

УДК 533.9

О МАГНИТНЫХ ОСТРОВАХ И ФИЛАМЕНТАЦИИ ТОКА В ТОКАМАКЕ

© 2019 г. С. В. Мирнов^{a, b, *}^a ГНЦ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия^b НИЯУ “Московский инженерно-физический институт”, Москва, Россия

*e-mail: mirnov@triniti.ru

Поступила в редакцию 13.08.2018 г.

После доработки 20.10.2018 г.

Принята в печать 22.11.2018 г.

Известно, что характер теплообмена горячей плазмы с твердой стенкой термоядерного реактора магнитного синтеза (токамаки, стеллараторы) существенно зависит от локальных нарушений его магнитной конфигурации под действием резонансных магнитных возмущений. Одной из возможных причин их развития в токамаках является разбиение на отдельные нити (филаментации) осесимметричного распределения плотности тока по сечению плазменного шнура. Негативными последствиями такого разбиения могут стать пространственные модуляции плазменной плотности и температуры, способные существенно увеличить локальную тепловую нагрузку на внутрикамерные элементы токамака-реактора. Это может иметь для них серьезные негативные последствия. В работе обращается внимание на то, что одним из наиболее опасных проявлений филаментации разрядного тока токамака является образование, так называемых, “положительных” магнитных островов, отчетливо наблюдаемых в ходе развития внутренних срывов в виде “горячих пятен” — локальных винтовых образований горячей плотной плазмы, стартующих в центральной зоне плазменного шнура в преддверии большого срыва. Рост интенсивности нагрева и улучшение удержания плазмы внутри магнитных островов, представляющих собой замкнутые магнитные конфигурации, могли бы объяснить энергетику таких образований. По возможности наглядно, на исходном физическом уровне, доступном, по мнению автора, экспериментаторам, приступающим к решению задач теплообмена плазма–стенка в условиях реальных токамаков, обсуждаются вопросы равновесия подобных образований и возможные источники исходных токовых возмущений их инициирующих. В работе обсуждается ряд известных экспериментальных фактов, получающих объяснение в рамках этой концепции. Утверждается, что концепция “положительных” магнитных островов позволяет связать воедино цепь МГД-событий, приводящих к большому срыву в токамаке.

DOI: 10.1134/S0367292119020136

1. ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена памяти А.И. Морозова — основоположника исследований устойчивости замкнутых магнитных конфигураций по отношению к различного рода внешним магнитным возмущениям. Работа носит характер краткого обзора нелинейных МГД-явлений, развивающихся в так называемых, переходных режимах токамака: внутренних, малых и больших срывах, провоцирующих прямой контакт горячей плазмы со стенкой камеры и другими внутрикамерными элементами токамака. Чрезмерно высокая эрозионная активность теплообмена плазма–твердая стенка термоядерного реактора является, как известно, одним из ключевых ограничений, сдерживающих использование управляемого термоядерного синтеза (УТС) в практической энергетике. Исходное представление о магнитной термоизоляции, как о некотором идеальном механизме, ограничивающем в замкнутых системах

прямой теплоперенос горячей плазмы поперек магнитного поля на материальную (твердую, либо жидкометаллическую, связанную капиллярными силами с твердотельной матрицей) первую стенку токамака-реактора, претерпел за последние полвека серьезную эволюцию под влиянием реальных фактов, обнаруженных в ходе экспериментов на многочисленных токамаках [1–5]. Конкретным механизмом ее нарушений стало образование магнитных островов — локально замкнутых магнитных конфигураций, развивающихся как в центре, так и на периферии шнура в результате филаментации (разбиения на отдельные нити) разрядного тока J_p , наблюдающейся наиболее ярко в ходе переходных процессов. В итоге на ширине соответствующих островов происходит фактическое разрушение магнитной термоизоляции — поперечный тепловой перенос, подавленный тороидальным магнитным полем, на размере острова трансформируется в продоль-

ный, как если бы тороидального магнитного поля и не существовало, что экспериментаторы наблюдают в виде возникновения “плоских” участков на спадающем профиле электронной температуры $T_e(r)$. Уже в первой работе 1960 г. по уточнению структуры магнитных полей плазменных ловушек, выполненной А.И. Морозовым совместно с Л.С. Соловьевым [6], авторами было введено ключевое для магнитных островов (“розеток”) понятие их границы—сепаратрисы. Новый подход получил развитие прежде всего в работах Л.М. Коврижных [7] в приложении к стеллараторам. Итогом этой теоретической активности стал известный обзор А.И. Морозова и Л.С. Соловьева 1963 г. “Геометрия магнитного поля” [8]. В 1965 г. предсказанные магнитные острова (“розетки”) были обнаружены экспериментально, как результат присутствия магнитных возмущений на стеллараторе “Ливень1” [9], путем использования многопроходных электронных пучков.

Наблюдавшийся на протяжении двух последних десятилетий прогресс в области диагностики магнитогидродинамических (МГД) возмущений и их последствий в токамаках стал возможен при широком привлечении многоканальных измерений электронно-циклотронной эмиссии (ECE), мягкого рентгеновского (SXR) и ультрафиолетового излучения (AXUV-детекторы), а также возможностями радикального расширения пределов магнитных измерений в результате развития методов цифровой обработки информации, в частности, рентгеновской томографии и магнитной визуализации. Это сделало возможными исследования динамики МГД-процессов, протекающих с характерными временами развития тиринг-неустойчивости (резистивной винтовой моды с временами масштаба 100 мкс), а в некоторых случаях близких по временам к развитию идеальных винтовых неустойчивостей (<1 мкс).

Одним из первых открытий такого рода, обнаруженных в ходе переходных процессов (прежде всего, при развитии срывов в токамаке), стали эпизодически возникающие в центральных областях шнура, сравнительно долгоживущие, “горячие” плазменные образования (винтовые “жгуты”), по характерной форме поперечного сечения получившие название “горячих пятен” (hotspot [1]). Свойственные им внезапные потери равновесия по малому радиусу r , проявляющиеся в стремительном движении наружу в низкотемпературную зону шнура (см., например, [3]), позволили предположить, что именно они являются переносчиками тех мощных конвективных потоков тепла и частиц, которыми в токамаках сопровождаются неустойчивости перестановочного типа, определяющие динамику малого и большого срывов в токамаке. Напомним, что под большим срывом традиционно понимают обширную плаз-

менную турбулентность, разом прекращающую ток разряда, а под малыми — локальную (внешнюю, либо внутреннюю), создающую “трудности”, но ход разряда не пресекающую. В частности, в ходе малых внутренних срывов эпизодически наблюдают появления в центре ярких “пятен” с повышенной эмиссией SXR-излучения. Эти “пятна” регистрировались давно, но их уверенная идентификация именно как “горячих”, т.е. областей с повышенной электронной температурой, стала возможна лишь после достаточного развития техники ECE измерений [1]. Дело в том, что пока единственным источником информации о процессах в центре шнура было только SXR-излучение, их природу невозможно было истолковать однозначно. С одной стороны, видимая схожесть их геометрии с геометрией предполагаемых магнитных островов с явно выделенными, характерными для островов O- и X-областями, и относительно длительные (более альфвеновских) времена существования, как будто бы, указывали на их метастабильную островную природу. Но это очевидно противоречило общепринятой схеме образования магнитных островов, сопровождающих, например, развитие хорошо известной тиринг-неустойчивости. Дело в том, что подавляющее большинство экспериментов по изучению термоизоляции и крупномасштабных МГД-неустойчивостей на токамаках традиционно велись в условиях, так называемого, “положительного” шира, когда $dq/dr > 0$ (q — запас устойчивости, r — текущая координата по малому радиусу), т.е. когда распределение плотности разрядного тока по сечению шнура имело максимум в центре. Магнитные острова (O-точки) должны располагаться при этом в области локализации отрицательных винтовых токовых возмущений $\Delta J(\theta, \varphi) = \Delta J_0 \exp[i(m\theta - n\varphi)]$ вблизи сингулярной поверхности $q(r_s) = m/n$, т.е. в области токов возмущения, текущих против основного тока плазмы J_p , где θ — полоидальный угол, φ — тороидальный, а m и n — целые числа, характеризующие их винтовую геометрию. (Напомним, что в “бессиловом” случае $\nabla p = 0$ (p — давление) основной ток обязан течь строго вдоль результирующего магнитного поля $\mathbf{V} = \mathbf{V}_T + \mathbf{V}_J$). Отсюда естественно ожидать, и математические модели развития тиринг-неустойчивости подтверждали это, что и электронная температура, и плотность плазмы внутри подобного магнитного острова должны быть также понижены по сравнению с окружающим пространством. То есть замкнутая область магнитного острова (O-точка) должна соответствовать локальному минимуму рентгеновской эмиссии, но никак не максимуму. В таких условиях существование в области O-точек ярких SXR-пятен можно было бы объяснить единственным способом — неожиданно высокой плотно-

стью плазмы, либо аккумуляцией в них тяжелых примесей. Известно, например, что возникновение ярко светящихся винтовых змей островного типа, заполненных плотной холодной плазмой, иногда наблюдают при инъекции в плазму твердых крупинок инертных газов. Однако, для большинства проявлений “SXR-пятен” столь экзотическое объяснение представлялось крайне сомнительным.

С другой стороны, казалось бы, наиболее естественное предположение о повышении SXR-эмиссии в районе “горячего пятна” в результате локального подъема в нем электронной температуры автоматически означало бы локальное увеличение электропроводности плазмы и, соответственно, рост в “горячем пятне” плотности тока возмущения (“положительные” токовые возмущения, сонаправленные с основным током J_p). Но в стандартной модели тиринг-неустойчивости в областях “положительных” токовых возмущений должны располагаться X-точки – зоны расщепления магнитных поверхностей и стохастизации полоидальных магнитных полей [3, 10], т.е. зоны в которых метастабильное существование “горячих пятен” с повышенной электронной температурой заведомо исключалось. Горячие электроны плазмы за микросекундные времена должны были бы устремиться из этой зоны вдоль возмущенного магнитного поля во внешнее более холодное плазменное кольцо. Так, в частности, должно происходить при развитии внутреннего срыва по известной модели Б.Б. Кадомцева [11]. Напомним, что следуя ей, внутренний срыв инициируется развитием в центре идеальной винтовой моды, вызванной чрезмерно высоким градиентом плазменного давления. В ходе ее развития изначально осесимметричный центральный плазменный “кern” $T_e(r)$ и, соответственно, $j(r)$, теряя равновесие по r , устремляется наружу из центра, где $q(0) < 1$, в область $q(r_s) = 1$. В силу естественного для идеальной модели требования сохранения полного магнитного потока, охватываемого магнитной осью возмущенного “керна”, его движение наружу обязано сопровождаться развитием винтовой деформации $m = 1/n = 1$ и, соответственно, появлением магнитного возмущения с винтовой геометрией $m = 1/n = 1$, резонансного по отношению к сингулярной магнитной поверхности $q(r_s) = 1$ на краю центральной зоны шнура. Таким образом, развитие идеальной винтовой неустойчивости “керна”, спровоцированной давлением (pressure driven), приводит к появлению вблизи $q(r_s) \approx 1$ резонансного токового возмущения $m = 1/n = 1$, направленного согласно (“положительно”) по отношению к основному току. Но опять же, следуя Б.Б. Кадомцеву [11], генерация подобного токового возмущения, обязана вызвать во внешней идеально проводя-

щей невозмущенной плазме ($q(r) > 1$) генерацию обратного “отрицательного” экстратока. Его резистивная диссипация становится причиной магнитного перезамыкания внутренней возмущенной и внешней невозмущенной зон вблизи $q(r_s) \approx 1$ с образованием на месте прежнего геометрического центра шнура “холодного” магнитного острова $m = 1/n = 1$, внешне аналогичного магнитному острову, возникающему при развитии обычной тиринг-моды. При этом в зоне “горячего” положительного токового возмущения, как и при развитии тиринг-моды, обязана возникнуть локальная X-точка, что, как уже отмечалось выше, должно инициировать активное перетекание тепловой энергии исходного “горячего жгута” вдоль магнитных силовых линий во внешнюю кольцевую, “холодную” область вне r_s – характерный процесс, неоднократно наблюдавшийся на многих токамаках.

В нормальных условиях спитцеровской электропроводности невозмущенной плазмы, магнитное перезамыкание, обязано было бы происходить с характерными временами, близкими к развитию тиринг-неустойчивости. Реально же оказалось, что оно совершается намного быстрее. Это заставляет предполагать по аналогии с астрофизикой [11] развитие в зоне перезамыкания различного рода бесстолкновительных механизмов диссипации направленных электронных потоков – “экстратока”. Это предположение выглядит тем более убедительно, что, как показали измерения электромагнитных шумов, магнитное перезамыкание в токамаках всегда сопровождается их мощным пиком в широком диапазоне частот вплоть до десятков и более ГГц, что простирается далеко за пределы области классических МГД-явлений.

