

УДК 533.9

## ОХЛАЖДЕНИЕ ПЛАЗМЫ ПРИ СРЫВЕ ОМИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ТОКАМАКЕ T-10

© 2019 г. А. М. Стефановский<sup>a,\*</sup>, М. М. Дремин<sup>a</sup>, А. М. Какурин<sup>a</sup>,  
А. Я. Кислов<sup>a</sup>, Г. Е. Ноткин<sup>a</sup>, Ю. Д. Павлов<sup>a</sup>, А. В. Сушков<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

\*e-mail: [Stefanovskiy\\_AM@nrcki.ru](mailto:Stefanovskiy_AM@nrcki.ru)

Поступила в редакцию 10.10.2018 г.

После доработки 20.04.2019 г.

Принята к публикации 25.04.2019 г.

Представлены результаты анализа экспериментальных данных, связанных с охлаждением плазмы во время медленных срывов разряда на токамаке T-10. Показано, что для начальной фазы теплового срыва в T-10 имеются два разных сценария охлаждения плазмы. Один из них связан с теплопроводностными процессами переноса энергии, возбужденными “волной охлаждения”, которая возникает при развитии неустойчивости моды  $m2/n1$  или других неустойчивостей плазмы в присутствии магнитных полей этой моды. Из зоны развития неустойчивости эта волна быстро распространяется к центру плазмы, оставляя за собой зону повышенной электронной теплопроводности. Второй сценарий реализуется тогда, когда волна охлаждения оказывается настолько интенсивной, что вызывает быстрый распад центральной спиралевидной магнитной структуры, которая создается полями моды  $m2/n1$  еще во время предварительной фазы срыва. Вслед за этим следует распад моды  $m2/n1$  и последняя фаза охлаждения плазмы — ее перемешивание на периферии шнура вместе с началом срыва тока плазмы. На основе этих сценариев предложена общая схема классификации медленных срывов омических разрядов на T-10.

*Ключевые слова:* токамак, срывы разряда, режимы охлаждения плазмы

DOI: 10.1134/S0367292119110143

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Срывы разрядов на экспериментальных установках токамак по-прежнему остаются одной из самых сложных проблем, возникающих при создании термоядерного токамака-реактора [1, 2]. Уже в самых ранних экспериментах на токамаках было обнаружено, что основная опасность появления таких срывов возникает при работе этих установок в некоторой, вполне определенной области параметров разряда и плазмы. (При этом основными параметрами оказались давление плазмы, ее плотность, величина тока и распределение плотности тока внутри шнура.) Работа токамака вне этой зоны, как показали эксперименты, существенно уменьшает вероятность возникновения срывов и, как предполагалось, может даже решить всю проблему в целом. Позднее, однако, выяснилось, что вероятность появления срывов, даже далеко от опасной зоны, все еще остается слишком высокой и, кроме того, область рабочих параметров плазмы для токамака-реактора, к сожалению, лежит внутри или вблизи границы опасной зоны. Другой способ предотвращения срывов, а точнее, их перевода в приемле-

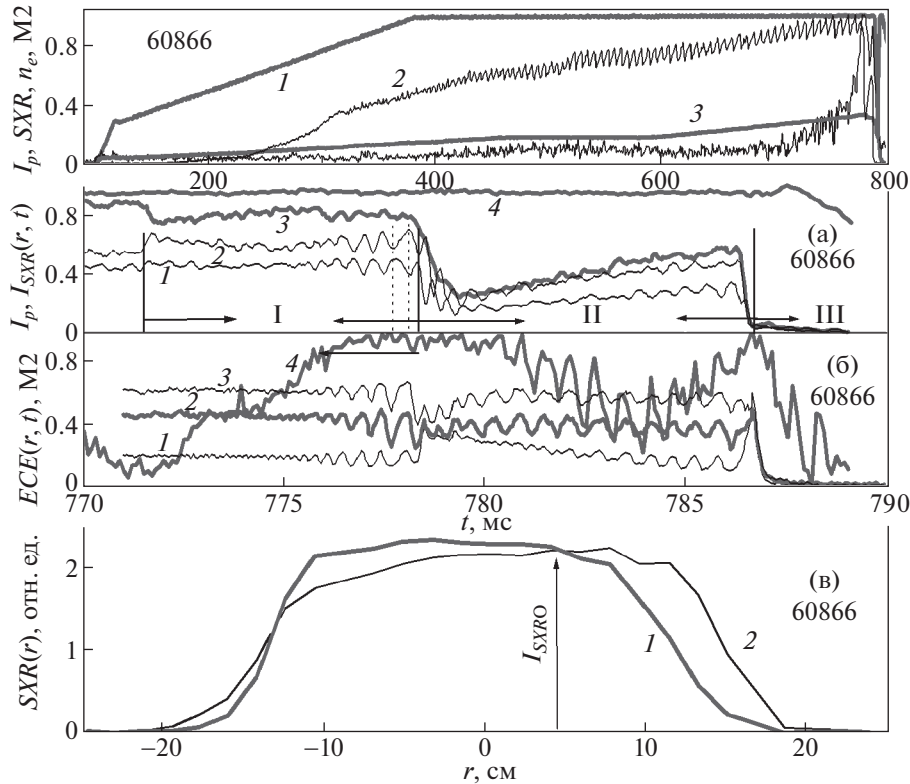
мую, контролируемую форму спада тока разряда, непосредственно связан с механизмом развития срывов. Индикация появления начальных признаков развития такого механизма и фиксация эволюции этих признаков до уровня, когда возникновение срыва становится весьма вероятным, дает возможность оперативного вмешательства в работу всей системы установки токамака и прекращения этой работы приемлемым образом. К сожалению, и в этом методе возникли определенные трудности [3]. Они связаны с тем, что на одной и той же установке может существовать большой набор различных сценариев развития срывов. К тому же этот набор может меняться при переходе от одной установки к другой. Из-за этого, для успешного функционирования управляющей срывами системы требуется длительный период времени для ее адаптации к условиям и особенностям работы каждой конкретной установки токамак. Продолжение исследований и улучшение понимания реальной физики срывов разрядов на токамаках могут оказаться полезными и для создания устройств, управляющих срывами. Этим, в частности, объясняется и наш интерес к анализу экспериментальных данных, получен-

