандидат физико-математических
наук

Оглавление

Оглавление.....	1
Общая характеристика работы.....	2
Актуальность темы.....	2
<i>Цель научного исследования.....</i>	<i>6</i>
Задачи научного исследования.....	6
Научная новизна работы.....	6
Основные положения работы.....	6
Апробация работы.....	7
Содержание работы.....	8
Глава 1. Основы методов исследования пьедестала на токамаках Глобус-М/М2.....	8
1.1 Токамаки Глобус-М и Глобус-М2	8
1.2 Диагностика томсоновского рассеяния	9
1.3 Пилинг-баллонная мода.....	10
1.4 Код VOUT++.....	11
1.5 Код FreeGS.....	13
1.6 Код IPF-FD3D.....	13
Глава 2. Исследование краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М	15
2.1 Экспериментальные исследования срывов краевых неустойчивостей и их синхронизации с внутренними перезамыканиями.....	15
2.2 Индуцирование токовых возмущений вблизи сепаратрисы при срыве внутреннего перезамыкания.....	20
2.3 Влияние токового возмущения на устойчивость ПБ моды.....	23
Глава 3. Классификация краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М2	25
3.1 Экспериментальная классификация срывов краевых неустойчивостей.....	25
3.2 Диаграмма устойчивости для токамака Глобус-М2	29
Глава 4. Моделирование пилинг-баллонной неустойчивости в приближении двухжидкостной МГД и анализ данных синтетической диагностики	31
Заключение	35
Публикации основных результатов	36
Список литературы.....	37

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Население Земли на момент написания работы увеличивается со скоростью 9000 человек в час [1]. При этом расход энергии на душу населения тоже растет, что приводит к нелинейному росту спроса на энергию, который предположительно вырастет на 30% к 2050 г. [2]. Для удовлетворения данного спроса требуется постройка нескольких ГВт станций ежегодно. Угольные электростанции имеют среднюю нормированную стоимость электроэнергии (50-70\$/МВтч) и высокую удельную мощность на площадь комплекса (1.9 МВт/га). Однако, выброс SO_2 , NO_x и аэрозольные соединения увеличивают избыточную смертность населения при работе угольных электростанций. Работа угольных электростанций приводит к 15000 избыточных смертей ежегодно в Европе [3] и более чем 220000 избыточных смертей в Китае [4] по состоянию на 2013 год. Схожие значения нормированной стоимости электроэнергии (40-60\$/МВтч) также свойственны солнечной и ветряной береговой энергетике, которая также имеет низкую сопутствующую избыточную смертность и доступна конечным пользователям. Данные электростанции имеют очень низкую удельную мощность на площадь комплекса, что значительно ограничивает их промышленное использование (0.3 МВт/га). Ядерная энергетика, основанная на расщеплении ядер тяжелых элементов, несмотря на высокую стоимость постройки станции имеет низкую нормированную стоимость электроэнергии (30-50\$/МВтч) за счет увеличения срока службы уже построенных электростанций, среднюю удельную мощность на площадь комплекса (0.9 МВт/га) [5] и низкую избыточную смертность населения при соблюдении норм радиационной безопасности. При использовании ядерных реакторов образуются побочные долгоживущие радиоактивные продукты реакций, и одной из проблем является их утилизация.

Термоядерная энергетика, основанная на слиянии ядер легких элементов, является решением двух проблем. С одной стороны, ядерный синтез изотопов водорода является источником чистой энергии с огромной удельной плотностью (336 ТДж/кг для D-T реакции в сравнении с 36 МДж/кг для угля). Побочным продуктом реакции является гелий-4, который безопасен для окружающей среды. Основным продуктом реакции является высокоэнергетичный нейтрон (14.1 МэВ), который может быть использован для трансмутации отходов ядерных электростанций. Также, термоядерные реакторы сильно подкритичны, что позволяет полностью избежать неконтролируемой цепной реакции.

Синтез ядер легких элементов в природе осуществляется на Солнце. Основными солнечными реакциями гравитационного синтеза является реакция протон-протон и CNO-цикл [6,7]. Самоподдерживающийся характер реакций на Солнце обеспечивается высоким временем удержания частиц и высокой концентрацией вследствие гравитационного взаимодействия. Таким образом, несмотря на низкие температуры (менее 2 кэВ), реакции синтеза протекают в самоподдерживающемся режиме.

Для термоядерных реакций на Земле недостижимы условия гравитационного синтеза, и соответственно реакция протон-протон и CNO-цикл не подходят в силу низких сечений реакции [6,7]. Наиболее эффективными реакциями сечениями 1-10 барн являются D-T, D-³He и p-¹¹B реакции. Однако, техническое использование D-³He и p-¹¹B крайне затруднено. Реакция p-¹¹B имеет высокие сечения лишь при энергии центра масс более 200 кэВ (вследствие высокого заряда бора), при данных температурах даже самые оптимистичные оценки не позволяют получить самоподдерживающуюся реакцию из-за высокой мощности [8]. Добыча или синтез ³He на Земле экономически не выгодны, а его добыча на поверхности Луны существенно увеличивает стоимость топлива. Также данной реакции свойственны высокие сечения при энергиях более 100 кэВ, что уменьшает эффективность реактора

из-за высокой мощности тормозного излучения. Реакция D-T является и эффективной ($\cong 6$ барн) и протекает при относительно низких энергиях ($\cong 40$ кэВ), поэтому именно она будет использоваться в термоядерных реакторах на Земле.

Оптимальная температура для реакции D-T фиксирована, соответственно установки способные реализовать самоподдерживающуюся реакцию [9] могут быть спроектированы двумя способами: максимизация концентрации или максимизация времени удержания энергии. Высокие концентрации (более 10^{25}см^{-3}) достигаются в установках инерциального синтеза [10]. Принцип работы данных установок заключается в облучении лазерами капсулы с D-T топливом. Высокие времена удержания энергии (более 1 с) достигаются в установках магнитного удержания. Магнитное поле изолирует горячую плазму от материальной поверхности первой стенки, и способно удерживать частицы и энергию достаточно долго, чтобы обеспечивать самоподдерживающуюся реакцию. Эффективность работы реактора характеризуется параметром $Q=P_{\text{fus}}/P_{\text{in}}$, где P_{fus} — мощность, выделяемая в ходе реакций синтеза, P_{in} — вкладываемая мощность. Самоподдерживающаяся реакция имеет $Q=\infty$, значение Q для экономически выгодного термоядерного реактора составляет $Q=5-20$. Наибольших успехов удалось достичь в установках типа токамак. Эксперименты 2021-2022 года на токамаке JET в Калеме, Великобритания [11] продемонстрировали разряд с 9 МВт термоядерной мощности при вложенных 33 МВт на протяжении 5 с ($Q = 0.3$). Основной физической сложностью при создании реактора на основе токамака является стабилизация микронеустойчивостей, ухудшающих удержание частиц и энергии в токамаке [12,13]. Стабилизировать данные неустойчивости можно с помощью обратного магнитного шира [14] или с помощью дополнительного шира вращения, который разрушает турбулентные вихри и уменьшает коэффициенты переноса [15]. В плазме токамака шир вращения может создаваться градиентом давления, соответственно, возникает положительная обратная связь и удержание плазмы в области высоких градиентов давления на границе

плазменного шнура (пьедестал) спонтанно улучшается. Спонтанный переход из режима без пьедестала (L-mode) в режим улучшенного удержания (H-mode) был впервые обнаружен на токамаке ASDEX [16]. Данный режим позволяет получать высокие времена удержания энергии в токамаках меньшего размера и с меньшей величиной тороидального магнитного поля, чем в L-mode. И следовательно, снижает стоимость токамака-реактора.

Однако, естественное следствие работы в режиме улучшенного удержания – высокие значения градиентов давления (около 0.1 МПа/м). Градиент давления вызывает дестабилизацию магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей в краевой плазме токамака. Основной неустойчивостью развивающейся в краевой плазме является пилинг-баллонная неустойчивость [17]. При срыве пилинг-баллонной неустойчивости на короткое время (неск. мкс) происходит стохастизация магнитных силовых линий вблизи сепаратрисы, которая вызывает потерю частиц из пьедестала. Далее, эти частицы попадают на диверторные пластины, распыляют вещество с поверхности, вызывают увеличение интенсивности излучения водородных и примесных линий. Таким образом, краевые неустойчивости нежелательны по 3 причинам: потеря давления из пьедестала и распыление диверторных пластин, ведущие к уменьшению Q ; увеличение уровня шума оптических диагностик токамака.

Цель научного исследования

Исследовать развитие и срывы краевых неустойчивостей в токамаках Глобус-М и Глобус-М2.

Задачи научного исследования

- Исследование условий развития и срывов краевых неустойчивостей в токамаках Глобус-М и Глобус-М2. Систематизация экспериментальных данных о срывах краевых неустойчивостей.
- Провести численное моделирование развития пилинг-баллонной неустойчивости в пьедестале токамаков Глобус-М и Глобус-М2.
- Исследовать взаимосвязь внутренних перезамыканий и развития краевых неустойчивостей.
- Произвести прямое моделирование данных диагностики обратного рассеяния для результатов МГД симуляций с помощью полноволнового кода для подготовки к решению обратной задачи.

Научная новизна работы

Впервые была предложена количественная модель синхронизации срывов внутренних перезамыканий и краевых неустойчивостей. Для Глобус-М/М2 впервые были проанализированы срывы краевых неустойчивостей с помощью численного моделирования.

Основные положения работы

1. Модель синхронизации внутренних перезамыканий и срывов краевых неустойчивостей, посредством возникновения токовых возмущений в краевой плазме, дестабилизирующих пилинг моду.
2. Диаграмма устойчивости пилинг-баллонной моды для токамаков Глобус-М/М2 полученная с помощью решения МГД уравнений для одножидкостной

плазмы кодом BOUТ++ в линейном приближении без учета полоидального вращения плазмы.

3. Произведена классификация срывов краевых неустойчивостей для токамаков Глобус-М/М2 по степени синхронизации с внутренними перезамыканиями.

4. Реализован генератор синтетических данных диагностики обратного рассеяния с помощью полноволнового моделирования, использующий результаты МГД симуляций и позволяющий решать обратную задачу.