В итоге, следуя Б.Б. Кадомцеву, внутренний срыв должен был бы завершаться потерей тепловой и магнитной энергии центра, ростом $q(0)$ до 1 и образованием в центре “холодного” магнитного острова (O-точка, $m = 1/n = 1$), подобно тому, как это изначально наблюдалось на токамаке ST [12]. Однако более поздние наблюдения внутренних срывов, проведенные на различных токамаках, обнаружили ряд заметных отклонений от изложенной “нормальной” схемы. В частности, определенно противоречащим “нормальному” ходу внутреннего срыва, стало появление в ходе его развития уже упомянутых выше метастабильно существующих “горячих пятен” (например, [1]), отчетливо идентифицированных вблизи $q(r_s) \approx 1$ с помощью анализа их ЕС-эмиссии. Такое “горячее пятно” с электронной температурой выше окружающей среды в виде винтового жгута с четко выраженной $m = 1/n = 1$ структурой в окрестности $q(r_s) = 1$ в ходе внутреннего срыва как бы

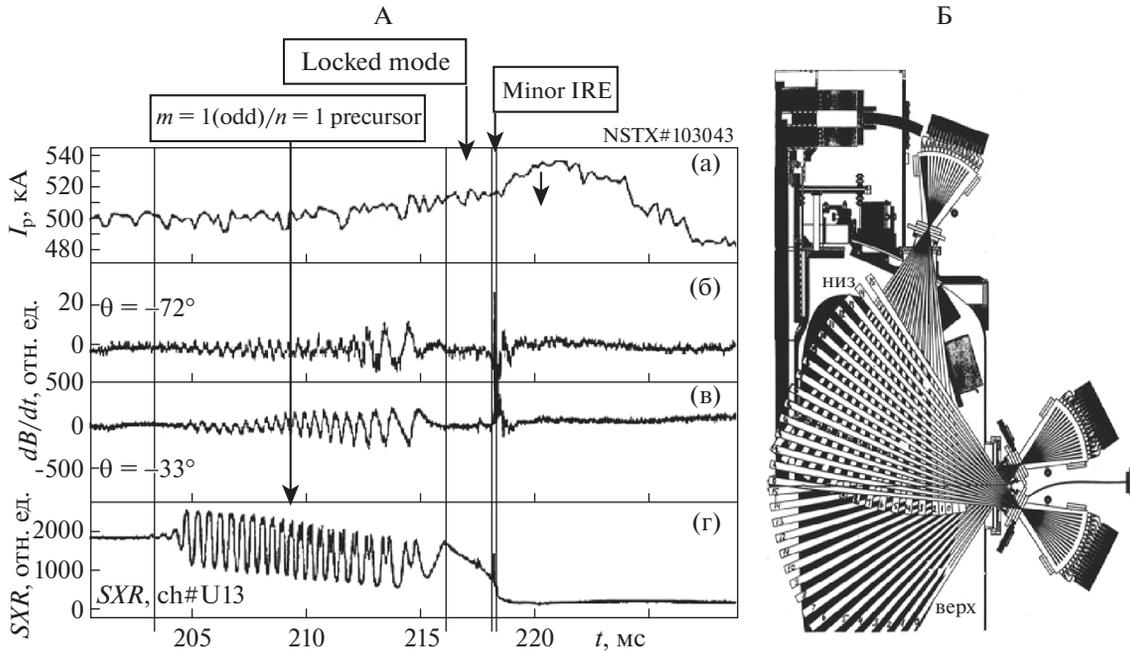


Рис. 1. А: Пример “метастабильного” существования винтового магнитного возмущения $m = 1/n = 1$, предшествующего внутреннему магнитному перезамыканию (IRE) в токамаке с малым аспектом $R/a < 1.5$: эволюция (слабый рост) полного тока (а); сигналы b_θ – магнитных зондов ($n = 1$), расположенных на 72° (б) и 33° (в), а по θ в экваториальной плоскости тора; SXR – сигнал мягкого рентгеновского излучения (г), измеряемого по одной из хорд (Б), близких к центру шнура (рисунок из работы [5], NSTX).

задерживается в развитии, явно деформируясь в серповидное образование [3], постепенно смещающееся в область $q(r) > 1$. Время существования “горячего серпа” может намного превосходить характерное время развития тиринг-неустойчивости, которая должна была бы в течение долей миллисекунды трансформировать его в кольцо. Рекордными в этом отношении стали эксперименты на токамаках с малым аспектным отношением R/a [5, 13]. Эволюция “горячих змей” с $m = 1/n = 1$ может происходить там как бы в глубоко замедленном темпе. После внезапного (короче 1 мс) зарождения они развиваются до некоторого установившегося уровня и затем устойчиво вращаются по θ , постепенно расширяясь в виде спирали по r , на протяжении 10 и более миллисекунд. Затем, как бы достигнув некоторого критического r , они “нормальным” образом взрываются, превращаясь в кольцо (внутреннее перезамыкание – IR, internal reconnection). Пример такого замедленного развития возмущения $m = 1/n = 1$, переходящего во внутреннее перезамыкание в условиях сферического токамака NSTX ($R/a = 1.3$), приведен на рис. 1А [5], где во временном интервале от 200 до 230 мс, захватывающем IR, последовательно показаны: эволюция разрядного тока NSTX (а), поведение сигналов b_θ -магнитных зондов вблизи внешнего обода

шнура (б, в), смещенного от него вверх на угол $\theta = 33^\circ$ (в) и несколько выше его ($\theta = 72^\circ$ (б)), а также основной индикатор внутренней МГД-активности – осциллирующий SXR-сигнал мягкого рентгеновского излучения “горячего пятна” (г), наблюдаемого по одной из хорд (рис. 1Б), близких к центру шнура. SXR-осцилляции – индикатор азимутального вращения “пятна” относительно стенок разрядной камеры NSTX.

Можно видеть, как в указанном временном интервале SXR-возмущение вдруг стартует и затем, осциллируя, выходит на некоторый “квазистационарный” уровень, оставаясь примерно постоянным по амплитуде на протяжении 10 мс, затем постепенно переходит в “захваченную моду” (locked mode), когда вероятнее всего, соответствующее ему магнитное возмущение оказывается “в резонансе” (т.е. в постоянном контакте) со статическими возмущениями магнитной конфигурации (error fields), после чего “пятно” срывается во внутреннее магнитное перезамыкание (IRE). Анализ сигналов боковых SXR-хорд (рис. 1Б) при этом показал [5], что возникшее возмущение достаточно остро локализовано в пространстве, соответствуя спиральной структуре $m = 1$ (предположительно, с $n = 1$), постепенно расширяющейся по r . Качественным указателем на расширение малого радиуса “спирали” r в ходе

ее эволюции может служить отчетливо наблюдаемое постепенное “расщепление” максимума SXR, которое часто используют как индикатор подобного расширения). Замедленное развитие внутренних возмущений, демонстрирующее некоторую предельно замедленную форму эволюции “горячих пятен” от их зарождения до развития малого срыва (Minor IRE рис. 1) является, по-видимому, типичным для всех токамаков с малым аспектным отношением $R/a < 1.5$ [5, 13] и низким магнитным широм в центре шнура. Заметим, что в токамаках с “обычным” аспектом $R/a > 2.5$ обширное внутреннее магнитное перезамыкание IRE часто предшествует большому срыву. Оно известно под разными названиями: глубокий (либо, обширный) внутренний предсрыв, в англоязычной литературе Monster-sawtooth (MST), fast thermal quench и т.д.

Как было предложено автором ранее [14], ряд характерных особенностей в поведении подобных “горячих пятен”, в частности, динамика их возникновения и относительно длительное существование можно объяснить в рамках концепции образования “положительных” магнитных островов, т.е. таких магнитных островов, которые при определенных условиях могут возникать вокруг “положительных” токовых возмущений. Критическим параметром для их возникновения являются знак и величина магнитного шира в окрестности соответствующей сингулярной магнитной поверхности. В работе обсуждаются концепция “положительных” магнитных островов, вопросы равновесия подобных образований, возможные источники инициирующих их исходных токовых возмущений, анализируются имеющиеся на сегодня экспериментальные факты, которые могли бы найти объяснение в рамках этой концепции, а также их провоцирующая роль в развитии большого срыва токамака.

2. КОНЦЕПЦИЯ “ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ” МАГНИТНЫХ ОСТРОВОВ

2.1. Возможность возникновения

Принципиальную возможность возникновения “положительных” магнитных островов можно пояснить на следующем простом примере. Известно, что при полном отсутствии магнитного шира любые винтовые резонансные возмущения тока, направленные вдоль результирующего магнитного поля на сингулярной магнитной поверхности $q(r_s) = m/n$, должны были бы создавать вокруг себя симметричные магнитные острова (“розетки”), независимо от того направлены ли токи возмущения согласно с основным током J_p (положительные возмущения), или навстречу ему (отрицательные возмущения). Простейшим аналогом этой ситуации мог бы служить набор вытя-

нутых вдоль сильного магнитного поля токовых нитей с текущими по ним разнополярными токами. Каждая токовая нить при этом должна быть окружена магнитной “розеткой” (О-точкой), геометрия которой по соображениям симметрии не должна зависеть от направления тока — вдоль магнитного поля или против него. Случай сингулярной магнитной поверхности с нулевым магнитным широм и токами возмущения, текущими строго вдоль результирующего магнитного поля, физически подобен этой схеме.

Но геометрическая симметрия “розеток” в окрестности сингулярной поверхности тут же нарушится, как только в ее окрестности возникнет некоторый ненулевой магнитный шир $s = (dq/dr)r/q \neq 0$. Его влияние будет тем большим, чем больше по сравнению с магнитным полем возмущения b_θ окажется, так называемое, дополнительное поле Кадомцева–Погуце [15] $B_\theta^* = B_\theta (dq/dr)\delta r/q$ или сокращенно “магнитное поле шира” (δr — смещение от сингулярной поверхности по r). Легко показать, что по мере роста B_θ^* должна происходить несимметричная деформация “розеток” обоих видов. В частности, если снова принять для определенности $dq/dr > 0$, поперечный размер розеток W , локализованных вблизи “отрицательных” токовых возмущений, должен следовать известной [3] формуле

$$W = 4r_s \sqrt{\frac{qb_r}{B_\theta m r_s |dq/dr|}} \quad (1)$$

(b_r — возмущение поля по малому радиусу), а размер “положительных” убывать пропорционально разности $b_\theta - B_\theta^*$ вплоть до превращения соответствующей розетки (О-точки) в Х-точку при $b_\theta < B_\theta^*$. Этот предельный случай соответствует выше упомянутой тиринг-неустойчивости в условиях традиционных режимов токамака с $dq/dr > 0$, когда магнитные острова оказываются локализованы вблизи “отрицательных” токовых возмущений $J(\theta, \varphi)$. Перемена знака шира ($dq/dr < 0$) изменит, соответственно, и знак островов. Очевидно, что при некоторых “малых” значениях модуля $|dq/dr|$ возможно одновременное существование островов обоих видов. Переход в эту область должен определяться соотношением между уровнем приложенных магнитных возмущений и “полем шира”.

Принципиальная возможность одновременного существования двух видов магнитных островов может быть проиллюстрирована ранними расчетами К. Мак Гвайра и Д. Робинсона. На рис. 2, взятом из их работы 1979 г. [16], представлена полученная ими для токамака TOSCA расчетная картина расщепления магнитных поверхностей при $q(r_s) = 2$ под действием введенных

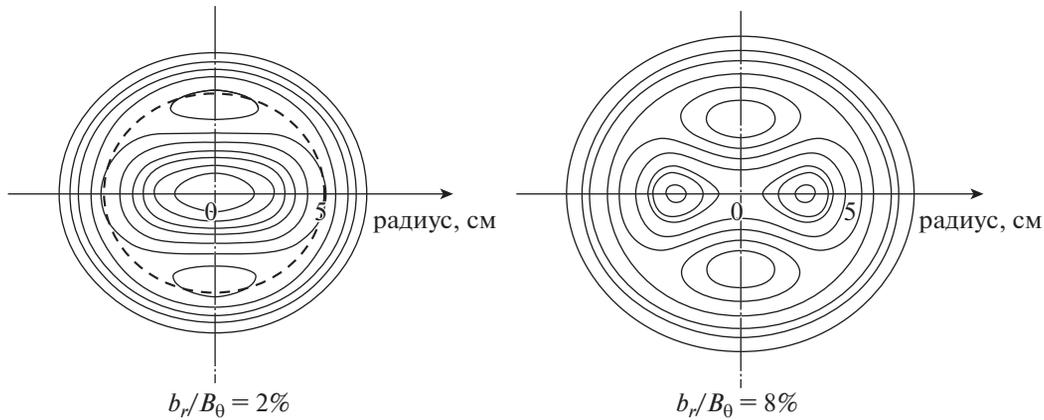


Рис. 2. Пример разбиения магнитной конфигурации токамака на обычные “отрицательные” (слева) и “отрицательные-положительные” (справа) магнитные острова в зависимости от уровня винтовых возмущений (рисунок из работы [16]).

извне винтовых магнитных возмущений $m = 2/n = 1$ для двух значений разных по величине, $b_r/B_0 = 2\%$ и $b_r/B_0 = 8\%$. (Магнитный шир на этом уникальном токамаке оценивали по результатам прямых измерений магнитными зондами, помещенными в плазму).

Легко видеть, что пока возмущения малы ($b_r/B_0 = 2\%$) расщепление магнитной поверхности $q(r_s) = 2$ носит обычный характер с двумя (“отрицательными”) магнитными островами. И, напротив, при $b_r/B_0 = 8\%$ разбиение происходит уже на четыре острова (два “отрицательных” и два “положительных”), что было, по-видимому, “забраковано” авторами, как результат нереально высокого уровня введенных ими резонансных магнитных возмущений по отношению к полоидальному полю B_θ , а потому не удостоено подробных обсуждений.