ных в последние годы на установке Т-10. Эти данные особенно ценны тем, что большое число срывов и предсрывов (major and minor disruptions) разряда на Т-10 происходит без остановки тороидального вращения плазмы. Поэтому они содержат дополнительную информацию, связанную с динамикой различных процессов в срыве. Благодаря этому в [4] удалось показать, что в срывах некоторых омических разрядов на Т-10, при воздействии полей моды  $m2$ , обычная мода  $m1/n1$  трансформируется в некую новую моду, спиралевидную магнитную структуру, которая сохраняется практически неизменной в течение первого сброса энергии в начальной фазе теплового срыва. Это означает, что ни вновь созданная мода, ни другие возможные МГД-объекты в центре плазмы в это время не распадаются и, таким образом, не являются МГД-драйверами теплового срыва. Поэтому возникло предположение, что возможные неустойчивости самой моды  $m2/n1$  в предварительной фазе срыва могут быть источником генерации некоторой “волны охлаждения” (ВО, СВ), которая и вызывает охлаждение электронов в центре плазмы. Такие волны охлаждения действительно генерируются на установке Т-10 при инжекции в плазму водородных пеллет и в некоторых типах разрядов [4]. Появление новых факторов в картине срывов: волны охлаждения и стабильной магнитной структуры в центре плазмы, — могло решительным образом повлиять на существующие представления о срывах. Но для понимания реальной роли этих эффектов требовалось, конечно, расширенное, экспериментальное подтверждение их присутствия в большинстве срывов на Т-10. Результаты дополнительного анализа экспериментальных данных, связанных с этой задачей, и представлены в настоящей работе. Из-за сложности самого явления срыва, мы, как и в [4], вновь ограничиваемся срывами разрядов только с омическим нагревом. Более того, для своего анализа мы выбираем лишь группу так называемых “медленных” срывов (описание которых будет дано ниже), составляющих, впрочем, почти 100% всех срывов разряда на Т-10. Следует отметить, что при изучении срывов на установке Т-10 уже в начале 1990 гг. были получены результаты [5, 6], показавшие исключительную сложность событий, происходящих в плазме в срыве. В этих работах уже тогда были обнаружены некоторые явления, связанные с волной охлаждения и преобразованием моды  $m1/n1$ . К сожалению, в то время они не были изучены более детально и не получили подробной интерпретации. После [4] важность этих явлений для физики срывов на Т-10 стала очевидной, поскольку их присутствие открывало новый подход к пониманию процессов, сопровождающих срыв. Мы считали, что анализ экспериментальных данных о медленных срывах должен быть продолжен с целью получе-

ния общей картины срыва в общепринятых терминах устойчивости, возникновения и распада МГД-мод, а также их взаимодействия между собой. Мы вынуждены ограничиться в анализе только крупномасштабными МГД-модами и окончательными результатами их взаимодействия. Сами процессы взаимодействия и мелкомасштабные моды при этом остаются вне рассмотрения.

Основные параметры установки Т-10 и главные диагностические методики, используемые в ней для измерения параметров плазмы, были приведены в [4]. Для удобства дальнейшего чтения коротко повторим здесь эти данные. Большой радиус токамака  $R_0 = 1.5$  м, малый радиус плазменного шнура  $a \leq 0.3$  м и тороидальное магнитное поле в системе  $B_T \leq 2.4$  Тл. Размер поперечного сечения плазменного шнура контролировался подвижным рельсовым лимитером, расположенным в одном из сечений (А) разрядной камеры токамака. В экспериментах использовался стандартный набор диагностик, имеющихся на Т-10. Он позволял определять такие общие параметры разряда и плазмы, как ток, плотность плазмы, смещение шнура в камере и т.д. Кроме того, во многих случаях он обеспечивал также (хотя и не полностью) наиболее важные для нас измерения: 1 — интенсивности циклотронного излучения электронов на второй гармонике  $I_{ECE}(r, t)$ ,  $r = R - R_0$  (частое обозначение в тексте —  $ECE$ ) в нескольких точках малого радиуса плазменного шнура при  $z = 0$  [7]; 2 — интегральной интенсивности мягкого рентгеновского излучения вдоль вертикальных и горизонтальных хорд  $I_{SXR}(r, t)$  и  $I_{SXR}(z, t)$  (в тексте часто —  $SXR$ , здесь и далее при обсуждении рентгеновских измерений  $r$  или  $z$  — минимальное расстояние между хордой и центром вакуумной камеры) [8] и 3 — внешних возмущений магнитного поля тока [9]. Во время разряда из показаний магнитных зондов в системе формировался сигнал ( $M2$ ), пропорциональный произведению амплитуды на частоту второй полоидальной гармоники возмущений магнитного поля тока. В условиях срыва этот сигнал иногда искажался из-за перегрузки аппаратуры. Линейки детекторов  $SXR$  были расположены в сечении D разрядной камеры токамака ( $+90^\circ$  тороидального угла от сечения А, где расположен лимитер). Рупора приемников  $ECE$ -излучения плазмы находились в сечении D' с тороидальным углом  $+135^\circ$  от сечения D.