Апробация работы

Результаты работы были представлены на конференциях:

1. Международная молодежная конференция ФизикА, СПб., 24-27 октября, 2017 г
2. 45-ая Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл. 2 - 6 апреля 2018 года
3. Nature Conference Advances and Applications in Plasma Physics, St. Petersburg, Russia, 18 - 20 сентября 2019 года
4. 48-ая Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл. 15 - 19 марта 2021 года
5. 49-ая Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл. 14 - 18 марта 2022 года

Содержание работы

Глава 1. Основы методов исследования пьедестала на токамаках Глобус-М/М2

1.1 Токамаки Глобус-М и Глобус-М2

Токамак Глобус-М [14] являлся сферическим токамаком ($R/a = 0.36 \text{ м}/0.24 \text{ м} = 1.5$), где R — большой радиус и a — малый радиус, с характерными значениями тороидального магнитного поля $B_T < 0.5 \text{ Т}$, тока плазмы $I_p < 0.3 \text{ МА}$ и длительностью разряда менее 0.13 с . Магнитная система токамака позволяет получать вытянутость и треугольность 2 и 0.5 , соответственно. Нагрев плазмы на токамаке Глобус-М производился омическим методом, радиоволновым методом (в ион-циклотронном и нижегибридном диапазоне) и с помощью инъекции пучка нейтральных атомов. В текущем докладе, рассматриваются лишь разряды с инъекцией нейтральных атомов. Инжектор атомов H или D работает при энергии инъекции $18\text{-}30 \text{ кэВ}$, мощности инъекции $0.3\text{-}1.0 \text{ МВт}$ и длительностью инъекции $< 50 \text{ мс}$.

В конце 2017 года была завершена модификация токамака Глобус-М – Глобус-М2 [15]. В ходе модификации была изменена магнитная система токамака и добавлен второй инжектор нейтральных частиц. В результате модификации тороидальное магнитное поле было увеличено до $B_T < 1.0 \text{ Т}$, ток плазмы до $I_p < 0.5 \text{ МА}$ и длительность разряда до 0.25 с . Дополнительный инжектор нейтральных частиц с энергией инъекции до 45 кэВ и мощностью инъекции до 1.0 МВт имеет длительность превышающую длительность разряда токамака.

Для исследования краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М и Глобус-М2 использовались диагностики: томсоновского рассеяния (ТР) [16],

доплеровского обратного рассеяния (ДОР) [17], спектрометрии и магнитных зондов [18].

1.2 Диагностика томсоновского рассеяния

Диагностика ТР играет ключевую роль в данной работе, так как она производит измерения радиальных профилей температуры и концентрации электронов плазмы. Измеренные профили использовались в качестве начальных условий при численном моделировании в главах 3-5 и при анализе диаграммы устойчивости в главе 4.

Принцип работы ТР основан на измерении интенсивности и спектре зондирующего излучения, рассеянного на электронах. В качестве источника зондирующего излучения используется лазер с длиной волны много меньшей Дебаевского радиуса (1055 и 1064 нм) и коротким импульсом (менее 12 нс). Ограничение на длину волны вызвано эффектом коллективного рассеяния, когда лазерное излучение рассеивается на группе электронов, связанных взаимодействием с ионами плазмы. Длина лазерного импульса выбирается оптимальной с целью минимизировать фоновый сигнал плазмы и увеличить точность измерений.

Для получения температуры и концентрации электронов из рассеянного сигнала используются фильтровые полихроматоры [19]. При сборе рассеянного излучения из участка пересечения хорды зондирующего луча и хорды наблюдения вычисляются локальные параметры плазмы. На основании измеренных значений интенсивности сигналов рассеяния в различных спектральных каналах вычисляются локальные значения n_e и T_e . При использовании нескольких полихроматоров с различными хордами наблюдения производятся измерения пространственных распределений n_e и T_e .

1.3 Пилинг-баллонная мода

Краевые неустойчивости, возникающие при работе токамака в режиме улучшенного удержания, лучше всего описываются моделью пилинг-баллонных мод [13]. Использование модели баллонной моды позволяет лишь предсказывать градиенты давления в случае краевых неустойчивостей с большими тороидальными модовыми числами ($n > 10$) [20], однако даже в этом случае они не способны объяснить зависимость высоты пьедестала от треугольности плазмы. Модель пилинг-моды способна объяснить появление малых срывов неустойчивости, так как она развивается на рациональных магнитных поверхностях снаружи от сепаратрисы – срывы неустойчивостей пилинг-моды вызывают меньшие потоки частиц на дивертор, так как давление в пьедестале меньше, чем в случае срыва баллонной моды.

Таким образом, модель описывающая связанную пилинг-баллонную неустойчивость (ПБ) наилучшим образом подходит для предсказания критической величины градиента давления в пьедестале. Кинк-баллонная мода является более устойчивой [21], следовательно не влияет на срыв краевых неустойчивостей. Для вычисления инкрементов и модовой структуры возмущений могут использоваться различные численные коды: решающие систему одножидкостных уравнений МГД в линейном приближении и вычисляющие собственные числа неустойчивостей (MISHKA) [22], решающие уравнения Эйлера (ELITE) [23], полностью решающие систему МГД уравнений (BOUT++) [24, 25] и другие (MARG2D, GATO). Последние являются самыми полными, позволяют получить полоидальные распределения давления или концентрации/температуры, однако, являются наиболее медленными.

Для предсказательного моделирования пьедестала знания критического градиента недостаточно, так как неизвестных величин две: высота (полное давление плазмы на границе области высоких градиентов и центральной области) и ширина пьедестала (длина области высоких градиентов в потоковых координатах ψ_{norm}). Соответственно, полная модель должна включать в себя

функциональную зависимость между шириной и высотой пьедестала. Наиболее распространенной является модель EPED [26]. Для связи высоты и ширины пьедестала используется предположение, что пьедестал неустойчив для кинетической баллонной моды (КБМ) [31], когда более половины пьедестала локально неустойчивы. В результате реализуется зависимость $\Delta = 0.089 \sqrt{\beta_{pol,ped}}$, где Δ — ширина пьедестала, $\beta_{pol,ped}$ — полоидальная бета в вершине пьедестала, между шириной и высотой пьедестала, которая позволяет делать предсказания высоты пьедестала.

По экспериментальным измерениям срывы краевых неустойчивостей могут быть разделены на множество типов, двумя основными являются Тип I и Тип III [32]. Тип I характеризуется высокими значениями градиента давления вблизи границы устойчивости идеальной баллонной моды. При этом тороидальное модовое число неустойчивости принимает высокие значения ($n > 10$). При достижении второй области устойчивости баллонной моды тороидальные модовые числа могут принимать низкие значения ($n < 8$). В обоих случаях, температура в пьедестале имеет высокие значения ($T_e > 500$ eV) [33]. Также, частота следования срывов при увеличении мощности доп. нагрева увеличивается, и не зависит от интенсивности газонапуска.

Тип III характеризуется более низкими модовыми числами ($n < 10$), низкой температурой ($T_e < 500$ eV) и низкими величинами градиента давления (в сравнении с неустойчивой идеальной баллонной модой). Основной причиной срыва является дестабилизация пилинг ветви неустойчивости, которая приводит к срывам меньшей интенсивности, чем Тип I. Также, частота следования срывов при увеличении мощности доп. нагрева уменьшается, а при более интенсивном газонапуске увеличивается.

1.4 Код BOUT++

Для вычисления параметров ПБ неустойчивости в данной работе был использован фреймворк BOUT++. BOUT++ позволяет выполнять решение

уравнений в частных производных в некартовых координатах. Основным преимуществом данного кода является его гибкость, т. е. относительная простота изменения моделей, к примеру в Главе 3 в систему уравнений был добавлен член, отвечающий за неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Основным недостатком является относительно низкая производительность кода. В представленной работе, производилось решение двух систем уравнений: упрощенной одножидкостной (1-жид) МГД [34] и двухжидкостной (2-жид) МГД [35]. Системы уравнений решались в безразмерном виде, соответственно, шаг по времени был пропорционален альфвеновскому времени (τ_a) Решение производилось в 3-х измерениях. В полоидальном сечении, использовалась прямоугольная сетка с разрешениями от 32×32 до 128×128 , построенная с помощью данных магнитного равновесия. В тороидальном направлении решение производилось с помощью Фурье разложения для тороидальных гармоник с модовыми числами $n < 30$. Сетка покрывала область от $\psi_{\text{norm}}=0.70$ - 0.97 (около 3 см). Данные ТР и зондовой диагностики использовались для получения начальных условий на профиль концентрации и температуры. Для вычисления использовались два предположения: равенство давления электронов и давления ионов [36] и относительно низкое давление быстрых частиц ($p_{\text{fast}}/p_{\text{total}} < 0.1$) [37] предполагалось пренебрежимым. Пример данных возмущения давления из решения системы 1-жид МГД представлен на рисунке 1. Так как, инкремент ПБ моды зависит от баллонного угла и радиального положения, то для снижения размерности инкремент неустойчивости рассчитывался для локальной точки в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля с $\psi_{\text{norm}}=0.90$. С помощью варьирования высоты и ширины пьедестала была построена диаграмма устойчивости, чтобы найти критические значения высоты и ширины пьедестала для заданной магнитной конфигурации.

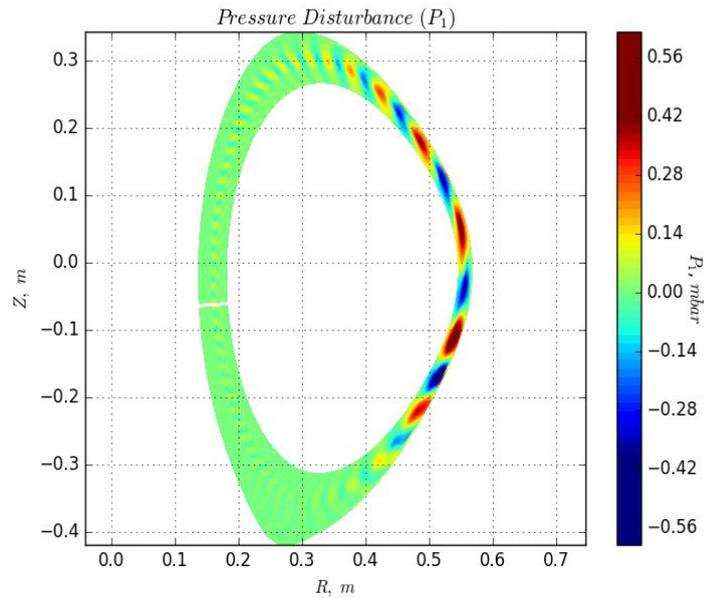


Рис. 1: Рассчитанное возмущение давления для ПБ моды в токамаке Глобус-М ($p_{ped} = 0.7$ kPa, $width=0.07$).