Однако, как стало ясно позднее [14], критическую величину резонансного возмущения \mathbf{b} , точнее значений его компонентов b_θ и b_r , при которых происходит переход к образованию “положительных” островов, следовало бы сравнивать не с B_θ , а с B_θ^* , т.е. с “полем шира”. Принципиальная схема образования магнитных островов под действием резонансных возмущений, помещенных на соответствующую сингулярную магнитную поверхность, представлена на рис. 3. А именно, в условиях винтовой геометрии основного магнитного поля и ориентированных по и против него токов возмущения, “размагничивание” поля \mathbf{V}^* с образованием новой X-точки и дополнительной сепаратрисы произойдет там, где магнитное поле возмущения \mathbf{b} превысит противоположное ему по направлению поле \mathbf{V}^* . То есть там, где модуль компоненты магнитного поля возмущения b_θ превысит B_θ^* ($b_\theta > -B_\theta^*$). При $dq/dr > 0$ это возможно лишь в области положительной модуляции токов возмущения. В результате обязано про-

изойти расщепление прежней X-точки на две, что означает образование между ними нового “положительного” магнитного острова [14].

Принципиальная особенность вносимого возмущения b_θ в том, что его максимальная величина зависит не столько от полного тока вносимого возмущения, сколько от его плотности. В схеме на рис. 3, использована простейшая модель пробного токового возмущения в виде бесконечного цилиндрического токового жгута диаметром $2d$, равномерно заполненного током с плотностью $j_{\phi 0}$. Максимальная по величине b_θ -компонента магнитного возмущения, создаваемая на поверхности такого жгута, очевидно, составит $b_\theta = 0.2\pi j_{\phi 0} d$ (где b выражено в Гс, j – в А/см², d – в см). Это магнитное возмущение и следует сравнивать с $B_\theta^* = -B_\theta (dq/dr) \delta r/q$, где δr – отклонение от сингулярной поверхности наружу (+), либо внутрь (–) по r . Если на сингулярную поверхность поместить ось резонансного по отношению к ней токового возмущения так, чтобы $\delta r = d$, то локальное “размагничивание” поля $-B_\theta^*$ с образованием X-точки произойдет как только b_θ сравняется с $-B_\theta^*$, т.е. при условии $0.2\pi j_{\phi 0} = B_\theta (dq/dr)/q$ [13].

Если теперь учесть, что в геометрии, близкой к цилиндрической ($r \ll R$), полоидальное поле $B_\theta \approx 0.2\pi r \langle j_\phi \rangle_r$, где $\langle j_\phi \rangle_r$ – усредненная плотность основного плазменного тока внутри сингулярной поверхности радиуса r , то $j_{\phi 0}$ и $\langle j_\phi \rangle_r$ оказываются связаны простым соотношением

$$j_{\phi 0} \approx \langle j_\phi \rangle_r \frac{dq}{dr} \frac{r}{q}, \quad (2)$$

т.е. условие расщепления исходной X-точки под действием резонансного “положительного” токового возмущения ΔJ_p определится совместно плотностью тока возмущения $j_{\phi 0}$ и магнитным

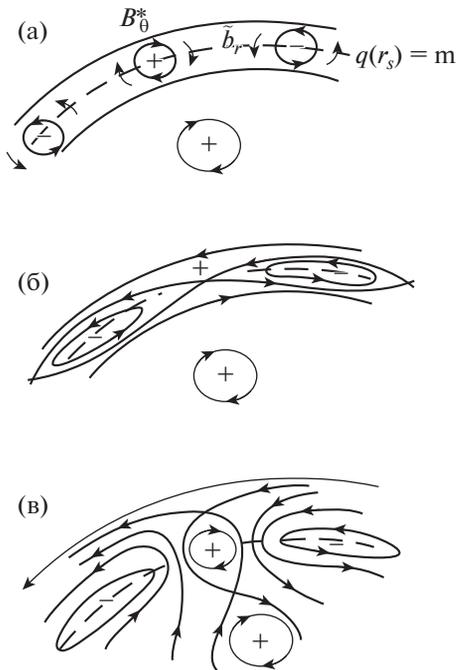


Рис. 3. Схема образования магнитных островов под влиянием резонансных по отношению к сингулярной поверхности винтовых магнитных возмущений ($q(r_s) = m/n$), созданными винтовыми токами (а), текущими согласно с основным током $J_p(+)$ и противоположно ему ($-$); случай малых возмущений (б); больших (в), когда внесенные магнитные возмущения b_θ оказываются больше B_θ^* (рисунок из работы [14]).

широм в этой области. От величины тока возмущения будет зависеть лишь размер соответствующей области расщепления. При этом условие $j_{\phi 0} > \langle j_\phi \rangle_r (dq/dr)r/q$ будет означать, что внутри всей области, где возмущения $|b_{\theta \max}| > B_\theta^*$, возникнут условия для образования нового семейства замкнутых (вложенных) магнитных поверхностей “положительного” типа (см., например, рис. 2). Внутри соответствующих О-точек естественно предположить улучшенную термоизоляцию плазмы по сравнению с зоной разрушенных поверхностей вне сепаратрисы. Тем самым создаются предпосылки для создания и поддержания внутри такого острова условий длительного существования “горячих пятен”: их локального нагрева при улучшенном удержании плазмы.

Заметим, что условие (2) можно ослабить еще сильнее, если учесть токи отражения, неизбежно возникающие в окружающей ($q > 1$) горячей плазме в ответ на возникшее возмущение $m = 1/n = 1$. Учет токов отражения, очевидно, потребует перехода от простой “механической” модели положительного токового возмущения в виде единичного проводника цилиндрического сечения к более усложненной, например, двух-

проводной линии, вводя в область возмущения индуцированный ток противоположного знака. Следует признать, что такая модель более реалистична в условиях горячей плазмы, в частности, более близка к “серповидному” распределению магнитных возмущений, наблюдаемых при развитии тиринг-моды [3].

При этом автор считает необходимым подчеркнуть, что, разумеется, использование упрощенных моделей токовых возмущений не претендует на полную замену подобными оценками нормальной процедуры математического моделирования динамики внутренних срывов. Цель упрощенных моделей – пояснение физических схем тех нелинейных плазменных процессов, с которыми приходится иметь дело реальным экспериментаторам. Для моделирования МГД-процессов в токамаке существуют, как известно, достаточно изошренные математические коды, использующие, как правило, линеаризованные уравнения, которые по определению не способны описывать нелинейные явления. В частности, они по сей день не в состоянии до конца описать реальность, возникающую в токамаке при развитии большого срыва, и даже такое ключевое событие, как глубокий внутренний срыв (fast thermal quench). При этом специалисты справедливо ссылаются на нелинейный характер явления. По мнению автора, введение принципиально нелинейного понятия “положительного” магнитного острова способствует устранению этой трудности в интерпретации существующих экспериментальных фактов, позволяя объяснять наблюдаемую физическую реальность на уровне “механических” моделей, пока не будут созданы более изошренные математические подходы.

Для наглядного пояснения возможного влияния токов отражения на образование “положительных” островов на рис. 4 приведена схема предполагаемых токовых возмущений вблизи сингулярной магнитной поверхности в виде двухпроводной линии.

Их можно изобразить в виде двух тесно прилегающих друг к другу бесконечно длинных проводников (двухпроводные линии) прямоугольного сечения толщиной Δ и шириной L ($L > 2\pi\Delta$), плотность противоположно направленных токов равна $j_{\phi 0}$. Известно, что максимум магнитного поля такой двухпроводной линии будет достигаться в зазоре между проводниками и составлять $0.4\pi j_{\phi 0}\Delta$, линейно спадая к ее краям. Если поместить такую линию снаружи от сингулярной поверхности, так, чтобы создаваемое ею магнитное поле снова “размагничивало” поле \mathbf{B}^* , условие образования соответствующей X-точки между проводниками будет выглядеть как

$$j_{\phi 0} \approx 0.5 \langle j_\phi \rangle_r \frac{dq}{dr} r, \tag{3}$$

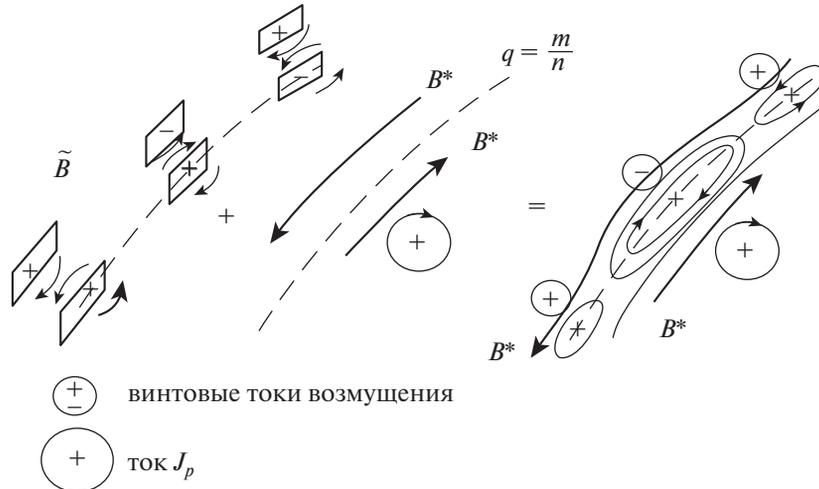


Рис. 4. Схема образования “положительного” магнитного острова с учетом токов отражения: (+) – направление основного тока плазмы; (+), (–) – направления токов возмущения и отражения.

т.е. в рассмотренном предельном случае требование на плотность тока возмущения, создающего новую сепаратрису, можно было бы ослабить еще в 2 раза по сравнению с уравнением (2), не учитывая внешнего экранирования магнитного поля возмущения слоем окружающей горячей плазмы.

Другим важным следствием учета экранирования может стать изменение формы “положительного” магнитного острова. Если в случае одиночного положительного возмущения соответствующий магнитный остров должен иметь преимущественную вытянутость по r [14], то в случае экранирования он должен принять форму, близкую к традиционной форме “отрицательных” магнитных островов, ориентированных по θ . Это находится в согласии с экспериментальными наблюдениями формы “горячих пятен” в процессе их эволюции [3]. На заключительной фазе существования перед трансформацией в кольцо ($m = 0/n = 0$) они часто принимают форму серпа, ориентированного по θ . Тем самым, деформация формы становится еще одним косвенным доводом в пользу того, что “горячие пятна и змеи”, возникающие в ходе внутренних срывов, по своей физической природе могут оказаться простыми “положительными” магнитными островами.

Если учесть, что магнитный шир $s = (dq/dr)r/q$ равен 0 в центре шнура, а в области $r < a/2$ он должен быть заведомо меньше 1, возможность возникновения “положительных” островов в ходе переходных процессов, например, при развитии плазменных неустойчивостей, в большинстве режимов работы токамака можно предвидеть с высокой степенью вероятности. При этом остается открытым вопрос равновесия подобных образований по r и природы источников исходных токовых возмущений, необходимых для их создания.

2.2. Равновесие “положительных” магнитных островов по r

“Положительные” магнитные острова, возникающие в условиях положительного магнитного шира, не будь они окружены горячей электропроводящей плазмой, должны быть неустойчивы по r . А именно, виртуальное смещение их по r наружу в область $q(r) > 1$ должно приводить к возникновению силы, увеличивающей исходное смещение, т.е. к разлету по r со скоростью масштаба альфеновской. На первый взгляд это кажется парадоксальным – однонаправленные токи (основной и ток возмущения), казалось бы, должны притягиваться. Для пояснения физики этого видимого парадокса рассмотрим случай, близкий к представленному на рис. 2 справа с той лишь разницей, что винтовые резонансные возмущения $m = 2/n = 1$ мы зададим не источником извне, а, как на рис. 3 и 4, разбиением (филаментацией) разрядного тока вблизи резонансной поверхности $q(r_s) = 2$ на “положительные” (согласные с основным током) и противоположные ему “отрицательные” токовые возмущения. На рис. 5 представлена схема сил, действующих на подобные винтовые токовые возмущения $m = 2/n = 1$, т.е. $m/n = 2$. Силы, действующих на токовые возмущения обусловлены, как известно, поперечными им магнитными полями. На резонансной поверхности их нет, ток возмущения течет строго вдоль магнитного поля. Однако, отклоняясь от нее по r внутрь либо наружу, токовое возмущение оказывается в поперечном поле B^* , т.е. в поле действия сил F_r . Вне $q(r_s) = 2$ всякие отклонения положительных токовых возмущений с $m/n = 2$ по r относительно резонансной поверхности приведут к появлению сил, увеличивающих исходное отклонение, и, напротив, силы, действующие на отри-

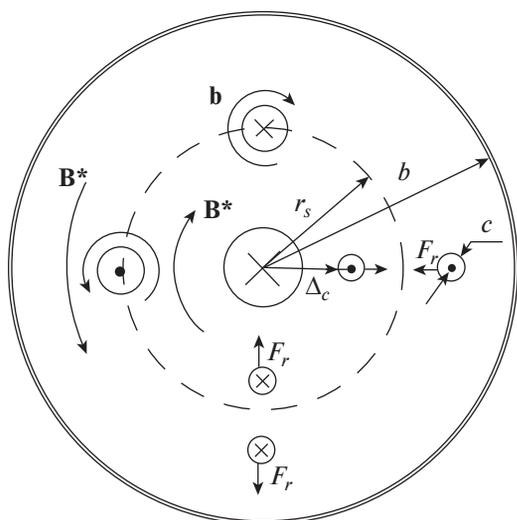


Рис. 5. Схема сил, действующих на винтовые токовые возмущения ($m = 2/n = 1$) вблизи $q(r_s) = 2$: \times – направление основного тока и положительных токовых возмущений; \bullet – направление отрицательных токовых возмущений, штриховая линия – сингулярная магнитная поверхность $q(r_s) = 2$.