Основным объектом изучения срывов в работе [4] были так называемые медленные срывы. Термины “медленный” и “быстрый” срывы в разных работах используются по-разному. В этой работе медленными называются такие срывы, в которых магнитные возмущения моды  $m2$  растут настолько медленно, что в центре плазмы еще во время



**Рис. 1.** На верхнем рисунке приведены осциллограммы полной длительности некоторых параметров разряда № 60866 (ток плазмы  $I_p = 230$  кА, средняя плотность плазмы  $n_e = 3.9 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , цилиндрический запас устойчивости на границе  $q_a \approx 3.1$ ): 1 – ток плазмы  $I_p$ , 2 – сигнал мягкого рентгена вдоль центральной хорды, 3 – средняя плотность плазмы и 4 – амплитуда переменных магнитных полей моды  $m2/n1$  (умноженная на частоту их изменения) в промежутке между плазменным шнуром и медным кожухом. а) – осциллограммы тока плазмы (кривая 4) и мягкого рентгеновского излучения (в течение последних 20 мс перед срывом) для трех центральных каналов измерения интенсивности  $SXR$ : сигнал 1 –  $r \approx +9.6$  см, 2 –  $r \approx -6.9$  см и 3 –  $r \approx +0.5$  см (вертикальные масштабы этих изначально нормализованных кривых не одинаковы для удобства рассмотрения). Вертикальные прямые внизу рисунка разделяют разные фазы срыва: I – предварительная фаза срыва, II – фаза теплового срыва и III – фаза спада разрядного тока. Вертикальные пунктиры – моменты измерения профилей интенсивности излучения мягкого рентгена, представленных на рис. 1в. б) – осциллограмма сигнала “амплитуда×частота” моды  $m2$ , восстановленная по сигналам магнитных зондов (кривая 4), и три осциллограммы сигналов  $ECE$ : 1 –  $r \approx -20.7$  см, 2 –  $r \approx -17.3$  см и 3 –  $r \approx -15.5$  см. в) – профили интенсивности мягкого рентгена, полученные в моменты времени, показанные на рис. 1а вертикальными пунктирами. Величина  $I_{SXR0}$  – сигнал хордовой интенсивности излучения мягкого рентгена, остающийся постоянным при смене знака максимальных смещений  $I_{SXR}$  по радиусу. Аналогичные сигналы  $I_{SXR0}$  будут использоваться в дальнейшем для нормировки сигналов  $I_{SXR}$ .

предварительной фазы срыва успевает появиться спиралевидная магнитная структура (ЦМС), о которой говорилось выше. Для большей определенности общие характеристики одного из медленных срывов приведены на рис. 1. В верхней части этого рисунка показаны осциллограммы изменения параметров разряда (№ 60866) для его полной длительности.

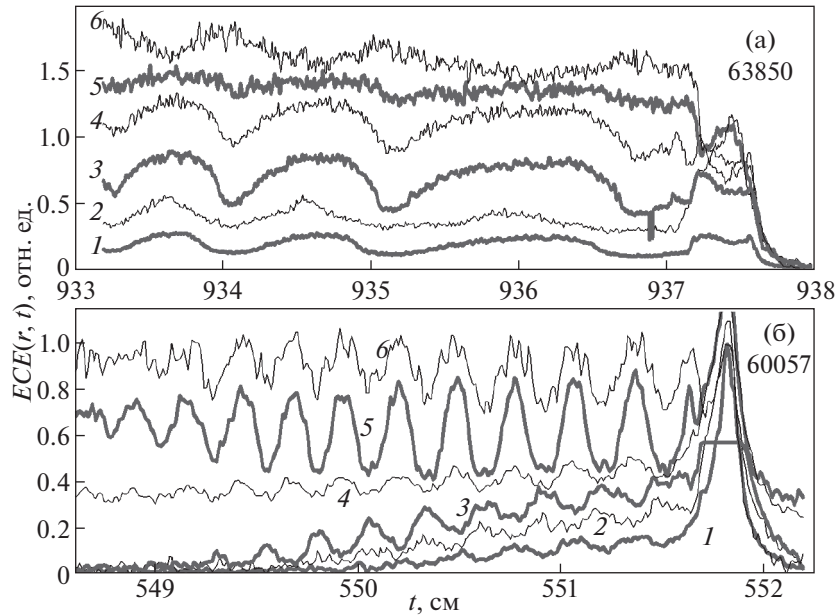
Вообще говоря, срывы омических разрядов на токамаке Т-10 вполне укладываются в известную простую схему этого процесса и на других токамаках [1]. Схема разделяет сам процесс срыва разря-

да на три фазы: подготовительную (I), быстрое охлаждение плазмы (II), которое может состоять из одного или нескольких сбросов энергии, и фазу срыва тока разряда (III). Все эти фазы показаны на рис. 1а. Соответственно и на Т-10 в начале предварительной, или подготовительной фазы срыва (I), при очередном пилообразном колебании (ПК) (которое в дальнейшем мы будем называть последним невозмущенным ПК) происходит первичное возбуждение и дальнейший рост полей МГД-моды  $m2/n1$  (в дальнейшем просто  $m2$ ). Рост полей моды  $m2$  продолжается до тех пор, пока во вновь возникшей магнитной конфигурации