1.5 Код FreeGS

В главе 3 был использован код FreeGS [38] для решения уравнения Грета-Шафранова [39] и вычисления соответствующих токов в магнитных катушках. Начальными условиями являлись: профиль давления; значение тока плазмы; положение стенки вакуумной камеры; положение катушек вертикального и радиального поля, соленоида и X-точек. FreeGS выполнял решение задачи оптимизации по поиску формы профиля тока плазмы и токов в катушках. В результате, получалось распределение магнитного потока (ψ) в пространстве.

1.6 Код IPF-FD3D

В главе 5 был использован код IPF-FD3D [40,41] для полноволновых симуляций ДОР. Данный код производил решение уравнений Максвелла на плоской двумерной сетке (1201×961). Начальными условиями являлись параметры зондирующего излучения. Для описания плазмы использовались плазменная и циклотронная частота. В ДОР на Глобус-М/М2 используется О-

мода, следовательно, зависимость частоты отсечки от магнитного поля отсутствует, и плазма описывается лишь плазменной частотой [42]. В результате расчета выводятся синтетические синфазная (I) и квадратурная (Q) компоненты сигнала ДОР для заданных значений распределений концентрации электронов плазмы, которые позволяли сравнивать их с экспериментальными данными [43].

Глава 2. Исследование краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М

2.1 Экспериментальные исследования срывов краевых неустойчивостей и их синхронизации с внутренними перезамыканиями

Токамак Глобус-М при работе в режиме улучшенного удержания демонстрировал наличие срывов краевых неустойчивостей, детектируемых на спектроскопической диагностике D_α . Более 90% срывов неустойчивостей на токамаке Глобус-М происходило синхронизировано с перезамыканиями [44, 45], в частности с пилообразными колебаниями. Пример данного события изображен на рисунке 2а. Форма пика на диагностике D_α указывает на то, что эти срывы являлись составными, т.е. после срыва краевой неустойчивости происходит кратковременный переход из H-mode в L-mode и обратно [32]. Характерная задержка между внутренним перезамыканием и срывом краевой неустойчивости составляла около 156 ± 72 мкс (рисунок 2б).

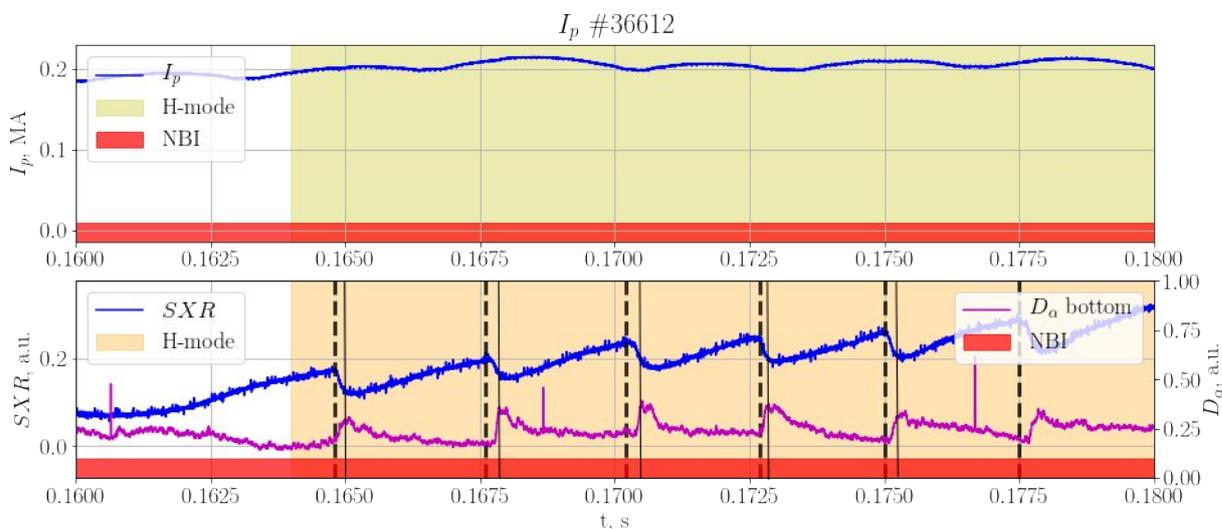


Рис. 2а: Временной ход тока плазмы (I_p), свечение мягкого рентгеновского излучения (SXR), свечение водородной линии из нижнего купола (D_α), время активации доп. нагрева плазмы (NBI), время нахождения плазмы в H-mode разряда Глобус-М №36612. Времена перезамыканий и срывов краевой неустойчивости отмечены вертикальными линиями.

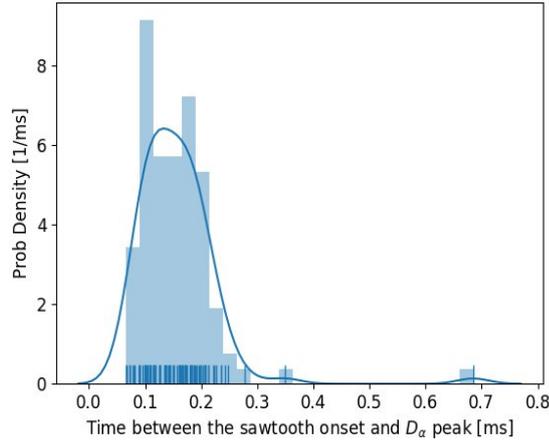


Рис. 2б: Распределение временных задержек между внутренними перезамыканиями и срывами краевых неустойчивостей для выборки разрядов Глобус-М.

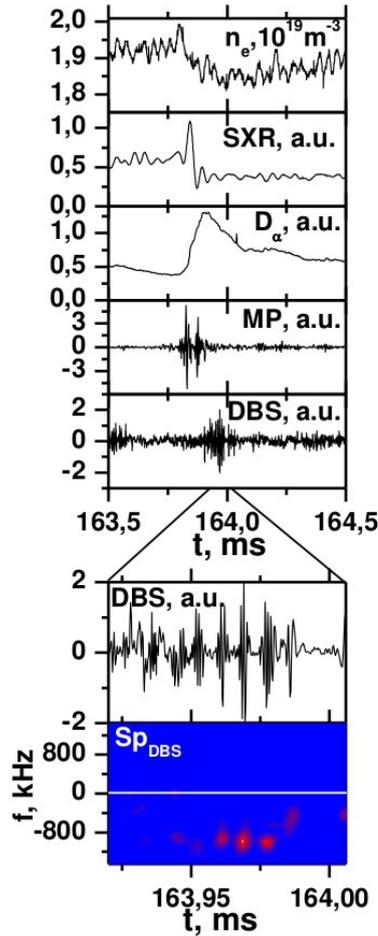


Рис. 3: Пример синхронизированного срыва из разряда Глобус-М №29874: среднехордовая n_e , свечение мягкого рентгеновского излучения (SXR), свечение водородной линии из нижнего купола (D_α), сигнал магнитного зонда (MP), сигнал ДОР (DBS).

Одновременно со срывом неустойчивости наблюдались магнитные возмущения на диагностике магнитных зондов и формирование периодических возмущений n_e с помощью ДОР (рисунок 3). Данные индикаторы указывали, что на токамаке Глобус-М наблюдались именно краевые неустойчивости сопровождающиеся появлением периодических возмущений n_e с тороидальными модовыми числами $n < 12$, а не цикличные входы и выходы из H-mode, которые не предваряются магнитными возмущениями. Составная природа срывов, вызвана работой токамака при мощностях близких к граничным для L-H перехода.

Возникновение краевых неустойчивостей в токамаке Глобус-М в основном наблюдалось в режимах с дополнительным нагревом, так как в них градиент давления значительно выше (в 2 раза), чем в омическом режиме (рисунок 4).

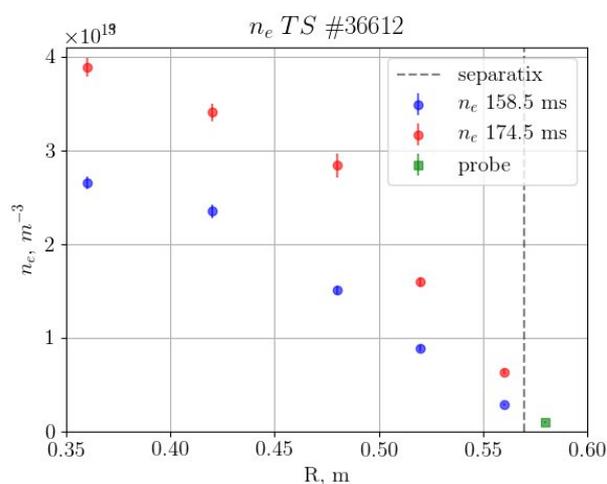


Рис. 4а: ТР профили n_e разряда Глобус-М №36612 в L-mode (синий) и в H-mode (красный). Зеленая точка – измерения прыгающим зондом.

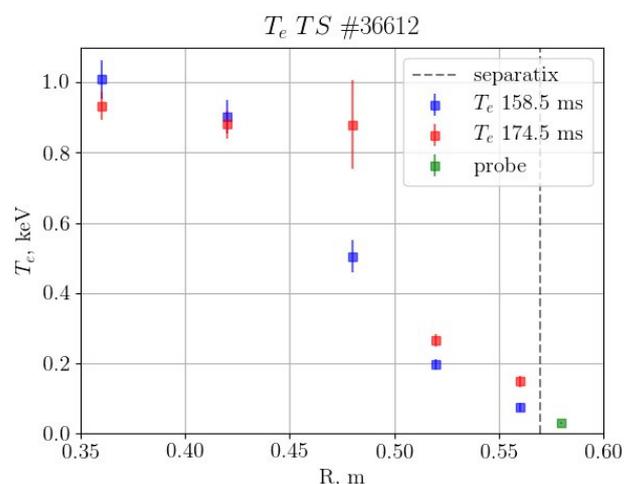


Рис. 4б: ТР профили T_e разряда Глобус-М №36612 в L-mode (синий) и в H-mode (красный). Зеленая точка – измерения прыгающим зондом.