цательные токовые возмущения (“отрицательные” острова) должны возвращать их на r_s . В итоге “отрицательные” острова должны устойчиво локализоваться вблизи сингулярной поверхности, в то время как “положительные” принципиально неустойчивы. Оказавшись, например, снаружи от $q(r_s)$ (при $q(r) > m/n$ в общем случае) они обязаны устремиться далее наружу от r_s в сторону возрастающего $q(r)$ со скоростями порядка альфвеновской. Однако естественно ожидать, что окружение плотной электропроводящей плазмой, находящейся в сильном магнитном поле, затруднит свободный разлет положительных токовых возмущений по r .

Очевидно, что внутренняя магнитная активность вблизи $q(r_s) = 1$ должна подчиняться этим же общим закономерностям. А именно, как отмечалось выше, движение возмущения $m/n = 1$ наружу от r_s в область $q(r) > 1$ обязано индуцировать в окружающей плазме токи отражения, текущие под некоторым углом к результирующему магнитному полю, т.е. отчасти поперек ему, в силу того, что их $m/n < q(r)$. Но протекание токов поперек магнитного поля с временами большими альфвеновских (в нашем случае превышающих 1 мкс) возможно лишь в условиях образования соответствующих градиентов плазменного давления. Пока эти градиенты существуют, окружающая плазма по отношению к положительным токовым возмущениям может играть роль эквивалентного проводящего кожуха, удерживающего “положительный” остров от свободного разлета

по r . Однако по мере диссипации индуцированных токов, либо разрушения соответствующих градиентов давления, положительные токовые возмущения станут дрейфовать наружу по r . Процесс этот будет длиться до тех пор, пока будет выполняться условие (2). Постепенное раскручивание “горячих пятен” $m = 1/n = 1$ по спирали, наблюдаемое в NSTX (рис. 1), – очевидное проявление такого дрейфа.

Как только условие (2) нарушается, следует ожидать развития магнитного перезамыкания с заменой “положительного” острова на X-точку, что должно выглядеть, как обширный кольцевой срыв $m = 0/n = 0$, но уже при $q(r) > 1$, т.е. событие значительно выходящее за пределы локальной зоной вблизи $q(r_s) = 1$.

“Отрицательный” магнитный остров в отличие от “положительного” устойчив по r (рис. 5). Он должен строго локализоваться вблизи $q(r_s) = 1$, т.е. смещаться вслед за r_s в центр плазменного шнура по мере снижения там плотности тока (роста $q(0)$) из-за “ухода” наружу “положительного” токового возмущения. В итоге реализуется схема аналогичная схеме перестановочной неустойчивости, неоднократно наблюдавшейся по SXR и ЕС эмиссиям в ходе внутренних срывов. Именно так ведут себя “горячие” и “холодные пятна” в предверии и в ходе развития большого срыва в токамаках. В качестве примера на рис. 6 приведена картина пространственной эволюции изотерм $T_e(r, t)$ до и в ходе большого срыва в токамаке RTP (F. Salzedas и др., [17]).

Приведенная картина захватывает момент в предверии и затем в ходе (± 300 мкс) собственно большого срыва (Time = 0). Она была получена на основании детальных временных и пространственных (по t и R) ЕС измерений локального поведения $T_e(R, t)$ по большому радиусу R в одном из тороидальных сечений плазменного шнура RTP [17]. Анализ ЕС эмиссии на второй гармонике ω_{ce} позволил авторам построить пространственно-временную карту эволюции электронных температур внутри плазменного шнура. Изотермы помечены цифрами, обозначающими соответствующие температуры в эВ. Отчетливо виден переход от регулярных $m = 1$ колебаний ($A \sim 900$ эВ) в центральной зоне (~ 1000 эВ), сфазированных с $m = 2$ (~ 260 эВ) и магнитными колебаниями периферии (нижний трек) до срыва к обширному внутреннему срыву $m = 0$ через образование пары: “холодного пятна” ($B \sim 260$ эВ), прорывающегося в центр шнура и “горячего” ($C \sim 900-1000$ эВ) дрейфующего наружу ($D \sim 527-900$ эВ) в сопровождении обширного охлаждения $m = 0$ центральной зоны ($527-260$ эВ).

Что обеспечивает энергетику развития “положительных” магнитных островов?

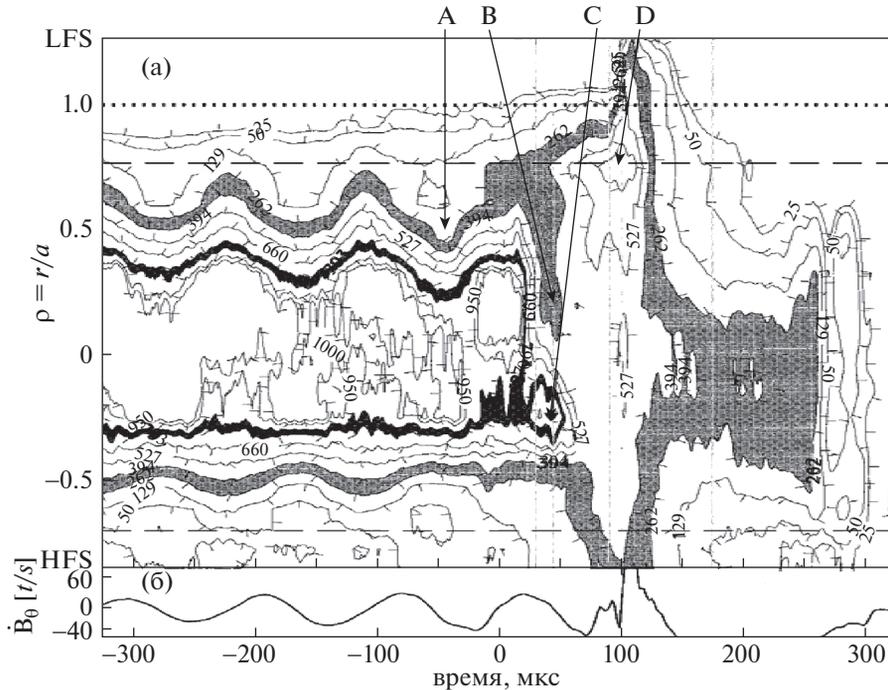


Рис. 6. Эволюция изотерм $T_e(r,t)$ входа (± 300 мкс) большого срыва в RTP [17].

3. ЭНЕРГЕТИКА И ВОЗМОЖНЫЕ ПОСЛЕДСТВИЯ РАЗВИТИЯ “ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ” МАГНИТНЫХ ОСТРОВОВ

3.1. “Положительные” магнитные острова во внутренних срывах

В работе [14] автором по аналогии с моделью Кадомцева [11] в качестве наиболее вероятного источника возникновения “положительного” токового возмущения, необходимого для образования “положительного” магнитного острова вблизи $q(r_s) = 1$ в ходе внутреннего срыва, принималась идеальная винтовая неустойчивость центральной области плазменного шнура, инициированная, например, чрезмерно высоким плазменным давлением (pressure driven kink modes) [18]. Оценки [14] показали, что известная из измерений по эффектам Фарадея и Штарка (MSE – Motion Stark Effect) разница между $q(0)$ до и после крупных пилообразных срывов ($\Delta q \approx 1 - q(0) \approx 0.2-0.3$) уже достаточна для генерации положительных токовых возмущений, необходимых для образования “положительных” магнитных островов. Вероятность этого возрастает, если, оставаясь в рамках той же модели Кадомцева, учесть необходимость сохранения полного магнитного потока, охватываемого винтовым замкнутым токовым жгутом, расширяющимся по r .

Возникновение “положительных” магнитных островов следовало ожидать прежде всего в переходных процессах, в частности, в ходе развития

большого срыва. Как было давно замечено [19], большому срыву в токамаке неизменно предшествует мощная вспышка винтовой моды $m = 1/n = 1$ в центральной зоне шнура (см., например, рис. 6), быстро переходящая в $m = 0/n = 0$ (fast thermal quench [20]). Более внимательное рассмотрение однако обнаружило, что в развитии большого срыва это явление носит характер необходимого, но не достаточного условия, а именно, иногда оно ограничивается всего лишь короткой вспышкой центральной МГД-активности периферии, не представляющей, однако, летальной опасности для плазменного разряда. В связи с этим его иногда называют малым внутренним срывом, иногда глубоким или обширным предсрывом, внутренним магнитным перезамыканием (internal reconnection), либо Monster Saw Tooth, (MST). Тот факт, что оно обязательно завершается большим срывом, позволяет рассматривать его как самостоятельное явление. Имея внешнее сходство с нормальными периодическими пилообразными колебаниями, оно радикально отличается от них, прежде всего размером области локализации. Если пилообразные колебания локализованы узко вблизи $q(r_s) = 1$, то характерные для этого рода активности “положительные” возмущения $m = 1/n = 1$, проникают в область $q(r) > 1$ вплоть до $q(r_s) = 2$ и далее. Существенно шире при этом оказывается и область результирующего “разрушения” горячей зоны шнура, т.е. видимая область развития возмущения $m = 0/n = 0$ – отсюда название “обшир-

ный внутренний срыв”. Это явное различие в поведении позволяет говорить о двух разных видах внутренних возмущений $m = 1/n = 1$: первого рода – локализующихся вблизи $q(r_s) = 1$ в ходе развития “нормальных” пилообразных колебаний и второго – единичных, глобальных, затрагивающих почти всю горячую зону плазменного шнура (fast thermal quench).

Заметим, что деление внутренних срывов на два сорта уже было, фактически, сделано ранее авторами [21] при анализе внутренних срывов в токамаке JET. Известно, что в больших токамаках, в частности в JET, дополнительный нагрев центра шнура приводит к увеличению периода нормальных пилообразных колебаний (NST – Normal Saw Tooth) с переходом их в одиночные – MST. Как следует из MSE-измерений, этому способствует увеличение разности $q(0)$ до и после срыва ($\Delta q(0) = 1 - q(0)$) от характерного для NST 0.1 до 0.3 [21], характерного для MST. То есть увеличение периода пилообразных колебаний очевидно сопровождается накоплением магнитной энергии центра. Параллельно с $\Delta q(0)$ растет отклик внешней МГД-активности, измеряемой снаружи магнитными зондами, а также параметр $\Delta T_e(0)/T_e(0)$ (где $\Delta T_e(0)$ – падение центральной электронной температуры в ходе срыва), характеризующий глубину “разрушения” горячей зоны.

На рис. 7 из работы [21] приведен уровень отклика внешней МГД-активности, сопровождающей нормальные (NST) и MST-колебания в JETe при разном уровне возмущений $\Delta T_e(0)/T_e(0)$. Если NST проявляются снаружи только в виде слабых магнитных откликов (b_θ -gongs), то возмущения второго рода, MST, вызывают мощную индуцированную МГД-активность внешней зоны плазменного шнура, резко нарастающую по мере роста отношения $\Delta T_e(0)/T_e(0)$. Естественно предположить, что наблюдаемое различие расширения зоны магнитных возмущений и рост чувствительности периферии к процессам в центре – результат уменьшения “демпфирующей” способности плазменного слоя между зоной их активного развития в центре и краем шнура, где производятся магнитные измерения соответствующими зондами.

Аналогичную связь между внутренней $m = 1/n = 1$ активностью и внешним магнитным откликом ($n = 1$) демонстрирует NSTX (рис. 1а, б, с [5]). Как следует из сигналов магнитных зондов, расположенных там в зоне внешнего обвода тора, МГД-активность периферии плазменного шнура прогрессивно нарастает в ходе развития возмущения $m = 1/n = 1$ в центральной области. Если допустить, что уровень “задающего” возмущения $m = 1/n = 1$, примерно следует за амплитудой SXR-колебаний, то можно заключить, что во всем

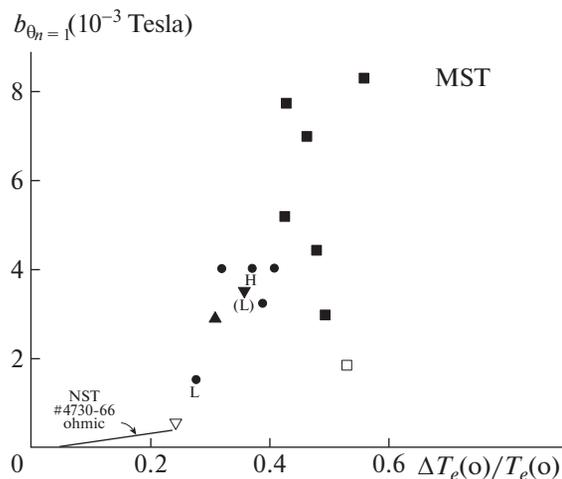


Рис. 7. Связь внешней магнитной активности и глубины разрушения профиля электронной температуры при развитии внутренних срывов (рисунок из работы [21] для JET).