не появятся новые очаги неустойчивости плазмы. Развитие этих неустойчивостей и их последствия, в конце концов, и приводят к быстрому охлаждению плазмы и МГД-перестройке плазменного шнура. (Момент времени начала охлаждения плазмы показан на рис. 1а вертикальной линией, разделяющей (I) и (II) фазы срыва.) В течение второй фазы срыва разряда (II), которую часто называют тепловым срывом, наблюдается значительная и быстрая потеря тепловой энергии плазмы из центральной зоны. Как правило, эта потеря энергии происходит в виде импульсных сбросов энергии, которые в [4] назывались предсрывами, если они не заканчивались немедленным срывом тока. В конце этого многоступенчатого процесса охлаждения плазмы возникает еще одно, практически неизбежное, на наш взгляд, явление — перемешивание плазмы на периферии шнура, которое приводит к выравниванию плотности тока в этой зоне, уменьшению внутренней индуктивности шнура, появлению кратковременного увеличения разрядного тока и его последующего падения вплоть до нуля. (Начало этого перемешивания обозначено на рис. 1а вертикальной линией, разделяющей (II) и (III) фазы срыва.) Если во время предварительной фазы срыва разряда в центре плазменного шнура появляется спиралевидная структура типа  $m1/n1$  (ЦМС), то в центральных каналах измерения  $I_{SXR}(r, t)$  при  $r > 0$  и  $r < 0$  появляются противофазные модуляции сигналов, характерные для смещений плазмы типа МГД-моды  $m1/n1$ . Примеры как раз такого изменения сигналов  $I_{SXR}$  показаны на рисунке 1а (кривые 1 и 2). Появление такой модуляции сигналов  $SXR$  является индикатором появления ЦМС и свидетельством того, что мы имеем дело с медленным срывом. При “быстрых” срывах разряда на Т-10 таких симметричных, противофазных колебаний нет, поскольку стремительное нарастание амплитуды полей моды  $m2$  изменяет сам характер процессов в приосевой зоне плазмы. Напомним, что модуляции хордовых сигналов  $I_{SXR}$  часто наблюдаются на многих других токамаках непосредственно перед пилообразным колебанием, т.е. релаксацией обычной моды  $m1/n1$  [10, 11]. Однако в случае срыва разряда они имеют другие характеристики и совсем иную природу, и это будет показано позже. На рис. 1б видно еще одно явление, обычно наблюдаемое в медленных срывах, — вспышка неустойчивости плазмы и генерация ВО. На рисунке приведены сигналы интенсивности циклотронного излучения плазмы  $I_{ECE}(r, t)$  из точек  $r_1 \approx -20.7$  см (кривая 1),  $r_2 \approx -17.3$  см (2) и  $r_3 \approx -15.6$  см (3) в том же медленном срыве разряда № 60866. В момент времени  $t \approx 778.5$  мс один из этих сигналов ( $r = r_1$ ) начинает быстро расти, тогда как другие сигналы в это же время либо остаются постоянными ( $r = r_2$ ), либо

заметно уменьшаются. (Для  $|r| \leq |r_3|$  такое уменьшение происходит с тем большим запаздыванием во времени, чем меньше  $r$ , см. рис. 3в.) Подобный эффект может возникать из-за внезапного локального, на интервале  $[r_1, r_2]$ , увеличения транспорта тепла в электронной компоненте плазмы и распространения этого явления к центру шнура, где оно и вызывает охлаждение плазмы. (Явление волн охлаждения упоминается в [5], и, возможно, нечто подобное наблюдалось еще в [11].) Поэтому момент возбуждения этой предполагаемой неустойчивости почти совпадает с началом второй фазы срыва — тепловым срывом. Наконец, на рис. 1в показаны два профиля интенсивности излучения мягкого рентгена, измеренные вдоль вертикальных хорд в моменты времени, показанные на рис. 1а штриховыми вертикальными линиями, т.е. уже после релаксации обычной моды  $m1$ . По виду этих профилей можно также определить наличие смещений плазмы в центральной части профиля, разнонаправленных в разные моменты времени по отношению к внешним поверхностям.

Материалы, представленные в настоящей работе, являются продолжением и расширением анализа, проведенного в [4], и отличаются от него тем, что опираются на более широкую базу данных и относятся уже к изучению и второй фазы срыва омического разряда в токамаке Т-10. Основная масса разрядов, изучаемых на Т-10, имеет разрядные токи, лежащие в диапазоне от 150 кА (цилиндрическое  $q_a$  на границе шнура равно 4.8) до 300–320 кА ( $q_a \approx 2.4$ ). Характеристики срывов разряда на Т-10 в этом диапазоне токов заметно меняются. Практически все срывы разрядов при малых токах ( $I_p < 180$  кА,  $q_a > 4$ ) являются медленными, но их фаза теплового срыва обычно содержит большое количество малых сбросов энергии, что, возможно, говорит о каких-то особенностях общей физики срывов таких разрядов. Поэтому мы исключили их из рассмотрения. При больших токах разряда ( $I_p > 250$  кА,  $q_a < 3$ ), во-первых, заметно возрастает доля быстрых срывов, когда интервал времени между последним, невозмущенным ПК и тепловым срывом не превышает 2–3 мс (рис. 15 в [4]). Во-вторых, взаимодействие плазмы с лимитером и возбуждение токов в цепи “плазма — камера — лимитер — плазма” часто приводит к интенсивному переменному торможению и ускорению вращения плазмы и привязке срыва разряда к этому процессу. Мы не считали необходимым включать и эти срывы в наше рассмотрение. Информация, изложенная в представляемой работе, относится к срывам разрядов с токами от 200 кА до 250 кА ( $2.9 < q_a < 3.6$ ). Напомним, что доля медленных срывов в этой группе разрядов близка к 100%. Тем не менее, данные для срывов больших и малых токов в Т-10 иногда