Диаграмма устойчивости на рисунке 5 показывает, что плазма в L-mode устойчива и дестабилизация ПБ неустойчивости была возможна лишь при

увеличении высоты пьедестала или при уменьшении ширины пьедестала. Пьедестал в режиме улучшенного удержания имеет в 1.5 раза большую высоту и в 1.3 раза меньшую ширину, что является достаточным для достижения уровня маргинальной устойчивости ПБ моды. Стоит учесть, что для анализа устойчивости использовались симуляции 1-жид МГД VOUP++ в линейном приближении без учета полоидального вращения плазмы.

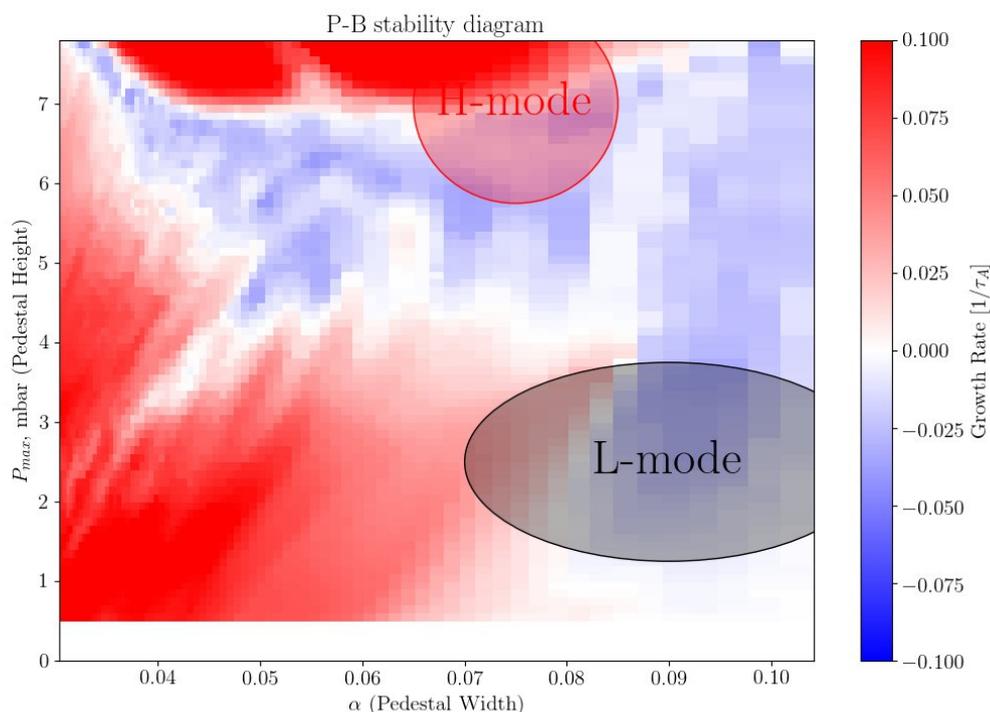


Рис. 5: Диаграмма устойчивости (зависимость инкремента неустойчивости от ширины пьедестала в потоковых координатах [ось x] и высоты пьедестала в мбар [ось y]) разряда Глобус-М №36612. Отмечены области параметров характерных для L-mode (серый овал) и для H-mode (красный овал).

В некоторых разрядах с H-mode, срывы краевых неустойчивостей отсутствовали при наличии перезамыканий. Отсутствие срывов краевой неустойчивости наблюдалось при скорости полоидального вращения более 3 км/с вблизи пьедестала [46]. При скорости полоидального вращения менее 2 км/с вблизи пьедестала наблюдались срывы краевых неустойчивостей, синхронизированные с перезамыканиями. Скорость вращения измерялась с

помощью ДОР. Данный переход возможен вследствие возникновения неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в пьедестале, которая снижает инкремент ПБ неустойчивости и стабилизирует плазму. Результаты симуляций подтверждают данное предположение, и представлены на рисунке 6. Из рисунка 6 видно, что среднеквадратичное возмущение давления плазмы растет со временем в симуляции без полоидального вращения и стагнирует в симуляции с полоидальным вращением. Следовательно, для наблюдения срывов краевых неустойчивостей плазма должна находиться в глубоко неустойчивой области, либо претерпевать внешнее воздействие, дополнительно дестабилизирующее ПБ моду.

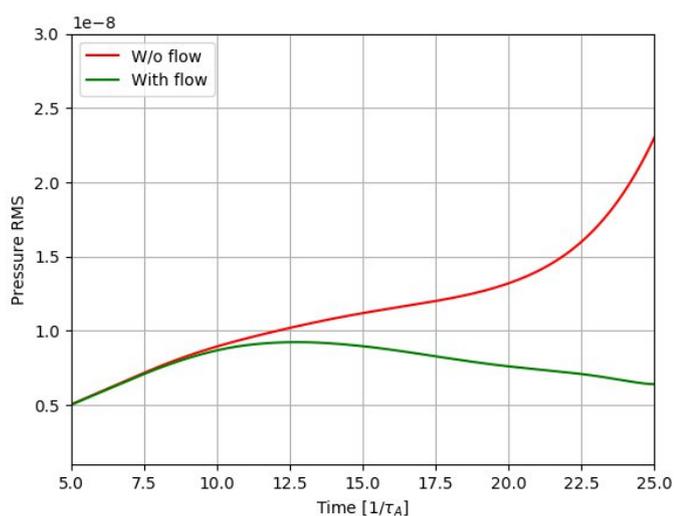


Рис. 6: Зависимость среднеквадратичных возмущений давления от времени симуляции для разряда Глобус-М №36612. Без полоидального вращения (красный) и с учетом полоидального вращения (зеленый).

2.2 Индуцирование токовых возмущений вблизи сепаратрисы при срыве внутреннего перезамыкания

В секции 2.1 было показано, что в токамаке Глобус-М при работе в режиме улучшенного удержания срывы краевых неустойчивостей,

предваряются внутренними перезамыканиями. В то же время, численное МГД моделирование продемонстрировало, что пьедестал Глобус-М маргинально устойчив для ПБ моды. Следовательно, дестабилизация ПБ моды происходит вследствие дополнительного возмущения от перезамыкания, вызывающего развитие и срыв ПБ моды. Одним из дестабилизирующих возмущений является возникновение токового возмущения вблизи сепаратрисы. Токовое возмущение дестабилизирует пилинг ветвь ПБ неустойчивости, таким образом требует более низкие градиенты давления и соответственно инициирует менее разрушительные срывы. На токамаках JET и TCV [47, 48] токовые возмущения индуцировались при помощи резких вертикальных смещений плазменного шнура. Токовое возмущение в тороидальном направлении возникает вследствие перемещения шнура вдоль оси Z. Величина возмущения зависит от скорости смещения, на токамаке JET наблюдалась критическая скорость сдвига около 3.5 м/с.

Автором было обнаружено, что при внутреннем перезамыкании, возможно возникновение идентичного токового возмущения. Процесс происходит в два этапа. Сначала, при внутреннем перезамыкании происходит уплощение профиля давления в центре плазменного шнура, диагностика TR регистрирует 25%-ое понижение давления электронов в центре плазменного шнура (рисунок 7) и общее снижение энергозапаса в электронах на 6%. Изменение давления вызывает смещение плазменного шнура, которое при условии статичного магнитного поля вызывает возникновение индуцированного тока вблизи пьедестала. Далее, токовое возмущение вызывает дестабилизацию ПБ моды, возникновение периодических возмущений n_e , стохастизацию магнитных линий вблизи сепаратрисы и последующей вспышкой излучения D_α .

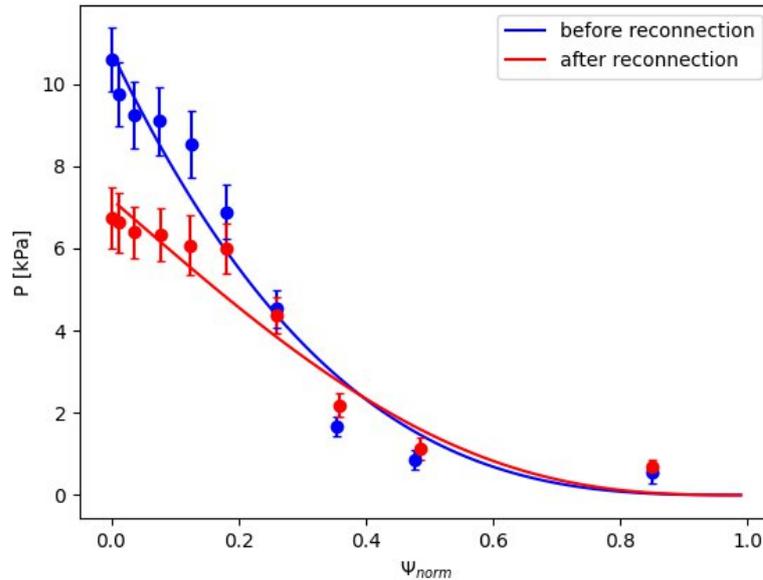


Рис. 7: Профили давления разряда Глобус-М2 №39267 до перезамыкания (синий) и после перезамыкания (красный). Точки – измерения ТР с предположением о $T_i=T_e$. Линии – полиномиальная аппроксимация для FreeGS.

Количественный анализ токовых возмущений был произведен с помощью симуляций кодом FreeGS в упрощенной модели токамака Глобус-М. Так как, уплощение профиля происходит на масштабах $100 \tau_a$ [49], а время реакции системы обратной связи превышает $1000 \tau_a$, то уплощение профиля происходит в квазистатичном внешнем магнитном поле. Величина смещения была рассчитана в два этапа: сначала, код FreeGS вычислял магнитную конфигурацию плазмы и токи в обмотках для плазмы с профилем давления до перезамыкания; далее, токи в обмотках фиксировались и вычислялось равновесие для профиля давления после перезамыкания.