временном интервале от возникновения до внутреннего срыва амплитуда возмущения $m = 1/n = 1$ оставалась примерно постоянной. Изменялся только радиус “спирали” – она расширялась по r , что должно означать постепенное снижение усредненной плотности тока в охватываемой ею области, т.е. уширение токового распределения. Но токовое уширение означает одновременно уменьшение полоидального магнитного потока в центральной зоне шнура. Учитывая, что для столь быстрых процессов суммарный полоидальный поток (внутренний плюс внешний) в токамаках почти “заморожен”, должно произойти ответное нарастание его внешней части, т.е. рост полного тока, что, действительно, наблюдается экспериментально (рис. 1а). Если учесть, что возмущение $m = 1/n = 1$ должно стартовать при $q(r_s) = 1$, а уменьшение полоидального магнитного потока в центральной зоне шнура означает последующий рост $q(r)$, мы вынуждены прийти к выводу, что вся дальнейшая эволюция токовой спирали $m = 1/n = 1$ должна была происходить в зоне $q(r) > 1$. Это означает, что токовая спираль (рис. 1) должна была находиться под постоянным действием силы, растягивающей ее по r (рис. 5). Расширение наружу под постоянным действием растягивающей силы вплоть до магнитного перезамыкания $m = 0/n = 0$ – принципиальная особенность эволюции возмущений второго рода.

Другое принципиально важное отличие возмущений второго рода $m = 1/n = 1$ от первого состоит в том, что их “горячая” зона с “положительным” токовым возмущением обнаруживает явную О-геометрию “горячего пятна” с метастабильным существованием, в то время как в линейном случае (NST) в этом месте должна была бы располагаться

область X-точки, охлаждаемая активным электронным переносом вдоль магнитного поля. Метастабильное существование этого “горячего” O-пятна длится иногда (например, рис. 1) несколько миллисекунд, что возможно лишь в условиях локальной магнитной термоизоляции, т.е. в условиях возникновения магнитного острова, в данном случае “положительного”. Переход в это состояние (“через” виртуальную X-точку) мог произойти под действием мощного исходного токового возмущения, превзошедшего некоторый пороговый уровень. Скорее всего, именно этот порог и лежит в основе разделения $m = 1/n = 1$ активности на два типа, столь существенно различающихся в своих последующих проявлениях.

Центральный нагрев плазменного шнура [21] – наиболее прямой способ инициирования внутреннего возмущения $m = 1/n = 1$ второго рода, но не единственный. К тем же последствиям приводит целый ряд внешних воздействий на периферию шнура. Прежде всего, это может быть МГД-активность периферии (токовая филаментация $m = 4/n = 1$, $m = 3/n = 1$ либо $m = 2/n = 1$), вызванная, например, ее локальным охлаждением [22]. Инициированная таким образом периферийная винтовая неустойчивость (идеальная, переходящая в тиринг), поначалу завершается малым срывом с отчетливо различимым магнитным пере замыканием, возникновением “отрицательного” острова $m \sim q(a)$ и кольцевым разрушением $m = 0/n = 0$ вблизи границы [23], т.е. “внешним срывом”, по всем своим видимым проявлениям подобным внутреннему, наблюдаемому при развитии NST. Этот периферийный срыв поначалу не приводит к летальному разрушению центра, но индуцирует в центре цуг возмущения $m = 1/n = 1$. Последнее малозаметно для внешнего наблюдателя, поэтому характерные короткие цуги сравнительно высоких ($m = 4, 3, 2$) периферийных МГД-возмущений, регистрируемых магнитными зондами, называют малыми срывами, либо предсрывами в том случае, когда их последовательная серия завершается большим. На рис. 8А [24] и Б [23] представлен ряд особенностей, типичных для внешней МГД-активности такого рода. На рис. 8А последовательно (сверху–вниз) представлены: временная динамика магнитных колебаний $m = 3 + m = 2$, сопровождающая их высокочастотная часть ($\sim 20\text{--}100$ кГц) и SXR-сигнал центрального канала наблюдений для одного из “малых” срывов токамака T-10 вблизи $q(a) = 3, 7$ [24]. На рис. 8Б для такого же рода “малого” периферийного срыва, на токамаке ST [23] ($q(a) \approx 4$) представлены: временной ход SXR($0, t$) (в окошке) и распределения SXR(r), полученные по разным хордам наблюдений (см. рис. 1Б), для трех характерных моментов разви-

тия срыва: 1 – до срыва, 2 – в его ходе и 3 – после завершения.

Внешний срыв на T-10 начинается резким ростом гармонической МГД-активности, который внезапно пресекается, переходя в плавный распад. Момент пресечения сопровождается вспышкой ВЧ-возмущений и резким спадом (почти в 2 раза) SXR-сигнала. Этот видимый спад очевидно сопровождается SXR-колебаниями в центральной зоне. Их анализ, проведенный в аналогичных случаях (например, [25]) показал, что это индуцированные возмущения $m = 1/n = 1$. При этом, как следует из рис. 8Б, существенному “разрушению” оказалась подвержена лишь внешняя кольцевая зона $r = 3\text{--}9$ см ($g(r) = 2\text{--}3$). Центр почти не задет и это оказалось достаточным для сохранения “в целом” плазменного разряда. Отсюда названия “внешняя МГД-активность” и “малый внешний срыв”.

По мере роста уровня индуцированного возмущения $m = 1/n = 1$ оно становится способным инициировать в центре обширный внутренний срыв [21] с ярко выраженной $m = 1/n = 1$ активностью второго рода, часто переходящей в большой срыв. Конкретные варианты возбуждения внешней МГД-активности различной интенсивности разнообразны. Это могут быть: охлаждение границы шнура чрезмерным напуском рабочего газа (водорода), либо потоком примесей в результате, например, неконтролируемого контакта плазменки, пеллет-инжекцией и т.д. Вызванное ими сужение (рис. 8Б) зоны протекания основного тока, способствует накоплению в центре магнитной энергии и тем самым риску развития там идеальной винтовой неустойчивости $m = 1/n = 1$ (например, [4]). Частной причиной такого охлаждения является потеря равновесия по вертикали в токамаках с полоидальным дивертором (VDE – vertical displace mentevents [20]). Касание краем плазменного шнура поверхности камеры, либо других внутрикамерных элементов, создает очевидный источник локального охлаждения периферии, с разной вероятностью провоцирующий развитие внутреннего срыва (internal reconnection) по указанной выше схеме.

3.2. Переход внутреннего срыва в большой

Многолетний опыт экспериментальных и теоретических исследований природы большого срыва в токамаках может быть суммирован кратким резюме: большой срыв – радикальное событие, пресекающее квазистационарный плазменный разряд в токамаке, результат своеобразного резонанса (интерференции) его внешней и внутренней МГД-активности в их нелинейной стадии развития. К сожалению, этот вывод носит слишком общий характер, требующий расшифровки в каждом конкретном случае.

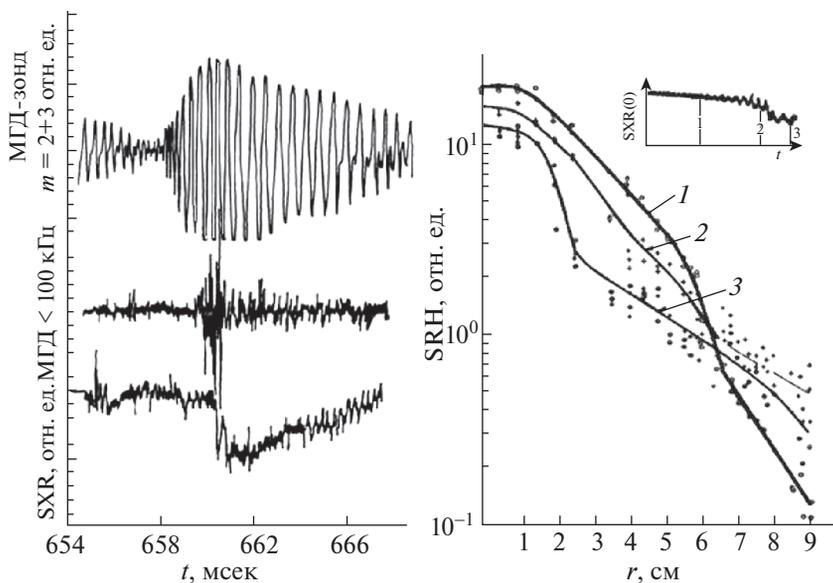


Рис. 8. Характерные особенности развития малого внешнего срыва: А – по работе [24] и Б – по [23].

На рис. 9 с временным разрешением 1 мкс представлена динамика развития типичного большого срыва в “классическом” малом ($J_p \sim 100$ кА) токамаке Т-11М с проводящим кожухом [25]. А именно, приведен временной ход трех основных индикаторов большого срыва: 1 – показателя внутренней МГД-активности SXR-сигнала по центральной хорде наблюдений, 2 – произведение смещения центра плазменного шнура относительно центра кожуха $\Delta_R(t)$ на ток, $\Delta_R J_p(t)$ – аналог шафрановского сдвига, – в качестве индикатора потери суммарной, тепловой и магнитной, энергии шнура, 3 – $\Delta J_p(t)$, положительный скачок тока $J_p(t)$ – ключевой индикатор большого срыва, сигнализирующий о потере полоидально-го магнитного потока внутри шнура.

Как следует из рисунка, кардинальным изменениям квазистационарного состояния шнура в большом срыве предшествует распад SXR-эмиссии центра (“тепловой срыв” – fast thermal quench). Многоканальные измерения показывают, что он подобно $T_e(r)$ (рис. 6) происходит асимметрично по θ : а именно, на фоне симметричного распада $m = 0/n = 0$ развивается мощное, сравнимое по амплитуде винтовое возмущение $m = 1/n = 1$ [18, 25], по всем основным признакам, второго рода. Как откликается на это внешняя МГД-активность?

На рис. 10 [25] для того же большого срыва, приведена временная развертка визуализированной картины b_θ -внешней магнитной активности границы токамака, полученная по методу И.Б. Семенова [26] на основании значений магнитных возмущений $b_\theta(\theta, t)$, измеряемых одно-

временно системой из 24-х B_θ -магнитных зондов, расположенных в одном из полоидальных сечений Т-11М. Яркость свечения локальных областей по θ и t модулирована при этом амплитудой возмущений $b_\theta(\theta, t)$. Светлые области соответствуют максимальным по амплитуде положительным модуляциям b_θ (“положительные токовые возмущения”), совпадающим по направлению с полем тока B_θ , темные – ему противоположным [26]. По вертикали отложен полоидальный угол θ , значение $\theta = 0$ соответствует наружному обводу тора, а $\theta = 180^\circ$ – внутреннему. Для удобства сравнения на визуализированную картину $b_\theta(\theta, t)$ наложены кривые рис. 8. Если в

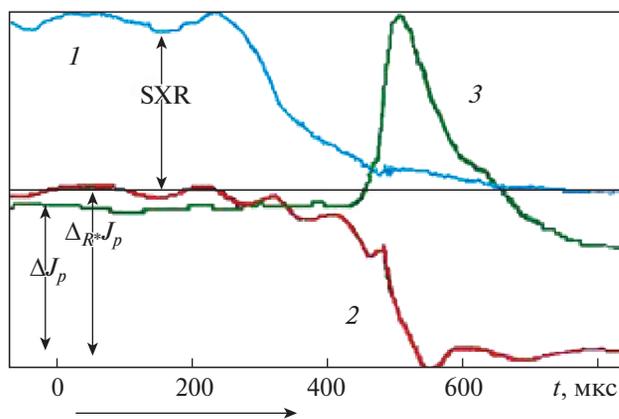


Рис. 9. Поведение трех основных индикаторов, описывающих динамику большого срыва в Т-11М: SXR из центра – индикатор внутренней МГД-активности (1), $\Delta_R J_p(t)$ как индикатор эволюции полной энергии – тепловой и магнитной (2) и $\Delta J_p(t)$ (3) (по работе [25]).

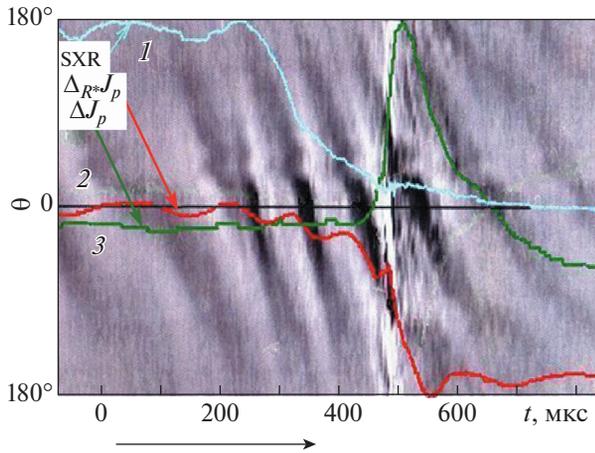


Рис. 10. Токамак Т-11М. Визуализация магнитных возмущений в ходе большого срыва (по [25]).