**Рис. 2.** Температурные волновые поля различных МГД-мод перед срывом разрядов № 63850 (рис. 2а,  $q_a = 2.9$ ,  $I_p = 250$  кА,  $n_e = 3.2 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ) и № 60057 (рис. 2б,  $q_a = 4.8$ ,  $I_p = 150$  кА,  $n_e = 1.33 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ). Примерные координаты измерения температуры электронов  $T_e$ : для рис. 2а: 1 –  $r \approx -26.1$  см; 2 –  $r \approx -24.5$  см; 3 –  $r \approx -19.6$  см; 4 –  $r \approx -18$  см; 5 –  $r \approx -14.4$  см и 6 –  $r \approx -10.6$  см; для рис. 2б: 1 –  $r \approx -24.1$  см; 2 –  $r \approx -22.5$  см; 3 –  $r \approx -20.8$  см; 4 –  $r \approx -17.4$  см; 5 –  $r \approx -13.9$  см и 6 –  $r \approx -10.1$  см.

будут использованы нами для иллюстрации некоторых важных эффектов и явлений.

Во втором разделе предлагаемой статьи изложены сведения о структуре и эволюции магнитных полей МГД-мод, возбуждаемых в предварительной фазе срыва разрядов на Т-10. В ней же рассматриваются различные вопросы, связанные с раскачкой неустойчивостей в плазме, — их локализация, начальная стадия развития и т.д. Кроме того, там же представлены некоторые серии осциллограмм  $I_{ECE}(r, t)$ , на которых показано возникновение и распространение волн охлаждения в объеме плазменного шнура перед тепловым срывом. В этой же части статьи обсуждаются данные о преобразовании моды  $m1$  полями моды  $m2$  в новую, спиралевидную центральную магнитную структуру и о некоторых ее свойствах.

В третьем разделе изложены экспериментальные данные о процессах, протекающих в плазме во время стадии теплового срыва. Согласно этим данным есть два разных режима начального охлаждения плазмы, отличающиеся друг от друга ролью МГД-процессов в охлаждении. В одном из них начальное охлаждение плазмы определяется влиянием только волны охлаждения, которая приносит в зону ЦМС увеличение транспорта тепла и частиц из этой зоны. Срывы тока в этих режимах, как правило, появляются после нескольких предсрывов. В другом, более “энергич-

ном” режиме охлаждения плазмы, МГД-явления возникают в самом начале процесса охлаждения, сразу же (или с небольшой задержкой) после достижения волной охлаждения зоны ЦМС. В этом случае возникает быстрый распад ЦМС, который в свою очередь приводит к распаду моды  $m2$  и срыву тока плазмы. В этой же части статьи приведены свидетельства того, что финальная стадия охлаждения плазмы может быть связана с отдельным процессом перемешивания плазмы в пограничной зоне плазменного шнура. Как уже говорилось, именно этот, последний процесс охлаждения плазмы определяет выравнивание плотности тока на периферии токового шнура и уменьшение его внутренней индуктивности.

В разд. 4 проведено обсуждение характеристик обнаруженных механизмов охлаждения и предложена простая феноменологическая модель срывов разряда для токамака Т-10. В разд. 5 приведены основные заключения, следующие из результатов анализа.

## 2. ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ФАЗА СРЫВА РАЗРЯДА НА Т-10

Ниже мы рассмотрим некоторые явления, возникающие в предварительной фазе срыва разряда на установке Т-10 и определяющие весь процесс охлаждения плазмы в тепловом срыве.