Было показано, что в результате перезамыкания плазма может сместиться на 5 см (рисунок 8) на масштабах $100 \tau_a$, что т.е. со скоростью более 50-150 м/с. Данные смещения индуцируют токовые возмущения около 0.1 MA/m^2 , так как величина возмущения зависит от величины $\partial\psi/\partial t$ и локальных T_e , то диапазон

значений данной величины можно оценить как $0.5 - 0.05 \text{ MA/m}^2$ и далее автор будет использовать величину 0.1 MA/m^2 .

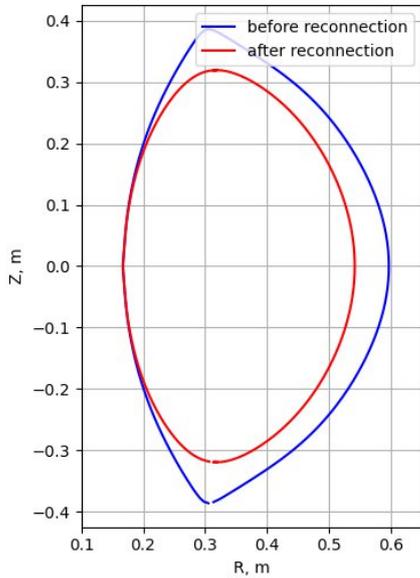


Рис. 8а: Вычисленная позиция сепаратрисы до перезамыкания (синий) и после перезамыкания (красный).

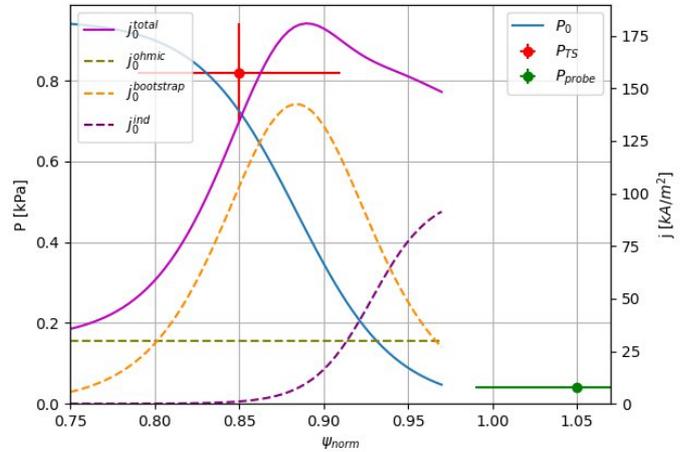


Рис. 8б: НУ для расчета ПБ устойчивости. Синяя линия – давление плазмы, фиолетовая линия – плотность тока, пунктирная желтая линия – бутстреп компонента плотности тока, пунктирная зеленая линия – омическая компонента плотности тока, фиолетовая пунктирная линия – индуцированная компонента тока. Точки – экспериментальные данные ТР (красный) и зонд (зеленый).

2.3 Влияние токового возмущения на устойчивость ПБ моды

Влияние токового возмущения на устойчивость ПБ моды было проанализировано с помощью 1-жид МГД симуляций кодом VOUT++. Для симуляций использовалось равновесие из разряда №36612 с нижней X-точкой. Начальные условия на профиль тока состояли из трех компонентов: омического, бутстреп и индуцированного перезамыканием (рисунок 8б). Значение омической компоненты было задано постоянным по радиусу, соответствующим вычислениям кодом ASTRA [50] и составляющим около 20% от общей плотности тока. Плотность бутстреп тока рассчитывалась по

формулам Саутера [51] из профиля давления. Индуцированная плотность тока задавалась сигмной с пиковым значением равным 0.1 MA/m^2 и варьируемым радиальным положением. Автор использовал предположение о тороидальной симметрии токовых возмущений, так как тороидальное сопряжение [52] ПБ моды и $m/n=1/1$ предполагалось малым в силу значительной разницы в тороидальных модовых числах.

Без токового возмущения ПБ мода в пьедестале маргинально стабильна и имеет инкремент $\gamma \sim 0.02 \tau_a^{-1}$ (рисунок 9). Данный инкремент недостаточно высок, чтобы привести к возникновению детектируемых возмущений за характерные времена $100 \tau_a$. Также, при полном проникновении токового возмущения в пьедестал, дестабилизации ПБ моды не происходит и пьедестал устойчив. Устойчивость пьедестала в случае полного проникновения возмущения в пьедестал обусловлена высокой стабильностью пилинг моды внутри плазменного шнура в области малых значений магнитного шира [53].

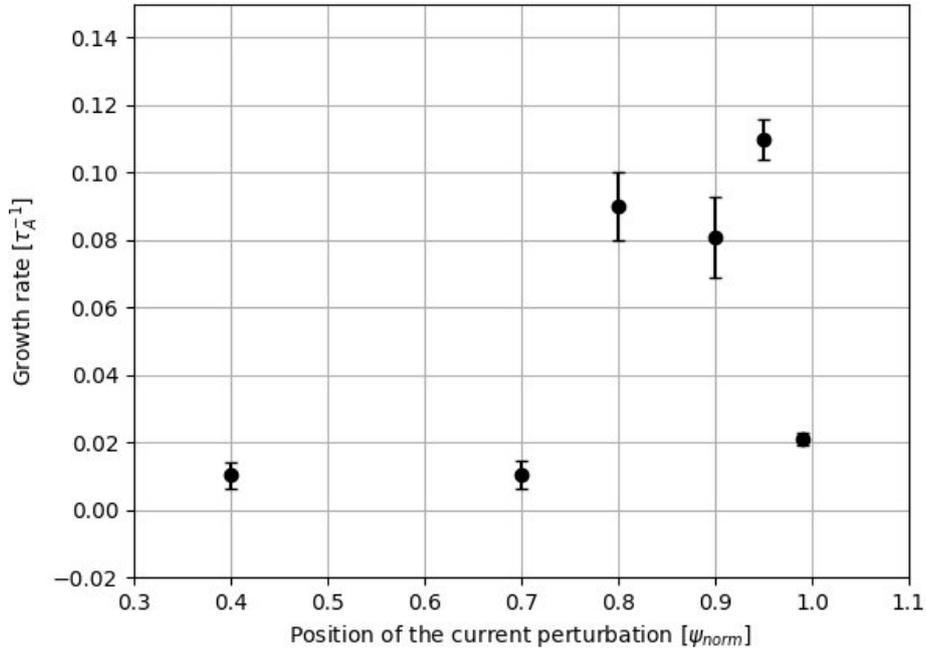


Рис. 9: Зависимость инкремента ПБ неустойчивости от глубины проникновения токового возмущения.

Однако, при проникновении токового возмущения на глубину $\psi_{norm} = 0.80$ — 0.95 ПБ мода дестабилизируется. Вычисленное значение инкремента неустойчивости $\gamma \sim 0.1 \tau_a^{-1}$ является достаточным, чтобы за $100 \tau_a$ привести к росту начального возмущения $\delta\rho/\rho \sim 10^{-6}$ до значений $\delta\rho/\rho \sim 10^{-1}$, которые соизмеримы с полной потерей энергии в ходе срыва краевой неустойчивости. При проникновении токового возмущения моды с $n = 5 - 10$ наиболее неустойчивы, и в случае с дестабилизирующим токовым возмущением наблюдалось увеличение амплитуды моды с $n = 5 - 10$ в области максимальных градиентов $\psi_{norm} = 0.85 - 0.90$.

Глава 3. Классификация краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М2

3.1 Экспериментальная классификация срывов краевых неустойчивостей

Увеличенное магнитное поле токамака Глобус-М2 позволяет получать в 2.5 раза большие времена удержания энергии и в 3 раза большие значения давления на оси плазменного шнура [37] в сравнении с токамаком Глобус-М. В токамаке Глобус-М2 высота пьедестала значительно больше, чем в токамаке Глобус-М вследствие увеличения магнитного поля. При сохранении значения

баллонной величины $\alpha = \frac{-2Rq^2 \frac{\partial p}{\partial a}}{B_T^2}$, где q — запас устойчивости, высота пьедестала

в токамаке Глобус-М2 ожидается в 4 раза выше, чем в Глобус-М. В результате, эксперименты на Глобус-М2 при магнитном поле $B_T = 0.8$ Т демонстрировали срывы краевых неустойчивостей трех типов: синхронизированные с перезамыканиями, частично синхронизированные и полностью десинхронизированные (рисунок 10).

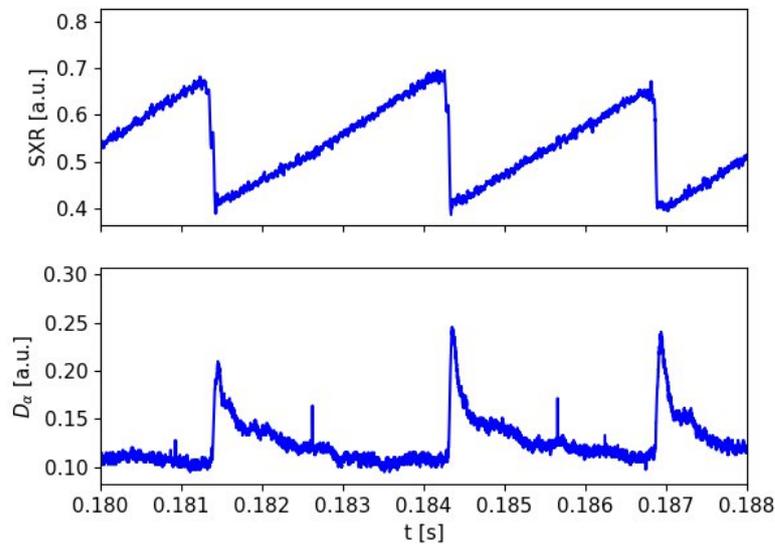


Рис. 10а: Пример срывов краевой неустойчивости синхронизированных с перезамыканиями из разряда №40707 ($I_p=0.21$ МА, $B_T=0.8$ Т, $\langle n_e \rangle = 5 \times 10^{19}$ м⁻³): свечение мягкого рентгеновского излучения (SXR) и свечение водородной линии из нижнего купола (D_α).