любой выбранный момент времени t на рис. 10 провести вертикальную прямую, то по количеству пересекаемых ею максимумов (светлых областей) или минимумов (темных) определяется номер m доминирующих винтовых магнитных возмущений. Можно видеть, что с начала и до завершения резкого спада SXR-сигнала (“теплого срыва”) доминирующим возмущением внешней МГД-активности является резко стартующее $m = 2$. Его быстрое нарастание завершается яркой высокочастотной (ВЧ с периодом < 1 мкс) вспышкой мелкомасштабных магнитных возмущений с рождением при этом хорошо различимого доминирующего МГД-возмущения $m = 3$. Тем самым мы оказываемся непосредственными свидетелями магнитного перезамыкания с переходом МГД-возмущений $m = 2$ в $m = 3$ в большом срыве. Кроме того, можно заметить, что по мере приближения возмущения $m = 2$ к моменту перезамыкания расстояние по θ между его соседними “положительными” максимумами несколько сокращается. Такая деформация в сторону $m = 3$ могла быть следствием его движения наружу по r к $q(r_s) = 3$, т.е. еще одним свидетельством потери “положительным” островом равновесия по r в зоне $q(r) > m$. Магнитное перезамыкание $m = 2$ в $m = 3$ означает скачкообразное уширение профиля $j(r)$ (расширение малого радиуса шнура) и, соответственно, падение его внешней индуктивности, что должно отозваться неизбежным положительным скачком тока $\Delta J_p(t)$ в силу того же сохранения полоидального магнитного потока, теперь уже в границах проводящей разрядной камеры. То есть заключительным физическим событием, предопределившим в рассмотренном случае рождение большого срыва, как нового самостоятельного явления, оказалось внешнее магнитное перезамыкание нелинейного возмущения

$m = 2$ в $m = 3$. Это позволяет провести аналогию между ним и внутренним срывом $m = 1/n = 1$, развивающимся в ходе пилообразной активности. Опыт токамаков как малых, так и больших (например, TFTR [2]), показывает, что внешнее магнитное перезамыкание в большом срыве приводит к генерации положительного тока $\Delta J_p(t)$, достигающего до 15–20% от $J_p(t)$, вне зависимости от их размеров.

Следует отметить, что для всех случаев срывов, наблюдаемых в токамаке, характерна короткая вспышка регистрируемых снаружи ВЧ электромагнитных возмущений, сигнализирующих об аномальных токовых диссипациях и магнитных перезамыканиях. Как упоминалось выше [21], в случае пилообразной активности именно их следы доходят до внешнего наблюдателя в виде коротких “гонгов”. Процесс развития внешнего малого срыва, как следует, например, из рис. 8А, сопровождается уже более яркой ВЧ-вспышкой. Удивительно, но геометрическая структура, регистрируемых магнитных возмущений ($m = 2$), не претерпевает при этом каких-либо радикальных изменений. О каких магнитных перезамыканиях могла бы сигнализировать эта вспышка ВЧ? Приходится предположить, что во внешнем малом срыве происходит переход токового возмущения ($m = 2$) из одного качественного состояния в другое, например, идеальной моды в тиринг с образованием магнитного острова. Действительно, в работе [23] (рис. 8Б) в завершающей фазе малого срыва было замечено возникновение некоторой асимметрии временной формы МГД-возмущений, что могло быть следствием рождения на периферии шнура магнитного острова. Это означало бы, что малый внешний срыв повторяет схему развития малого внутреннего: от идеальной винтовой неустойчивости с переходом в тиринг-фазу через магнитное перезамыкание.

Случай же большого срыва (рис. 9) демонстрирует более радикальное магнитное перезамыкание $m = 2$ в $m = 3$, сопровождаемое более мощной ВЧ-вспышкой b_θ , сопряженной с генерацией $\Delta J_p(t)$. Как следует из поведения $\Delta R_p J_p(t)$, именно в этой фазе большого срыва происходит основная потеря суммарной энергии горячей зоны плазменного шнура (thermal quench, рис. 9). Кроме того, более детальный анализ обнаружил [27], что в большом срыве теряется не только внутренняя энергия, но и заметная часть заключенного в шнуре полоидального магнитного потока.

3.3. Турбулизация центра плазменного шнура в ходе большого срыва

Полоидальный магнитный поток, заключенный между осью шнура и поверхностью разрядной камеры, достаточно хорошо (с точностью до

омических потерь) контролируется в токамаках продольным измерительным витком $V(t)$, проложенным снаружи разрядной камеры. С другой стороны, ту же величину можно определить, зная внутреннюю индуктивность шнура I_i , полученную из магнитных измерений [28]. Сравнивая результаты, полученные обоими методами до и после срыва, можно оценить степень его сохранения. Таким способом было найдено, что при развитии малых и внутренних срывов полный полоидальный магнитный поток плазменного шнура сохраняется с довольно высокой точностью, как это и следовало ожидать в рамках идеальной МГД-модели. Однако в большом срыве это постоянство серьезно нарушается. Магнитный поток, “выброшенный” наружу в ходе генерации положительного импульса ΔJ_p , оказывается существенно меньше вычисленного на основании измерений разницы внутренних индуктивностей шнура до и после большого срыва [27]. Его значительная часть как бы “исчезает” в центральной зоне шнура. Авторы [27] осмелились предположить (“с благословения” Б.Б. Кадомцева), что в процессе большого срыва в центре шнура развивается активная турбулизация плазмы неизвестной природы, сопровождаемая локальным падением электропроводности, как следствие этого, положительной вспышкой продольного напряжения $V(t)$ на оси и, соответственно, диссипацией магнитной энергии и полоидального потока. Это явление долгое время оставалось парадоксом, “полученным на кончике пера”, пока авторами [29] в экспериментах, проведенных на токамаке MAST по изучению поведения быстрых нейтралов, вылетающих из плазмы вдоль и поперек магнитного поля, не была обнаружена мощная фракция быстрых нейтралов кэВ-го диапазона, вылетающих в момент срыва вдоль магнитного поля в направлении разрядного тока, что явилось документальным свидетельством генерации в центре ускоренных ионов соответствующих энергий. Каким образом вблизи геометрической оси плазменного шнура могло возникнуть необходимое для этого электрическое напряжение $V(0)$ на два порядка величины большее омического? Для объяснения этого явления потребовался более внимательный анализ поведения магнитных островов в ходе развития МГД-активности второго рода, а именно, “отрицательных” магнитных островов.

Следуя схеме рис. 5, “положительный” остров должен устремиться наружу в зону $q(r) > 1$, а “отрицательный” в центр. С переходом “отрицательного” магнитного острова в центральную зону его эволюция должна была бы завершиться. Но одновременно с этим там восстанавливается осевая симметрия центральной зоны шнура, нарушен-

ная до этого винтовым возмущением, т.е. во все еще горячей зоне центра шнура становится возможным образование новой магнитной оси — магнитной силовой линии, замкнутой на себя. Если внешний “положительный” магнитный остров продолжает при этом двигаться наружу, уменьшая тем самым полоидальный магнитный поток, охватываемый вновь образовавшейся магнитной осью шнура, вдоль нее обязан индуцироваться дополнительный “положительный” ток, препятствующий такому изменению. Возможно, что именно его иногда обнаруживают по неожиданному появлению яркого нового пика центральной SXR-эмиссии в активной фазе внутреннего срыва. На рис. 11, демонстрирующем часть томограммы SX-свечения центра плазменного шнура в ходе внутреннего срыва на Tokamak De Varenna [30] представлен пример появления такого “горячего” пятна в центре “холодного” острова.

Вероятнее всего, именно возникновением нового осевого тока объясняется известное “отклонение” от модели Кадомцева в виде “неполного перезамыкания по q при полном перемешивании по температуре и плотности в ходе внутреннего срыва”. Кроме того, его появление означает зарождение в центральной зоне шнура вторичного горячего “керна”, способного повторить эволюцию первого и тем самым поддержать цикл многократных пилообразных колебаний. Одновременное существование в центре шнура двух “положительных” магнитных возмущений должно восприниматься извне магнитными и SXR измерениями, как появление в центральной зоне возмущения с гармонической составляющей $m = 2/n = 2$. Не исключено, что именно образование новой магнитной оси плазменного шнура лежит в основе многообразия явлений, сопровождающих развитие внутреннего срыва издавна смущающих его исследователей. Наконец, в момент внешнего магнитного перезамыкания при развитии большого срыва вторая магнитная ось обязана препятствовать падению общего полоидального магнитного потока плазменного шнура. По аналогии с моделью Кадомцева следует предположить развитие вдоль нее экстратока, направленного в сторону основного J_p . Его бесстолкновительная диссипация должна была бы восприниматься сторонним наблюдателем как причина потери части полоидального потока вследствие “турбулизации” центра. Соответствующий ей скачок напряжения $V(0)$ вдоль тороидальной оси токамака и мог вызвать ускорение ионов, обнаруженных методом продольной перезарядки на токамаке MAST [29].

4. ОБСУЖДЕНИЯ И РЕКОМЕНДАЦИИ

Кратко суммируя сказанное, можно заключить, что в упомянутых выше токамаках типич-

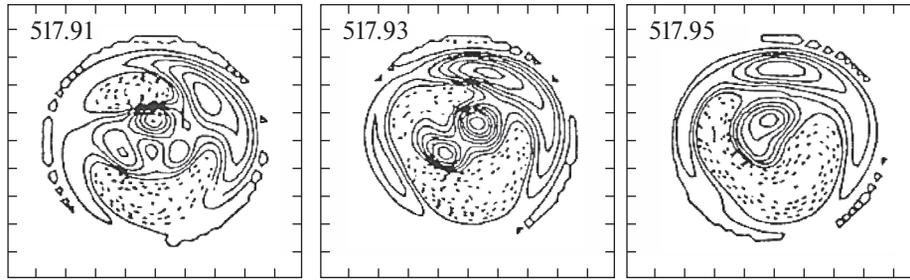


Рис. 11. Томограмма SX-свечения центра плазменного шнура на токамаке DeVarenna [30] между 517.91–517.95 мс развития внутреннего срыва.

ный большой срыв последовательно инициировался: внутренней МГД-активностью $m = 1/n = 1$ второго рода с переходом ее в обширный внутренний срыв (fast thermal quench), активирующий развитие мощного всплеска внешней, $m = 2/n = 1$ моды и вслед за этим собственно большим срывом – магнитным перезаключением $m = 2/n = 1$ моды в $m = 3/n = 1$ с генерацией $\Delta J_p(t)$. В ряде случаев отчетливо видна инициирующая роль внешней МГД-активности по отношению к этому процессу. Именно она становится первопричиной развития цепочки событий, завершающихся большим срывом. Исторически сложилось так, что именно она была замечена первой в этой цепочке и поначалу принята за ее основное звено [31]. Неудачные попытки полностью устранить большой срыв путем ее стабилизации продолжают по сей день. Однако эти попытки далеко небесплезны – иногда они позволяют заметно расширить рамки макроскопически устойчивых режимов токамака, но гарантированно устранить возможность большого срыва они бессильны – большой срыв может быть инициирован внутренней МГД-активностью и без видимых внешних предшественников, как например, в случае развития MST [21]. В линейном случае (пилообразные колебания в центре при $q(0) \sim 1$, либо тиринг-неустойчивость вблизи периферии при $q(r) = 2, 3, 4$) внешняя и внутренняя МГД-активности могут сосуществовать с разными собственными частотами почти независимо. По мере их роста наиболее активная “навязывает” менее слабой свою частоту (так называемый “захват частоты”). Если присмотреться к рис. 9 и 6, то еще до “теплового срыва” на всех кривых: $b_\theta(t)$, $\Delta_R J_p(t)$ и $SXR(t)$ можно заметить следы совпадающих по частоте относительно слабых на вид синусоидальных модуляций. Совпадающих по частоте, но серьезно отличающихся своей геометрической структурой. Если колебания $\Delta_R J_p(t)$ и $b_\theta(t)$ имеют структуру $m = 2$ внешней МГД-активности, то геометрия внутренних возмущений $SXR(t)$, как показали корреляционные измерения, соответствуют внутренней структуре $m = 1$. Иными сло-

вами, уже до развития первых признаков большого срыва между внешней и внутренней МГД-активностями устанавливается однозначная связь. Глубина и последствия этой связи, как показали многочисленные наблюдения, носят нелинейный, пороговый характер, а именно, жесткая связь возникает лишь после того, как их амплитуды превысят некоторый предел.

Пример такого нелинейного возбуждения внутренней МГД-активности ($m = 1$) развитием внешней ($m = 2$) с последующим переходом в большой срыв приведен на рис. 12.

Как упоминалось, внешнюю МГД-активность ($m = 4, 3, 2$) можно инициировать различными воздействиями на границу шнура: инъекцией газа, потоком примесей, касанием шнура стенки, лимитера и т.д. Внешнее воздействие вызывает винтовые моды с ближайшими к границе $m = q(a)$, вероятнее всего, идеальной природы, типа “бегущей волны”, вплоть до инициирования ими малого внешнего срыва (рис. 8) с образованием магнитного острова типа тиринг-неустойчивости (без изменения номера m). Отклик этой активности способен вызывать в центре поначалу гармонические колебания $m = 1/n = 1$ (рис. 12) с переходом по мере роста внешнего воздействия в масштабные внутренние срывы (internal reconnection) с участием $m = 1/n = 1$ второго рода (типа MST [21]), которые, в свою очередь, на определенном уровне возмущения становятся способны инициировать переход в большой срыв с последовательным развитием $m = 2/n = 1$, $m = 3/n = 1$, иногда $m = 4/n = 1$ [32]. Таким образом, внешняя и внутренняя магнитные активности обнаруживают в большом срыве своеобразный резонанс, ведущий в итоге к потере полоидального магнитного потока и шира по всему сечению магнитного шнура. Пример больших токамаков, в частности TFTR [2] с током $J_p = 2.5$ МА, где большой внутренний предсрыв, перешедший в срыв, был исходно вызван резонансом внешней активности $m = 4/n = 1$ с модой $m = 1/n = 1$ в центре шнура (shot #76778), показывает, что это явление носит

общий характер для токамаков и останется актуальным как для ИТЭР, так и далее.