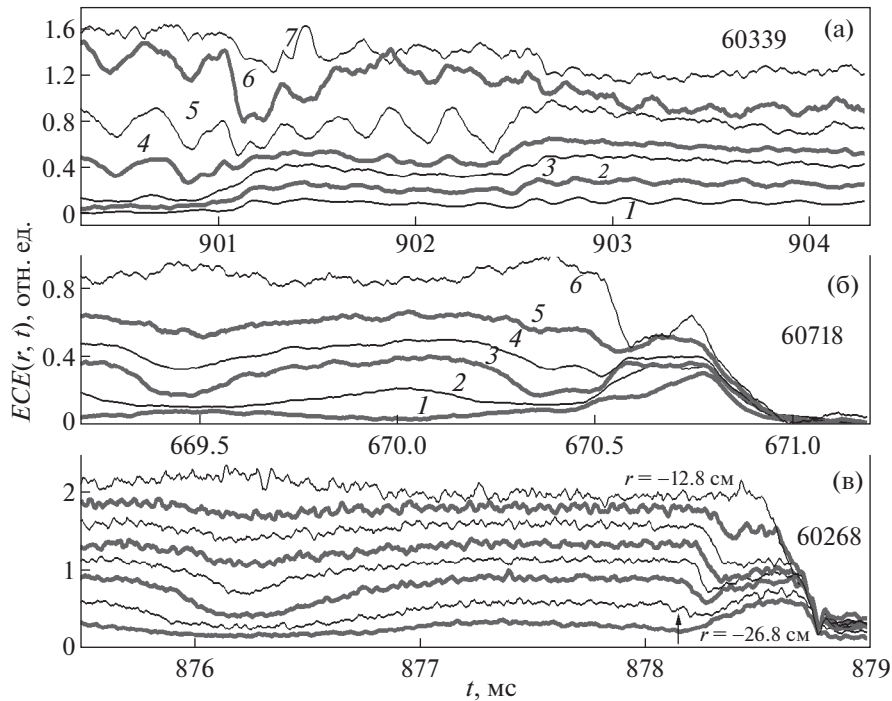
2.1. Возмущения магнитного поля в плазме, возникающие при возбуждении моды  $m2$ , являются, конечно, разными при разных значениях  $q$  на границе токового шнура. Два примера таких возмущений для тока 250 кА ( $q_a \approx 2.9$ ) и тока 150 кА ( $q_a \approx 4.8$ ) приведены на рис. 2, где показаны сигналы интенсивности излучения плазмы на второй циклотронной гармонике электронов. Колебания этих сигналов примерно соответствуют изменениям температуры электронов в пространственной точке измерений при смещении магнитных поверхностей из-за вращения плазмы. Из этого рисунка видно, что при большом токе плазмы (рис. 2а, 250 кА,  $q_a \approx 2.9$ ) поле моды  $m2$  существует почти во всем поперечном сечении плазменного шнура за исключением его центральной зоны (при  $r < 14$  см). В этой области существенную роль уже играют индуцированные колебания плазмы типа моды  $m1/n1$  (ЦМС), которые на внутренней стороне тора ( $HFS$ ) имеют противоположную (по отношению к моде  $m2$ ) фазу осцилляций. (Хордовые измерения интенсивности генерации мягкого рентгена в этой зоне показывают тот же эффект.) При меньшем значении разрядного тока (рис. 2б, 150 кА,  $q_a \approx 4.8$ ) картина “волнового поля” является более разнообразной, содержащей МГД-моды с более высокими значениями  $m$ . Все эти моды изменяются синхронно, но начальной модой, возбуждаемой ПК в этих режимах, по-прежнему является мода  $m2$ . Затем, с некоторой задержкой, последовательно появляются моды  $m3$  и  $m4$ . Возможно, их появление тоже индуцировано тороидальными гармониками мод  $m2$  и  $m3$ . Во всяком случае, фазы колебаний всех этих мод жестко связаны с фазой колебаний моды  $m2$ . На внешней стороне тора ( $LFS$ ) все они имеют одну и ту же фазу колебаний, а на внутренней стороне фаза колебаний нечетных мод отличается от фаз  $m2$  и  $m4$  ровно на  $\pi$ . Это означает, что реальные деформации магнитных поверхностей плазмы имеют как бы баллонный характер (аналогичное замечание имеется и в [6]). При больших токах плазмы 250–300 кА тороидальное вращение плазмы часто замедляется (а иногда и останавливается) к началу фазы теплового срыва. Если же величина  $q_a$  достаточно велика ( $q_a \approx 3.5$ – $4.5$ ), то замедление вращения плазмы наблюдается редко.

Всюду в данной работе мы используем результаты измерений интенсивности циклотронного излучения плазмы, полученные для точек плазмы с  $HFS$ . Эти измерения меньше засорены высокочастотными шумами, и кроме того, из-за смены фазы колебаний они имеют реперные линии разделения пространственных зон для мод  $m1$ ,  $m2$  и  $m3$ . В дальнейшем при воспроизведении сигналов этих измерений на рисунках, мы не преследовали цель сохранить точное количественное соотно-

шение между амплитудой колебаний температуры и самой температурой электронов, поскольку фактически нас прежде всего интересовала именно динамика изменений температуры (т.е. ее колебания и временные соответствия с показаниями других датчиков), а не степень ее модуляции.

Увеличение амплитуды полей моды  $m2$  приводит к образованию новых очагов неустойчивостей. Признаки возникновения новой неустойчивости плазмы появляются прежде всего в одном-двух соседних каналах измерения  $ECE(r_0, t)$ , в которых внезапно возникают неожиданные маркеры – уменьшение (или увеличение) сигнала, что, по-видимому, свидетельствует о резком, локальном нарушении теплопереноса в зоне  $r \approx -r_0$  (или  $r \approx +r_0$ ). Просмотр экспериментального материала на эту тему показал, что развитие неустойчивости, судя по поведению маркеров, часто происходит достаточно сложно. Иногда в виде повторяющихся попыток возбуждения на одном и том же радиусе плазменного шнура. В других случаях по схеме ступенчатой, эстафетной передачи неустойчивости ближе к центру. И, наконец, в виде единичного импульса быстрого изменения сигналов  $I_{ECE}$  (как на рис. 1б). При “успешном” развитии неустойчивости дело кончается генерацией волны охлаждения плазмы. Она движется к оси плазменного шнура со скоростью  $(0.2$ – $2) \times 10^5$  см/с (и в этом отношении вполне аналогична волне охлаждения, возникающей при инжекции “снега” на поверхность спокойной плазмы). При этом наблюдается рост температуры электронов на внешних радиусах плазмы ( $r > r_0$ ) и волна уменьшения температуры электронов во внутренних зонах ( $r < r_0$ ). Распространение такой волны хорошо видно при ее рождении вдали от центра плазмы, что показано ниже на рис. 3б и 3в.) Природа неустойчивостей, приводящих к изменению теплопереноса и к рождению ВО, до сих пор не ясна и, вероятно, различна. Место появления этих неустойчивостей не имеет определенной локализации по отношению к полю моды  $m2$ . Они могут возникнуть практически в любой точке существования полей этой моды. Однако в диапазоне токов разряда 200–250 кА наиболее предпочтительным местом появления особенностей в сигналах  $ECE$  является область радиусов между границей разделения моды  $m2$  с ЦМС (12–14 см) и радиусом магнитной поверхности  $q \approx 2$  (19–22 см). Для Т-10 эта радиальная зона совпадает с местом расположения максимальных градиентов различных параметров плазмы (таких как давление плазмы и плотность продольного тока). Поэтому в анализе событий срыва, видимо, необходимо учитывать возможность участия и этих неустойчивостей в генерации ВО. (В работе [4] это обстоятельство, к сожалению, не принималось во внимание, и поэто-