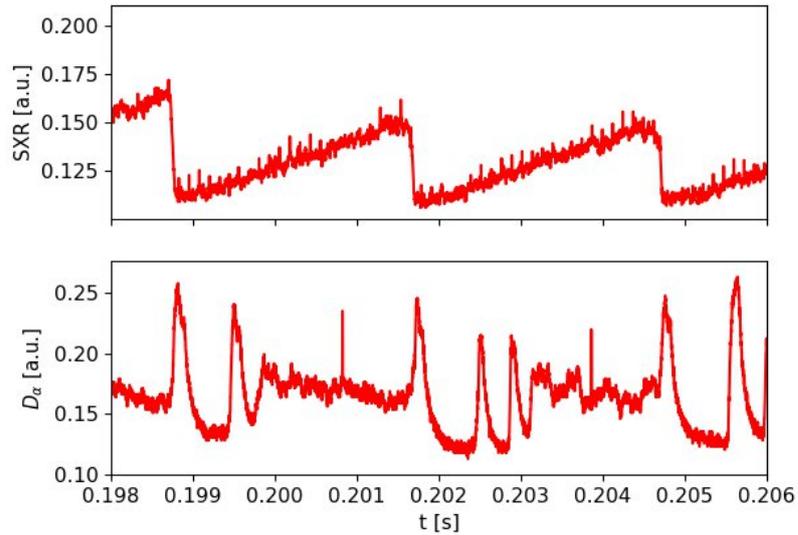


Рис. 10б: Пример срывов краевой неустойчивости синхронизированных с перезамыканиями из разряда №40715 ($I_p=0.4$ MA, $B_T=0.8$ T, $\langle n_e \rangle=6 \times 10^{19}$ м⁻³): свечение мягкого рентгеновского излучения (SXR) и свечение водородной линии из нижнего купола (D_α).

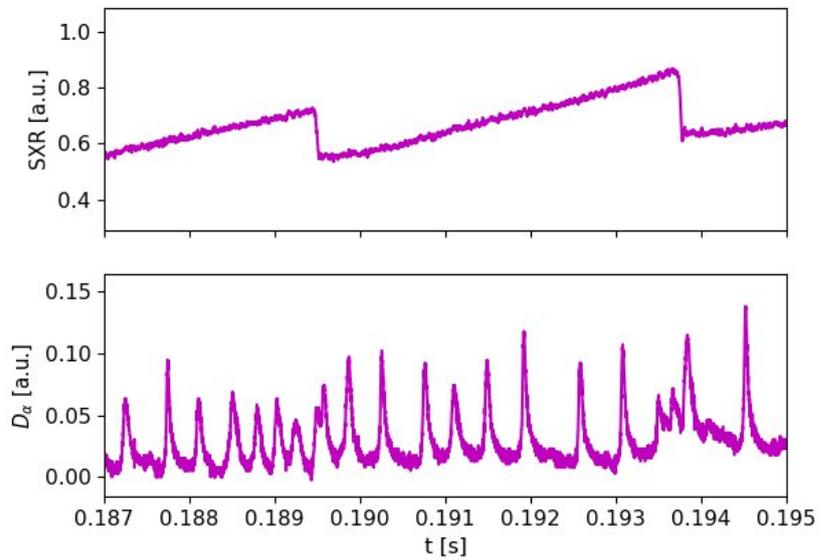


Рис. 10в: Пример срывов краевой неустойчивости синхронизированных с перезамыканиями из разряда №41105 ($I_p=0.4$ MA, $B_T=0.8$ T, $\langle n_e \rangle=9 \times 10^{19}$ м⁻³): свечение мягкого рентгеновского излучения (SXR) и свечение водородной линии из нижнего купола (D_α).

Синхронизированные срывы краевых неустойчивостей наблюдаются при всех значениях тока и имеют составную структуру, идентичную срывам на токамаке Глобус-М. Они наблюдаются в широком диапазоне $I_p = 0.2 - 0.4$ МА. Частично синхронизированные срывы состоят из одного синхронизированного срыва и нескольких десинхронизированных следующих за ним с задержками $0.2 - 0.5$ мс. Они наблюдаются в разрядах с высокими значениями тока ($I_p > 0.3$ МА) и мощностью доп. нагрева около 0.5 МВт. Полностью десинхронизированные срывы наблюдаются в разрядах с высокими значениями тока ($I_p > 0.3$ МА) и мощностью доп. нагрева около 0.7 МВт (рисунок 11а). При классификации, стоит учитывать, что синхронизированные срывы присутствуют во всех трех случаях, однако, их важность снижается, так как при увеличении концентрации период внутренних перезамыканий увеличивается, в то время как период срывов краевых неустойчивостей падает. В разрядах с полностью десинхронизированными срывами на один синхронизированный срыв приходится 6-10 десинхронизированных срывов (рисунок 11б).

Классическая типизация срывов (Тип I и Тип III) на данный момент затруднена, так как в разрядах с двумя источниками дополнительного нагрева зависимость частоты от вкладываемой мощности не была обнаружена. В частности, разряд №41585 с одним источником доп. нагрева (0.25 МВт) демонстрировал частоту следования срывов $f = 1.24 \pm 0.34$ кГц, при подключении второго источника (0.45 МВт) частота следования десинхронизированных срывов оставалась практически неизменной $f = 1.18 \pm 0.29$ кГц. Однако, исследованное изменение вкладываемой мощности слишком мало ($< 50\%$), чтобы проводить достоверные измерения.

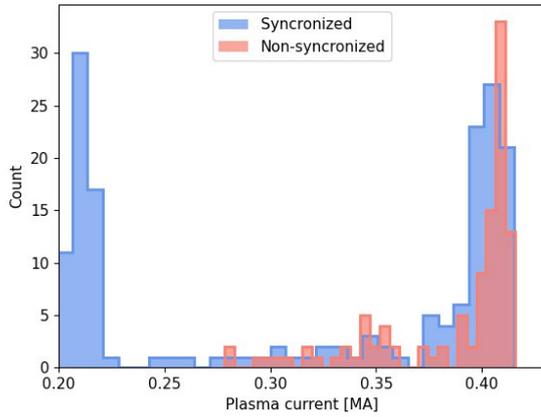


Рис. 11а: Распределение синхронизированных (голубой) и десинхронизированных (красный) срывов от тока плазмы.

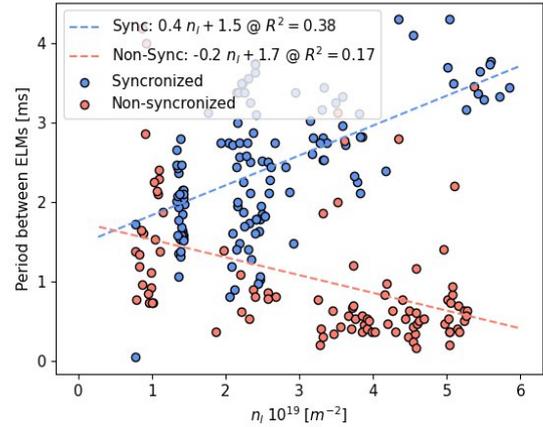


Рис. 11б: Зависимость периодов между синхронизированными (голубой) и десинхронизированными (красный) срывами ПБ неустойчивости от концентрации электронов. Экспериментальные точки (маркеры) и данные линейной регрессии (линии).

Высота пьедестала в случае с десинхронизированными срывами в 5 раз выше, чем в случае с синхронизированными срывами и в 1.5 раз выше, чем в случае с частично синхронизированными срывами (рисунок 12). Это приводит не только к дестабилизации ПБ моды, но и увеличению тепловых нагрузок на диверторные пластины. Данные ИК камеры показывают, что относительный рост температуры графитовых пластин вблизи сепаратрисы со стороны слабого магнитного поля после синхронизированного срыва составляет 15% (от 175 °C до 200 °C), в то время как после десинхронизированного срыва – 40% (от 200 °C до 280 °C).

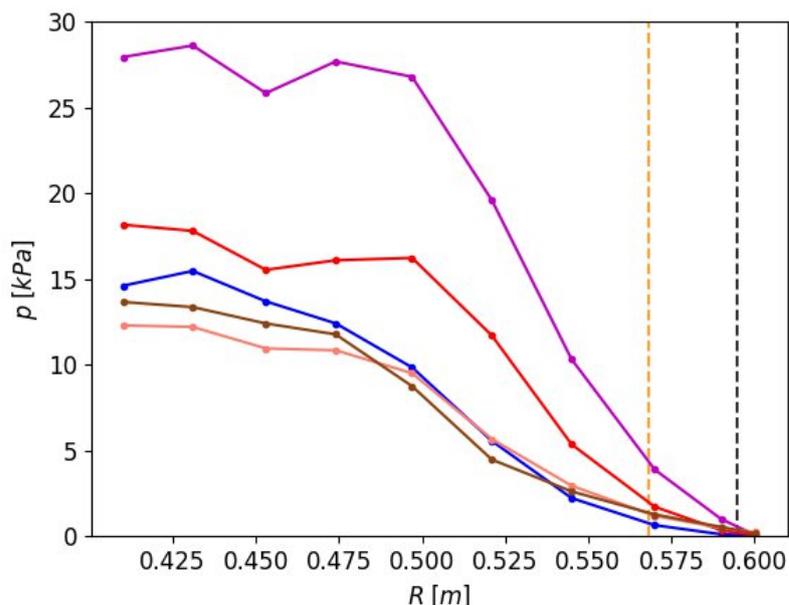


Рис. 12: Профили газокINETического давления, измеренные диагностикой томсоновского рассеяния, для разрядов №40707 (синий), №40715 (красный) и №41105 (фиолетовый) в приближении равенства температуры ионов и электронов. Черной пунктирной линией отмечено положение сепаратрисы, желтой пунктирной линией отмечено положение вершины пьедестала.