Эта цепочка событий может обрываться магнитными перезаключениями с образованием “отрицательных” магнитных островов типа тиринг-неустойчивости и тем самым диссипацией излишней магнитной энергии. Именно это имеют в виду, когда говорят, что диссипативная тиринг-неустойчивость стабилизирует идеальную винтовую моду, спровоцированную чрезмерным плазменным давлением (pressure driven mode). На ее фоне “положительные” магнитные острова, приводящие к “разрушению” всей центральной зоны шнура (fast thermal quench [20]), играют активно дестабилизирующую роль.

На рис. 13 [25, 33] приведена графическая схема возникновения и эволюции различных форм крупномасштабных МГД-активностей токамака, суммирующая сказанное выше. Положенная в ее основу идея двух первоначально независимых видов МГД-активности, внутренней и внешней, позволяет, по мнению автора, внести определенную логику в видимое многообразие событий, сопровождающих развитие переходных процессов в токамаке. Если она и не дает однозначного рецепта, как гарантированно избежать их разрушающего влияния, то, в ряде случаев, указывает на возможность, ослабления последствий их развития. Взаимодействие этих активностей, усугубляющееся по мере их роста, носит принципиально нелинейный (пороговый) характер, принимая в итоге роль “спускового крючка” большого срыва.

К одной из таких наиболее опасных форм внешней МГД-активности, приводящей в ходе своего развития к большому срыву, справедливо относят еще и, так называемую, запертую (locked) моду. Ее видимое проявление — постепенная остановка вращения плазменного шнура относительно стенок разрядной камеры, сопровождаемая одновременным ростом жестко фазированных между собой “положительных” токовых возмущений $m = 3$, $4/n = 1$ на периферии шнура с $m = 2/n = 1$ и $m = 1/n = 1$ в его центре. По мере роста последних центр становится неустойчив с переходом в обширный внутренний срыв $m = 0/n = 0$ с дестабилизацией внешних мод и всеми последствиями, соответствующими большому срыву. Тот факт, что порог развития запертой моды остро зависит от уровня квазистационарных возмущений магнитной конфигурации токамака (error fields) позволяет относить ее к проявлениям внешней МГД-активности с $\omega = 0$. Рисунок 1 позволяет нам проследить за типичной динамикой ее развития. По мере “раскручивания спирали” положительного магнитного острова прогрессивно нарастает уровень его внешнего магнитного возмущения (b , v) и тем самым глубина его взаимодействия с для нас невидимыми

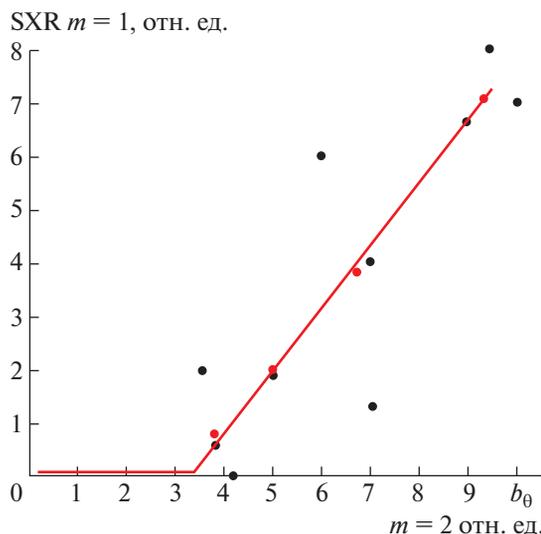


Рис. 12. Токамак Т-11М. Возбуждение внутренней ($m = 1$) МГД-активности внешней ($m = 2$) перед большим срывом.

квазистационарными возмущениями магнитной конфигурации (error fields). Последствие этого мы обнаруживаем по постепенному замедлению вращения “горячей змеи” положительного острова вплоть до остановки, т.е. $\omega = 0$ резонанса двух магнитных активностей, завершающихся срывом и прекращением разряда. Первый путь борьбы с этим явлением — предельно возможная компенсация error fields, что пытаются делать все заинтересованные в этом экспериментаторы. В частности, следуя этим путем, коллективу NSTX удалось впоследствии удлинить разряд примерно в 2 раза. Другие пути основаны на комбинациях различных способов “раскручивания” плазменного шнура относительно стенок разрядной камеры, например, используя продольную инжекцию нейтральных пучков (NBI).

Что же ограничивает произвольное развитие МГД-активности в токамаке, позволяя экспериментаторам реализовывать квазистационарные макроскопически устойчивые разряды? Если внутренняя активность подавляется ограничением плотности тока в центре шнура (модель Кадомцева [11]), то внешняя (В.Д. Шаfranов [34]) ограничивается $q(a) \sim 3-2$, т.е. уровнем средней плотности тока по сечению и магнитным широм. Общая особенность ограничений в том, что при их нарушениях обязана развиваться идеальная винтовая неустойчивость, инициирующая магнитное перезаключение и в итоге пересекающая квазистационарный разряд в токамаке. Конкретным критическим параметром, определяющим уровень перехода к опасному нелинейному развитию и резонансу, является магнитный шир, или точнее характер распределения плотности тока по

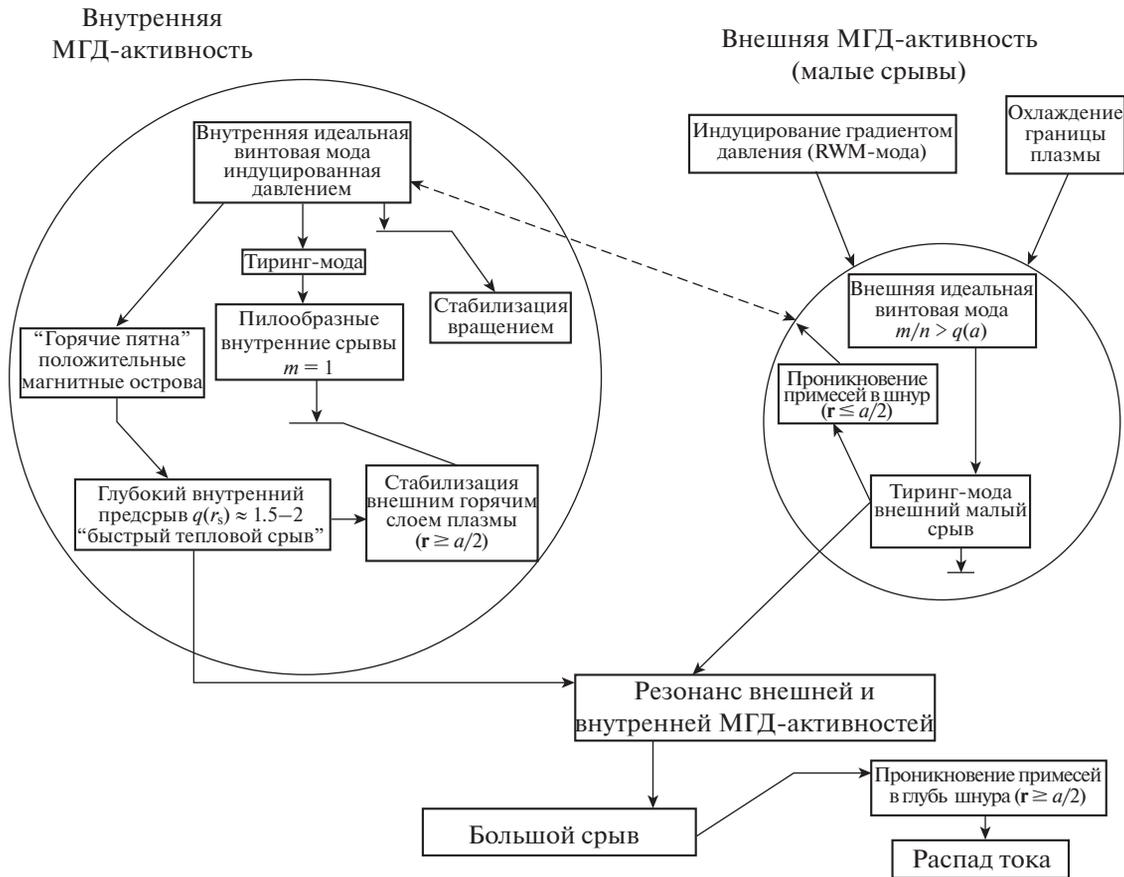


Рис. 13. Упрощенная принципиальная схема процессов, протекающих в большом срыве и их связей.

сечению шнура $j(r)$. Удобной интегральной характеристикой магнитного шира является внутренняя индуктивность плазменного шнура l_i , а именно, $l_i \approx 0.5$ отвечает плоскому распределению $j(r)$ с низким широм, а $l_i \sim 1$ — обостренному параболическому с относительно высоким. Экспериментально обнаруженная связь крупномасштабной МГД-активности периферии плазменного шнура от l_i на токамаке Т-3 [35] получила в свое время убедительное обоснование в известной работе В.Д. Шафранова 1970 г. [34]. А именно, если винтовые возмущения границы снова представить в виде $\xi(r, \theta, \varphi, t) = \xi(r) \exp[i(\omega t + m\theta - n\varphi)]$, где ω — круговая частота возмущений, то, согласно [34], пока шир мал ($l_i \approx 0.5$), граница шнура токамака даже в идеальном приближении бесконечной электропроводности плазмы оказывается принципиально неустойчивой по отношению ко всем целочисленным резонансным винтовым возмущениям m , как только соответствующее значение $nq(a) = m$ окажется вне границы шнура. Нарастающая при этом винтовая деформация границы будет иметь характер бегущей поверхностной волны, что, фактически, и наблюдалось экспериментально [36]. Стабилизирующими

факторами по отношению к этой идеальной винтовой неустойчивости границы шнура могли бы стать либо магнитный шир ($l_i > 0.5$) внутренних областей шнура, либо приближение к его границе проводящей стенки разрядной камеры токамака. Абсолютные оценки указали при этом, что уже параболического распределения тока ($l_i \sim 1$), характерного для тогдашних токамаков было бы достаточно, чтобы стабилизировать все граничные моды $m = q(a)$ вплоть до 3 [34], что также наблюдалось экспериментально. Но нелинейное развитие возмущения $m = 1/n = 1$ второго рода, как неоднократно упоминалось выше, уменьшает величину магнитного потока в центральной области плазменного шнура, в конечном итоге l_i . “Уплотнение” профиля тока $j(r)$ в ходе обширного внутреннего срыва (internal reconnection), т.е. фактическое уменьшение l_i , было документально подтверждено в опытах на токамаке MAST [29], уже упомянутых выше. Но падение l_i обязано по Шафранову провоцировать развитие внешней идеальной МГД-активности. Именно это и происходит: взрыв МГД-активности периферии $m = 2/n = 1$ с последующим магнитным перезакрытием, расширением плазменного шнура до

стенок камеры (рис. 6) и генерацией положительного скачка тока $\Delta J_p(t)$ – характерного признака большого срыва.

Кроме того, уплощение профиля тока $j(r)$ и вызванная этим потеря магнитного шира в ходе большого срыва делает плазменный шнур токамака беззащитным от стремительного (почти с альфвеновскими скоростями) проникновения в его центр периферийных примесей, точнее их ионов, захваченных холодными “пузырями” (Б.Б. Кадомцев, О.П. Погуце [15]). Соответствующая перестановочная неустойчивость относится, как известно, к идеальным и должна подавляться магнитным широм. В опытах с литием (он играл роль периферийной примеси) на токамаке T-11M [37] было обнаружено, что в ходе большого срыва проникновение литиевых ионов с края лимитера в центр шнура происходит в два приема. На первом “провоцирующем” этапе малого внешнего срыва (рис. 8) плазменный шнур за десяток микросекунд заполняется литием на глубину $(0.5-0.7)a$. Иногда процесс этим завершается. Но в случае перехода малого срыва в большой с генерацией положительного импульса тока ΔJ_p , литий, проникший в шнур на первом этапе, скачком прорывается в центр уже за микросекундные времена. Последнее неудивительно, если учесть динамику поведения “отрицательных” магнитных островов в ходе срыва (например, рис. 5, 6 точка В). Удивительной кажется значительная глубина и скорость проникновения примесей в процессе малого срыва. Ее можно объяснить, если учесть, что вся зона сепаратрисы магнитного острова находится в условиях $q \approx q(r_s)$, т.е. движение винтовой магнитной трубки (холодного “пузыря”) вдоль сепаратрисы от наружного обвода магнитного острова до внутреннего не должно встречать серьезных препятствий. Таким образом для примесей (в случае [37] Li), захваченных с периферии холодным магнитным “пузырем”, становится возможным проникнуть внутрь плазменного шнура на размер магнитного острова, который может быть соизмерим (например, рис. 2) с малым радиусом шнура a .

Проникновение примесей в осевую зону плазменного шнура вызывает в общем случае ее охлаждение, обрыв тока (current quench), либо генерацию мощных релятивистских пучков электронов, которые одинаково опасны как для конструкции разрядной камеры токамака, так и для ее внутрикамерных элементов. Практические рекомендации с целью избежать развития больших срывов, которые могут быть сделаны на основании сказанного выше, вкратце сводятся к следующему.