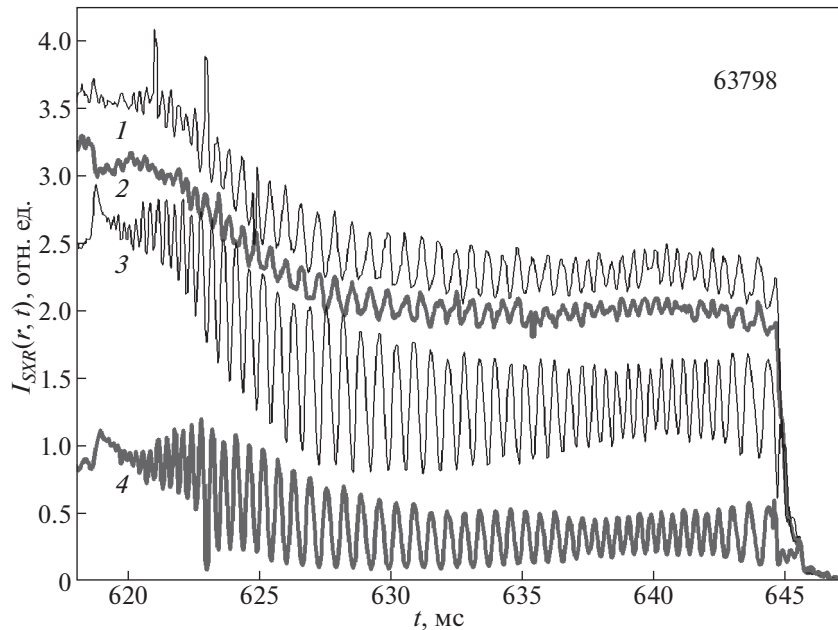
**Рис. 3.** а) – Осциллограммы интенсивности излучения плазмы на второй циклотронной гармонике в разряде № 60339 ( $I_p = 200$  кА,  $n_e = 4 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $q_a \approx 3.6$ ) во время вспышки первой неустойчивости плазмы (при  $t \approx 901.04$  мс) и последующего мягкого распада моды  $m2$  (при  $t \approx 902.38$  мс). Точки измерения интенсивности излучения  $ECE$  таковы: 1 –  $r = -24$  см; 2 –  $r = -17.4$  см; 3 –  $r = -15.6$  см; 4 –  $r = -13.8$  см; 5 –  $r = -11.9$  см и 6 –  $r = -10$  см. б) – результаты аналогичных измерений для срыва разряда № 60718 ( $I_p = 226$  кА,  $n_e = 3.2 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $q_a \approx 3.2$ ). Точки измерения интенсивности излучения  $ECE$ : 1 –  $r = -25.4$  см; 2 –  $r = -20.6$  см; 3 –  $r = -17.2$  см; 4 –  $r = -15.5$  см; 5 –  $r = -13.7$  см и 6 –  $r = -10$  см. Это случай быстрого распада ЦМС (см. далее). в) – осциллограммы интенсивности излучения плазмы на второй циклотронной гармонике во время неустойчивости плазмы в разряде № 60268 ( $I_p = 300$  кА,  $n_e = 4 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $q_a \approx 2.5$ ). Треки сигналов на рисунке – последовательно сверху вниз – соответствуют зонам измерения  $T_e$  вблизи радиусов: 12.8 см; 16.6 см; 18.4 см; 20.2 см; 21.9 см; 23.6 см; 25.2 см; 26.8 см (все со знаком минус и пересчитаны с учетом стационарного смещения плазменного шнура по  $R$  на + 2.8 см).

му рассматривались лишь такие условия, при которых неустойчивой могла стать только сама мода  $m2$ .)

Предыстории и последствия возбуждения неустойчивостей могут быть неодинаковыми даже при одной и той же локализации их возникновения. В одних случаях возникает только сравнительно спокойное охлаждение плазмы в центре шнура. В других ситуациях в зоне ЦМС часто наблюдаются МГД-перестройка магнитной конфигурации и связанные с этим конвективные явления. Для частичной демонстрации этого разнообразия из множества вариантов развития событий такого рода, на рис. 3 показаны три разных случая, связанных с возбуждением неустойчивостей, а также с генерацией и распространением волны охлаждения в объеме плазмы. Мы не будем подробно комментировать здесь детали всех этих рисунков, поскольку объяснение того, что на них показано, может быть недостаточно убедительным без привлечения дополнительных сведений.

(К этим комментариям мы вернемся позже.) На рис. 3а показаны осциллограммы сигналов  $ECE$  при возбуждении двух первых предсрывов разряда № 60339 (см. далее, рис. 5б), параметры которого и минимальные пояснения к показанным осциллограммам приведены в подписи к рисунку. На рис. 3б даны аналогичные осциллограммы для срыва разряда № 60718. В этих двух рисунках для нас важно то, что показанные на них неустойчивости имеют примерно одну и ту же локализацию возбуждения ВО. Тем не менее, начало теплового срыва разряда № 60339 заканчивается всего лишь предсрывами, тогда как в разряде № 60718 уже в первом акте охлаждения дело завершается полноценным срывом тока плазмы.