3.2 Диаграмма устойчивости для токамака Глобус-М2

Для анализа ПБ моды в пьедестале использовалась диаграмма устойчивости, построенная с помощью 1-жид МГД модели в коде VOUT++. Магнитная конфигурация представленных разрядов почти идентична, следовательно, сравнение разрядов можно производить на одной диаграмме (рисунок 13). Параметры пьедестала разряда с синхронизированными срывами (№40707) находятся в области устойчивой ПБ моды. Параметры пьедестала разряда с частично синхронизированными срывами (№40715) находятся на границе устойчивости ПБ моды, соответственно, при срыве спровоцированном перезаключением ПБ мода дестабилизируется и далее следуют несколько несинхронизированных срывов. В то же время, без перезаключений и с учетом вращения дестабилизация отсутствует. Параметры пьедестала разряда с десинхронизированными срывами (№41105) находятся в области неустойчивой

ПБ моды, соответственно, появление десинхронизированных срывов ожидаемо и не связано с внутренними перезаключениями.

С помощью модели EPED были проанализированы ожидаемые и измеренные параметры пьедестала. При предположении, что зависимость ширины и высоты пьедестала подчиняется условиям дестабилизации КБМ, ширина пьедестала в токамаке Глобус-М2 ожидается в 4 раза меньше, чем наблюдаемая (рисунок 13). Это может быть связано с наличием в сферических токамаках пьедестала ограниченного не КБМ, а микротиринговыми неустойчивостями [54, 55].

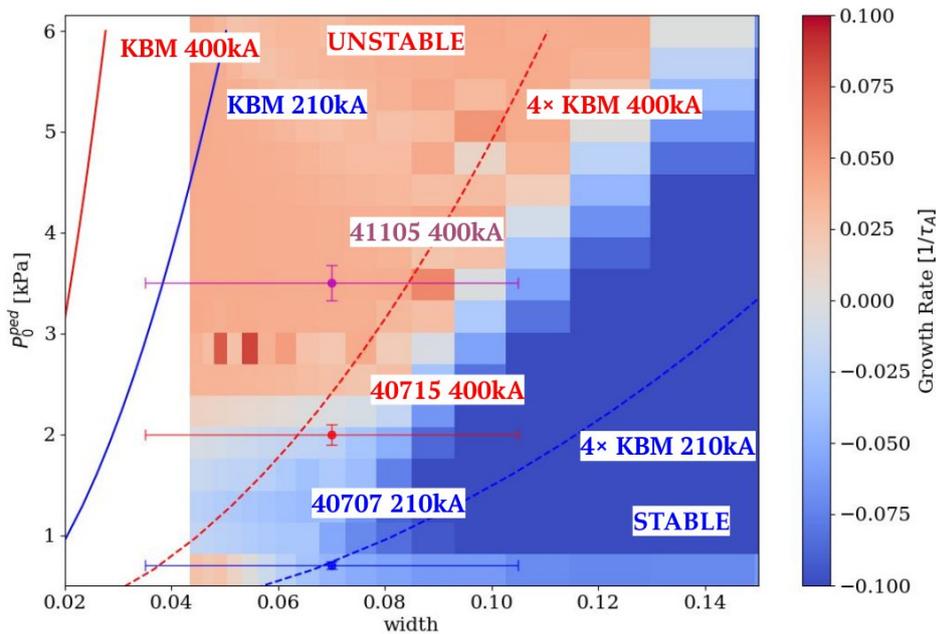


Рис. 13: Диаграмма устойчивости (зависимость инкремента неустойчивости от ширины пьедестала в потоковых координатах [ось x] и высоты пьедестала в кПа [ось y]) для ПБ моды для магнитной конфигурации разряда №40707. Ограничение ширины пьедестала КБМ устойчивостью в разрядах №40707 (синий) и №40715 (красный) отмечено сплошными линиями, пунктирные линии показывают ширину, умноженную на 4. Экспериментальные значения ширины и высоты пьедестала показаны маркерами №40707 (синий), №40715 (красный) и №41105 (фиолетовый).

Глава 4. Моделирование пилинг-баллонной неустойчивости в приближении двухжидкостной МГД и анализ данных синтетической диагностики

Основным методом измерения возмущений n_e на токамаках Глобус-М и Глобус-М2 является ДОР. Измерения ДОР позволяют получить оценку тороидальных модовых чисел наиболее неустойчивой моды и скорости полоидального вращения фоновой плазмы, используемых для анализа ПБ моды. Однако, для сравнения полоидальной структуры неустойчивости требуется использование синтетических данных ДОР [43], сгенерированных для заданного полоидального распределения возмущения n_e .

Для получения полоидального распределения возмущения n_e было невозможно использование 1-жид МГД, так как в случае 1-жид МГД рассчитывается возмущение давления плазмы. При использовании грубого приближения, что ПБ мода не возмущает температуру, возможно использование возмущения давления для нахождения возмущения n_e , однако, при делении конечного возмущения давления на низкую температуру вблизи сепаратрисы возникают нефизичные расходимости, которые влияют на результаты полноволнового моделирования. Соответственно, необходимо использование решения 2-жид системы уравнений МГД.

Сетка и начальные и граничные условия были идентичны симуляциям в главе 3. Характерные размеры возмущений были равны 3 см. Возмущение n_e , полученное в ходе расчета, было использовано в качестве начальных условий для симуляций кодом IPF-FD3D. Расчет IPF-FD3D проводился в плоской геометрии и на сетке с более высоким разрешением, соответственно, данные МГД расчета были интерполированы. Полноволновое моделирование проводилось в предположении линейного ($\delta n_e/n_e = 10^{-2}$) и нелинейного ($\delta n_e/n_e = 5 \times 10^{-1}$) рассеяния, для нелинейного рассеяния распределение δn_e было помножено на постоянную величину. Основной мотивацией проведения моделирования нелинейного рассеяния являлся широкий диапазон

характерных размеров неустойчивостей при которых интенсивность рассеянного сигнала ненулевая [43, 56].

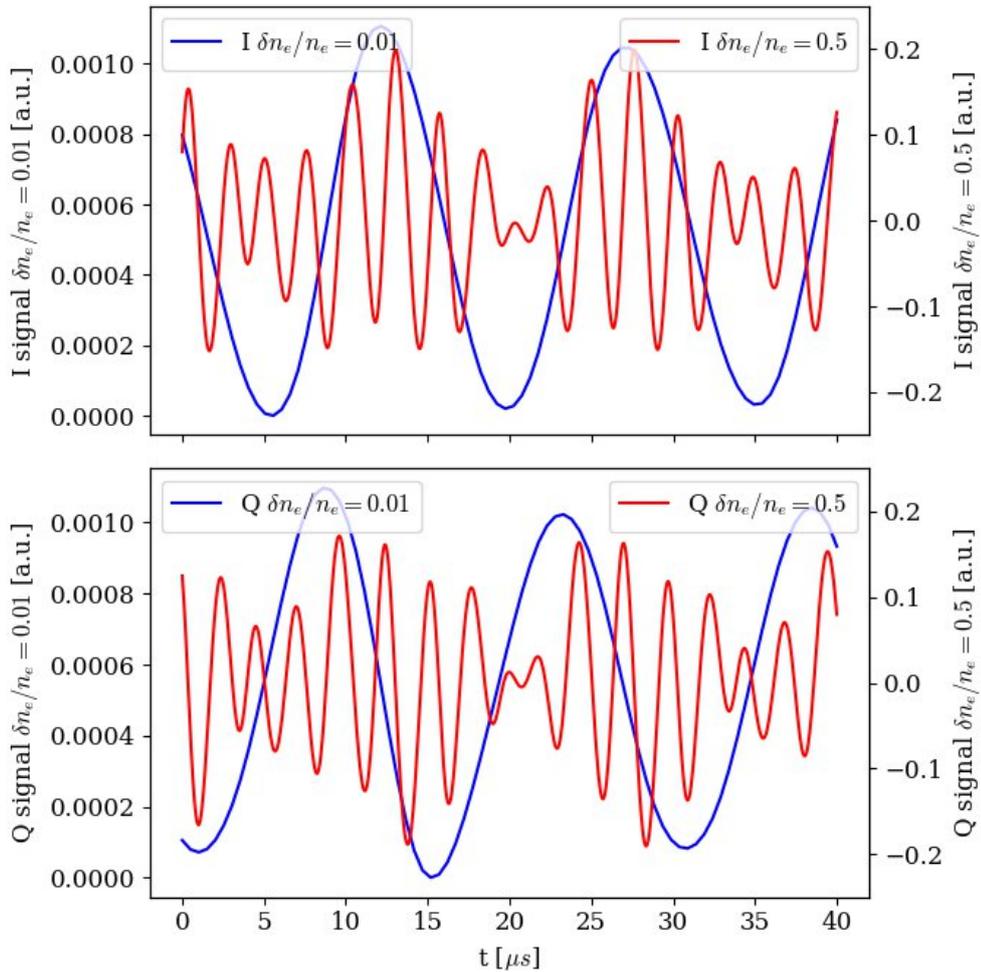


Рис. 14: Синтезированные I (верхний) и Q (нижний) сигналы ДОР для случая линейного (синий) и нелинейного (красный) рассеяния.

Для воспроизведения экспериментальных результатов было необходимо использовать нелинейный режим рассеяния. Результат вычислений для IQ сигнала ДОР в линейном и нелинейном режиме рассеяния показан на рисунке 14. В линейном режиме рассеяния I сигнал представляет собой периодическую функцию, где максимумы и минимумы соответствуют прохождению максимального и минимального значения возмущения концентрации через место отражения зондирующей волны. В нелинейном режиме рассеяния

наблюдаются высокочастотные колебания на IQ сигнале, соответствующие нелокальному рассеянию на возмущениях концентрации электронов, перемещающихся в полоидальном направлении.