1. Необходимо тщательный контроль периферии шнура с целью предельно возможного ослабления локальных контактов плазма–стенка и тем самым недопущения, развития внешней идеаль-

ной, либо тиринг МГД-активности, возбуждаемой, например, неконтролируемым, локальным охлаждением плазменной периферии примесями.

2. Необходимо постоянный контроль центра с целью предотвращения чрезмерного накопления там магнитной энергии – энергетического потенциала “положительных” магнитных островов. Например, путем “дробления” центра и тем самым увеличения частоты пилообразных колебаний с помощью ECR.

3. Желательно было бы затруднить резонанс центр–периферия еще на линейном уровне развития МГД-возмущений. Например, использовать эффект “динамической стабилизации”, возбуждив с помощью того же ECR на двух разнесенных по r магнитных поверхностях, два вынужденных магнитных возмущения с разными фиксированными частотами, далекими от резонансных частот внешней и внутренней МГД-активности.

4. Другим пока еще неиспользованным ресурсом, привлечение которого, как кажется, могло бы расширить диапазон рабочих параметров токамака, является введение в его рабочий объем извне внешнего вращательного преобразования, дополнительного к основному. Как было продемонстрировано в ранних экспериментах на стеллараторах с током (например, [38]), введение внешнего дополнительного вращательного преобразования уже на уровне $1/q \approx 0.14$ позволяло поднять плотность плазмы вдвое по сравнению с предельной, получаемой в чисто токовом режиме. Очевидно, что в токамаке именно периферия “дирижирует” ее допустимым уровнем. Это еще раз подчеркивает важность периферийного контроля.

Наконец, из соображений общности следовало бы упомянуть область режимов с отрицательным магнитным широм ($dq/dr < 0$), т.е. с “провалом” плотности тока в центре шнура. В этой области режимов “обычными” становятся “положительные” острова, т.е. те, где токовые возмущения складываются с током J_p . По аналогии с “отрицательными” при $dq/dr > 0$ они должны стремиться к центру, что и происходит реально в виде характерного “обращенного срыва” [39] с “положительным” выбросом напряжения $V(t)$ и заметным “понижением” тока J_p , что может свидетельствовать о росте магнитного потока в центральной зоне шнура. Этот эффект можно было бы попытаться использовать с целью инъекции туда извне дополнительного магнитного потока и поддержания в итоге квазистационарного тока. К сожалению, как всякий срыв, этот процесс сопровождается активным магнитным перезамыканием и, соответственно, потерей термоизоляции. На рис. 14 из [39] представлен пример такого “обращенного срыва”. Конфигурация с $dq/dr < 0$ создавалась дополнительным нарастанием J_p в

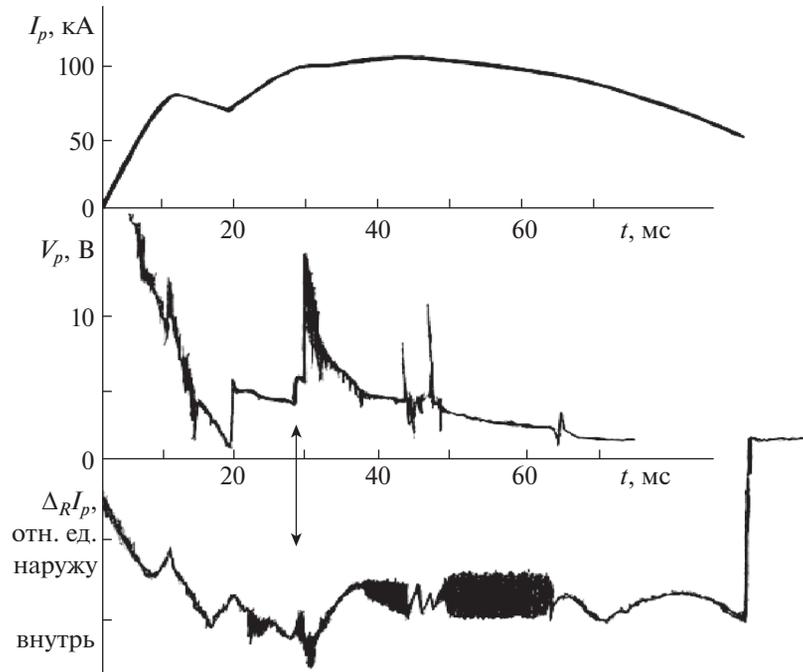


Рис. 14. Пример “обращенного” срыва [39]. Ток $J_p(t)$, $V(t)$, ΔR — смещение шнура по R .

условиях уже сформировавшегося плазменного шнура и, соответственно, скинированием добавки $\Delta J_p(t)$ на краю шнура. Положительный импульс напряжения $V(t)$ на обходе тора свидетельствует о “прорыве” добавленного тока в центр. Что касается перспективности таких режимов, то неоднократно высказывалось мнение, что развитие в условиях $dq/dr < 0$ двойной тиринг-неустойчивости в силу ее относительно высоких инкрементов может оказаться доминирующим в процессе образования всех магнитных островов при $dq/dr < 0$. Ситуация усложнена еще и тем, что сам факт квазистационарного существования таких МГД-конфигураций заставляет обращаться к поиску новых стабилизирующих факторов, например, к шире вращения. К сожалению, экспериментальные данные, имеющиеся в настоящее время по динамике развития МГД-неустойчивостей в столь сложных магнитных конфигурациях пока еще недостаточно надежны. Известно лишь то, что они более подвержены крупномасштабным МГД-неустойчивостям, чем конфигурации с $dq/dr > 0$.

В заключение следует еще раз подчеркнуть, что во всех рассмотренных случаях критерием образования “положительного” магнитного острова было превышение не некоторой критической амплитуды тока возмущения, а его критической плотности. Очевидно, что это условие образования “положительных” островов имеет общий характер и относится ко всем видам токовых возмущений. В частности, заранее не исключено, что

при развитии вблизи сингулярной магнитной поверхности пучка убегающих электронов с достаточно высокой локальной плотностью тока, станет возможным образование “положительного” магнитного острова, охватывающего зону электронного ускорения и определяющего последующее поведение такого пучка.

5. ВЫВОДЫ

Таким образом, анализ поведения МГД-активности, сопровождающей развитие внутренних и большого срывов в токамаках, демонстрирует ряд особенностей, которые могут быть поняты, если предположить, что после того, как уровень исходных МГД-возмущений превысит некоторый критический предел, последствия этих возмущений приобретают новое качество. А именно, значительно расширяется их область воздействия на плазменный шнур, связь с внешней МГД-активностью, уровень охлаждения центральных областей плазмы и взаимодействия плазмы со стенкой. В качестве причины подобного изменения можно предположить нелинейный переход от обычной системы из m магнитных островов к системе из $2m$ с расщеплением X-точек и образованием на их месте “положительных” магнитных островов в результате роста начального МГД-возмущения.

Физической причиной возникновения начального возмущения могло бы стать развитие идеальной винтовой неустойчивости, дестабилизированной градиентом давления (pressuredriven-

mode), либо возмущение, индуцированное снаружи внешней МГД-активностью.

Концепция образования “положительных” магнитных островов в условиях малого шира позволяет естественно объяснить такие наблюдаемые особенности развития внутренней МГД-активности как:

1) образование “горячих пятен” в процессе развития внутренней МГД-активности;

2) “серповидную” деформацию “горячих пятен” по мере их движения наружу;

3) а также позволяет связать в единую цепь череду событий, приводящих к большому срыву в токамаке.

В заключение автор выражает свою признательность В.И. Ильгисонису, В.П. Пустовитову, И.Б. Семенову, В.А. Вершкову и Н.В. Иванову за обсуждения и критику. Автор посвящает свою статью светлой памяти Алексея Ивановича Морозова, вдохновению и стойкости которого в нашем непросном мире неизменно восхищался.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ. Уникальный идентификатор проекта RFMEFI59917X0001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nagayama Y., McGuire K.M., Bitter M., Cavallo A., Fredrickson E.D., Hill K.W., Hsuan H., Janos A., Park W., Taylor G., Yamada M. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 3527.
2. Mirnov S., Semenov I., Fredrickson E., Budny R., Chang Y.Z., McGuire K.M., Park H., Takahashi H., Taylor G., Von Goeler S., Zakharov L., Zweben S. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 3998.
3. Udintsev V.S., Ottaviani M., Maget P., Giruzz G., Ségui J.-L., Aniel T., Artaud J.F., Clairet F., Goniche M., Hoang G.T., Huysmans G.T.A., and Tore Supra Team, TEXTOR Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. 1111.
4. Fredrickson, E., Chang Z., Budny R., Darrow D., Mazucato E., Nazikian R., Janos A., McGuire K.M., Majeski R., Phillips C., Schilling G., Taylor G., Wilson R., Zweben S., Mirnov S., Semenov I. // Proc. 22EPS Conf. Control. Fusion Plasma Phys. 1995 V. 3. P. 45.
5. Semenov I., Mirnov S., Darrow D., Roquemore L., Fredrickson E.D., Menard J., Stutman D., Belov A. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 664.
6. Морозов А.И., Соловьев Л.С. // ЖТФ. 1960. Т. 30. С. 271.
7. Коврижных Л.М. // ЖТФ 1962. Т. 32. С. 526.
8. Морозов А.И., Соловьев Л.С. // Вопросы теории плазмы. Вып. 2 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 3.
9. Бережецкий М.С., Гребеничков С.А., Попрядухин А.П., Шпигель И.С. // ЖТФ. 1965. Т. 35. С. 2167.
10. Бейтман Г. МГД-неустойчивости. М.: Энергоиздат, 1982.
11. Кадомцев Б.Б. // Физика плазмы. 1975. Т. 1. С. 710.
12. Von Goeler S., Stodiek W., Sauthoff N. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 1201.
13. Lehane I., Turri G., Akers R.J., BATTERY R.J., Carolan P.G., Cowley S., Gryaznevich M.P., Meyer H., O'Mullane M.G., Patel A., and the MAST Team // 30 EPS Conf. Control. Fusion Plasma Phys. St. Petersburg. 2003. V. 27A. P-3.92.
14. Мирнов С.В. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 813.
15. Кадомцев Б.Б., Погуце О.П. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 575.
16. McGuire K., Robinson D.C. // Nucl. Fusion. 1979. V. 19. P. 115.
17. Salzedas F., Hokin S., Schuller F.C., Oomens A.A.M., and the RTP Team // 28th EPS Conf. Control. Fusion Plasma Phys. Funshal 18–22 June 2001. ECA. 2001. V. 25A. P. 1465.
18. Bussac M.N., Pellat R., Edery D., Soule J.L. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 1638.
19. Mirnov S.V., Semenov I.B. // Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Res. Proc. 6th Intern. Conf. Berchtesgaden, 1976. Vienna: IAEA, 1977. V. 1. P. 291.
20. ITER Physics Basis // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. Ch. 3.
21. Duperrex P.A., Pochelon A., Edwards A., and Snipes J. // Prepr. JET-P(91)43.
22. Мирнов С.В., Семенов И.Б. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 2105.
23. Von Goeler S. // 7 EPS Conf. Control. Fusion Plasma Phys. Lausanne. 1975. V. II. P. 71.
24. Волков В.В., Иванов Н.В., Какурин А.М., Мартынов Д.А., Саврухин П.В., Хокин С.А. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 516.
25. Мирнов С.В. // ВАИТ. Сер. Термояд. синтез. 2016. Т. 39. С. 5.
26. Semenov I.B., Belov A.M., Makashin I.N., Mirnov S.V. // Proc. 22EPS Conf. Control. Fusion Plasma Phys. 1995. V. 1. P. 421.
27. Vershkov V.A., Mirnov S.V. // Nucl. Fusion. 1974. V. 14. P. 383.
28. Gorbunov E.P., Mirnov S.V., Strelkov V.S. // Nuclear Fusion. 1970. V. 10. P. 43.
29. Helander P., Erikson L.-G., Akers R.J., Byrom C., Gimblett C.G., Tournianski M.R. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 235002-1-4.
30. Janicki C., Simm C., Descote R. // Nucl. Fusion. 1990. V. 30. P. 950.
31. Mirnov S.V., Semenov I.B. // 4IAEA Conf. Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion. Vienna: IAEA, 1971. V. II. P. 401.
32. Мережкин В.Г. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 875.
33. Mirnov S.V. // Proc. 28th EPS Conf. Control. Fusion Plasma Phys. Funshal, Portugal. 2001. V. 25A (ECA). P. 1473-6.
34. Шафранов В.Д. // ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 241.
35. Mirnov S.V. // Nucl. Fusion. 1969. V. 9. P. 57.
36. Мирнов С.В., Семенов И.Б. // Атомная энергия. 1971. Т. 30. С. 20.
37. Mirnov S.V., Belov A.M., Prokhorov D.Yu., Alekseyev A.G., Makashin I.N. // 18th IAEA Intern. Conf. Fusion Energy (Sorrento, Italy, 4–10 Oct. 2000). 2010. IAEA-CN-77/EXP3/08.
38. WVII Team // 7 IAEA Conf. Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion. 1978. Vienna: IAEA, 1979. V. II. P. 277.
39. Mirnov S.V. // 19th Intern. Conf. Fusion Energy (Lyon, 14–19 Oct. 2002). 2002. EX/P1-15.