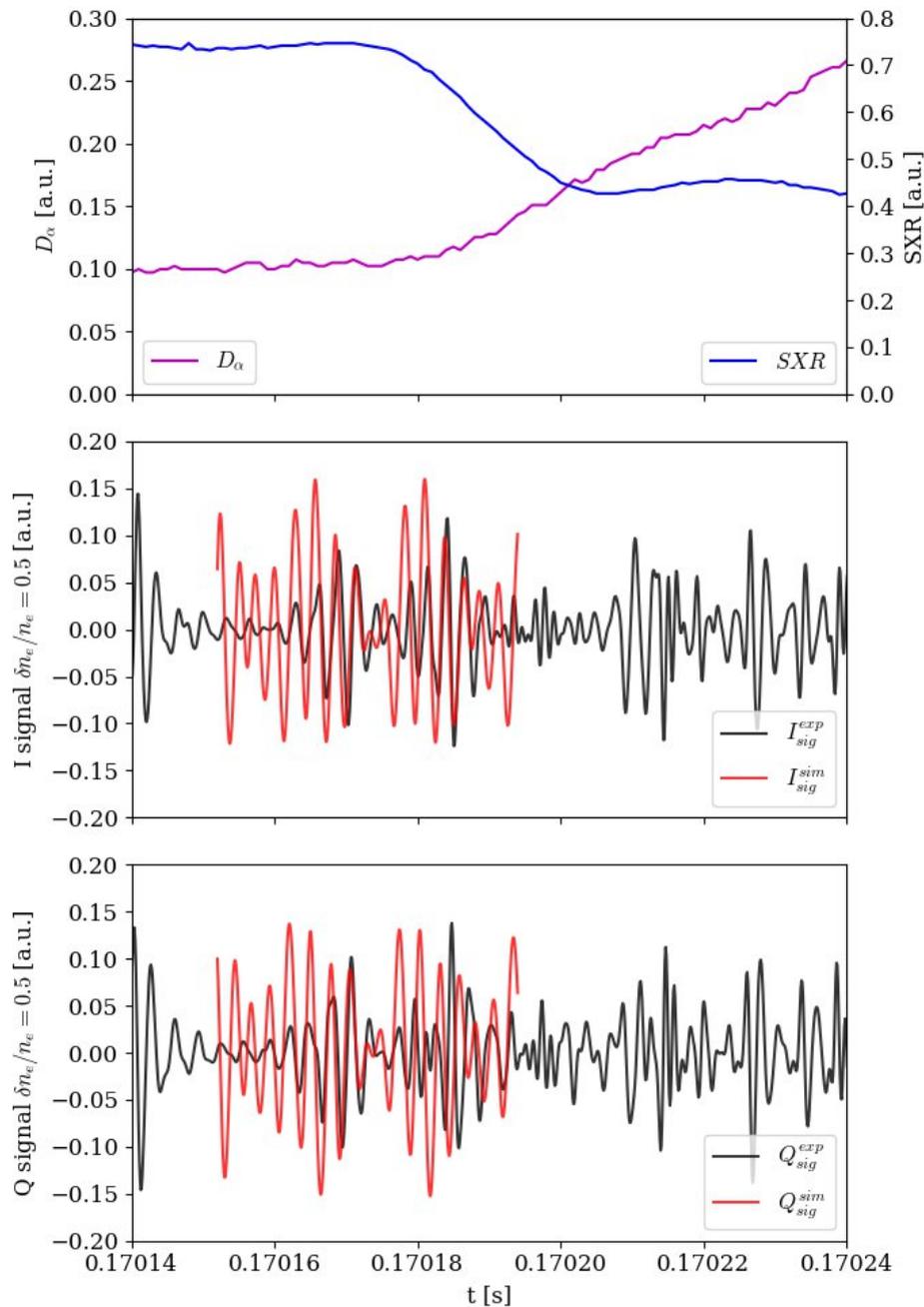


Рис. 15: Временной ход свечения мягкого рентгеновского излучения (SXR), свечения водородной линии из нижнего купола (D_α); сравнение экспериментальных (черный) и синтезированных (красный) IQ сигналов ДОР из разряда Глобус-М2 №40707.

Сравнение экспериментальных и синтезированных IQ сигналов ДОР показало, что в режиме нелинейного рассеяния достигается наилучшее совпадение формы сигналов (рисунок 15). Также, экспериментальные данные также демонстрируют затухание возмущения концентрации, которое недоступно для МГД симуляций, представленных в данной работе. Наилучшего совпадения можно добиться с помощью моделирования полного цикла срыва краевой неустойчивости. В данный момент является возможной реализация решения обратной задачи с помощью алгоритма динамической трансформации временной шкалы [56] для анализа экспериментального влияния неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на ПБ моду и поиска трудноизмеримых модельных параметров, таких как вязкость и гиперрезистивность плазмы. Однако, решение обратной задачи выходит за рамки данной работы.

Заключение

В предоставленной к защите работе изложены материалы по изучению краевых неустойчивостей на токамаках Глобус-М/М2:

- Проведено численное моделирование развития пилинг-баллонной моды в краевой плазме токамаков Глобус-М/М2.
- Построена диаграмма устойчивости и выведены критерии дестабилизации пьедестала для токамаков Глобус-М/М2.
- Проведен анализ и впервые предложена количественная модель синхронизации внутренних перезамыканий и срывов краевых неустойчивостей, основанная на возникновении внешних токовых возмущений. Данная модель позволяет проводить предсказательный анализ и вычислять эффективность индуцирования срывов краевых неустойчивостей в различных условиях плазменного разряда.
- Произведена классификация срывов краевых неустойчивостей для токамаков Глобус-М и Глобус-М2, выведены характерные параметры для дестабилизации пилинг-баллонной неустойчивости без внутренних перезамыканий.
- Реализован генератор синтетических данных ДОР с помощью полноволнового моделирования рассеяния на возмущениях n_e , полученных при решении системы МГД уравнений в двухжидкостном приближении.

Публикации основных результатов

1. V V Solokha et al., Plasma Phys. Control. Fusion 63 122001, 2021
2. V V Solokha et al., AIP Conference Proceedings 2179, 020025, 2019
3. V V Bulanin et al., Technical Physics Letters 45, 977–980, 2019
4. V V Solokha et al., J. Phys.: Conf. Ser. 1094 012002, 2018

Список литературы

1. J. Bongaarts, *Philosophical Transactions of the Royal Society B: Biological Sciences*, 364(1532):2985–2990, 2009.
2. BP. *Statistical Review of World Energy*. 2021.
3. J. Kushta et al., *Environmental Research Letters*, 16(4):045010, 2021.
4. L. Tian et al., *Environmental Research Letters*, 12(10):104016, 2017
5. *Projected Costs of Generating Electricity*, IEA, 2020
6. E. G. Adelberger et al., *Reviews of Modern Physics* 70 1265, 1998
7. D. Testa et al., *Nucl. Fusion* 49 062004, 2009
8. S.V. Putvinski et al., *Nucl. Fusion* 59 076018, 2019
9. R.G. Mills, *IEEE Transactions on Nuclear Science* 18 4, 1971
10. O. A. Hurricane, *Physics of Plasmas* 21, 056314, 2014
11. J. Mailloux et al., *Nucl. Fusion* in press, 2022
12. B.B. Kadomtsev, *Nucl. Fusion* 31 1301, 1991
13. W.M. Tang, *Nucl. Fusion* 18 1089, 1978
14. C. Kessel et al., *Phys. Rev. Lett.* 72 8, 1994
15. L. Villard et al., *Physics of Plasmas* 9, 2684, 2002
16. F. Wagner et al., *Phys. Rev. Lett.* 53, 1453, 1984
17. P.B. Snyder et al., *Physics of Plasmas* 9, 2037, 2002
18. V.K. Gusev et al., *Zh. Tekh. Fiz.* 69, 58–62, 1999
19. V.B. Minaev et al., *Nucl. Fusion* 57 066047, 2017
20. S.Y. Tolstyakov et al., *Tech. Phys.* 51, 846–852, 2006
21. V.V. Bulanin et al., *Tech. Phys. Lett.* 37 340, 2011
22. V.V. Bulanin et al., *Plasma Devices and Operations*, 9:1-2, 129-142, 1999
23. G.S. Kurskiev et al., *Nuclear Instruments and Methods Section A*, 963, 2020
24. T. H. Osborne et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* 42 A175, 2020
25. X. Xu and B. Dudson, *AIP Advances* 12, 015116, 2022
26. G. T. A. Huysmans et al., *Physics of Plasmas* 8, 4292, 2001
27. H. R. Wilson et al., *Physics of Plasmas* 9, 1277, 2002
28. B.D. Dudson et al., *Computer Physics Communications* 180 1467–1480, 2009

29. B.D. Dudson et al., *J. Plasma Physics*, 81, 2014
30. P.B. Snyder et al., *Nucl. Fusion* 51 103016, 2011
31. W.M. Tang et al., *Nucl. Fusion* 20 1439, 1980
32. H. Zohm, *Plasma Phys. Control. Fusion* 38 105, 1996
33. A. Loarte et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* 44 1815, 2002
34. R.D. Hazeltine and J.D. Meiss, *Physics Reports*, 121, 1–2, 1-164, 1985
35. T. Y. Xia and X. Q. Xu, *Nucl. Fusion* 55 113030, 2015
36. A. Yu. Telnova et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* 62 045011, 2020
37. G.S. Kurskiev et al., *Nucl. Fusion* 61 064001, 2021
38. <https://github.com/bendudson/freegs>
39. A. J. Cerfon and J. P. Freidberg, *Phys. Plasmas* 17, 032502, 2010
40. C. Lechte, *IEEE Transactions on plasma science*, 37, 6, 2009
41. C. Lechte et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* 59 075006, 2017
42. R. Nazikian et al., *Physics of Plasmas* 8 1840, 2001
43. V.V. Bulanin et al., *Plasma Physics Reports*, 46, 5, 490–495, 2020
44. Б. Б. Кадомцев, *УФН* 151 3–29, 1987
45. F. Porcelli et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* 38 2163, 1996
46. A.Y. Yashin et al., *AIP Conference Proceedings* 2179, 020028, 2019
47. E. de la Luna et al., *Nucl. Fusion* 56 026001, 2016
48. N. Cruz et al., *Fusion Engineering and Design* 129 247–252, 2018
49. Q. Yu et al., *Nucl. Fusion* 55 113008, 2015
50. V. G. Pereverzev and P. N. Yushmanov, *IPP-Report*, 2002
51. O. Sauter et al., *Physics of Plasmas* 6, 2834, 1999
52. V. Igochine et al., *Nucl. Fusion* 43 1801, 2003
53. J.W. Connor et al., *Physics of Plasmas* 5 2687, 1998
54. D. Dickinson et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* 55 074006, 2013
55. E. O. Kiselev et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* 1383 012003, 2019
56. E. Z. Gusakov and A. V. Surkov, *Plasma Phys. Control. Fusion* 46 1143, 2004
57. C.S. Myers, and L.R. Rabiner, *Bell System Technical Journal*, 60 1389-1409, 1981