На рис. 3в приведены сигналы измерения интенсивности циклотронного излучения в разряде № 60268 тоже непосредственно перед срывом тока. Стрелкой показано время и место появления неустойчивости. (Локализация возбуждения этой неустойчивости на дальней периферии шнура



**Рис. 4.** Случай длительного существования моды  $m_2$  при срыве разряда № 63798 ( $I_p = 200$  кА,  $n_e = 2.4 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $q_a \approx 3.6$ ). Осциллограммы хордовых измерений интенсивности излучения мягкого рентгена: 1 –  $r \approx -6.9$  см, 2 –  $r \approx +0.5$  см, 3 –  $r \approx +11.5$  см и 4 –  $r \approx +15.1$  см. Период появления ПК в этом разряде, перед возбуждением моды  $m_2$ , равен 3.6–3.8 мс. Увеличение амплитуды полей моды  $m_2$  (кривая 4) совпадает по времени с появлением ЦМС, что, возможно, означает оптимизацию граничных условий моды  $m_2$  вблизи центра плазмы. Такой же эффект имеет место и на рис. 1б.

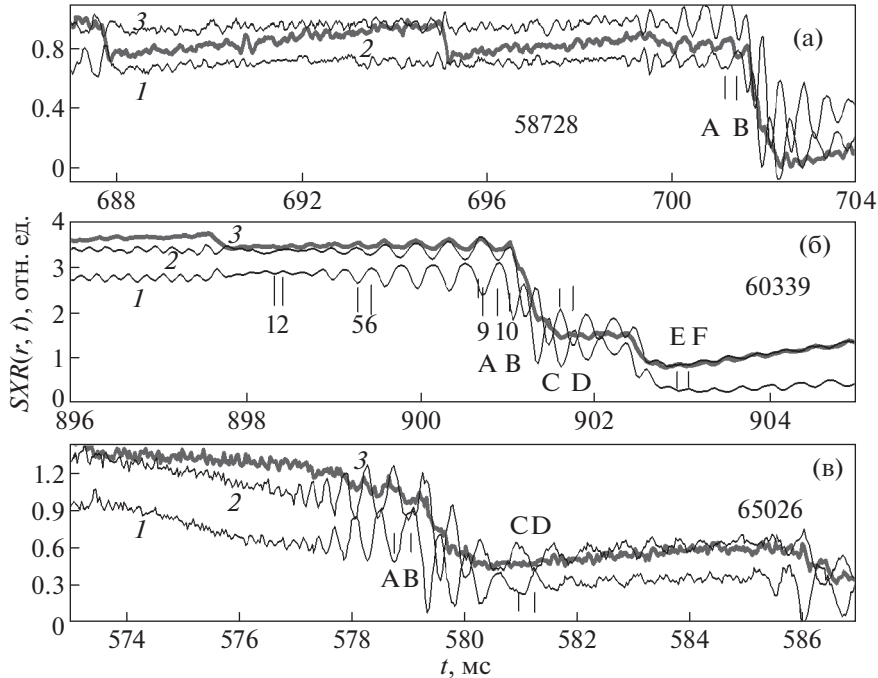
позволяет предполагать, что возбуждение может быть связано с взаимодействием плазмы с лимитером.) Видно, что от этого места к центру шнура движется волна охлаждения, вызывающая падение температуры электронов по мере продвижения ВО к центру. Для случая, показанного на рисунке, средняя скорость движения этой волны равна  $\approx 0.25 \times 10^5$  см/с. Однако равномерное движение такой волны в медленных срывах во всех случаях хорошо просматривается только до границ центральной зоны ЦМС ( $r \approx 12-14$  см). Здесь на скорости распространения волны наблюдаются особенности типа задержек (как на рис. 3в) или, наоборот, резкого ускорения волны. Несимметричное по полоидальному углу радиальное распространение волны, в принципе, может возникнуть из-за искажения формы магнитных поверхностей в зоне ЦМС, например, из-за неполной, частичной релаксации моды  $m_1$  по модели Кадомцева [12]. В нашем случае мода  $m_1$ , возможно, переходит в конфигурацию тиринг-моды  $m_1/n_1$ , что и обеспечивает общую асимметрию магнитной системы и скорости движения ВО.

2.2. Магнитные возмущения моды  $m_2$  распространяются к центру плазменного шнура за времена порядка миллисекунды. Тороидальная гармоника этих возмущений ( $m_1/n_1$ ) в пространстве и времени оказывается, вообще говоря, резонансной плазменной МГД-модой  $m_1/n_1$  и поэтому

может активно взаимодействовать с ней и, возможно, индуцирует ее преобразование в спиралевидную центральную магнитную структуру, жестко привязанную к магнитному полю моды  $m_2$  [4]. Можно предполагать, что именно такая магнитная конфигурация создает в центре шнура оптимальные граничные условия для полей моды  $m_2$  (см. рис. 4 и 1б, на которых видно, что появление ЦМС в центре шнура приводит к росту полей моды  $m_2$  всюду в плазме).

Иногда, в очень редких случаях, длительность существования моды  $m_2$  в первой фазе срыва, оказывается равной десяткам миллисекунд, что намного превышает период появления ПК перед возбуждением моды  $m_2$  (для показанного ниже разряда № 63798 этот период равен 3.7–3.8 мс). Пример такого развития событий представлен на рис. 4. На нем приведены осциллограммы интенсивности излучения мягкого рентгена вдоль центральных хорд и хорды, расположенной на расстоянии +15.1 см (кривая 4) со стороны LFS. Хорошо видно, что даже при малой амплитуде моды  $m_2$ , не вызывающей появления никаких новых неустойчивостей, ее возбуждение имеет определенные последствия. Во-первых, оно приводит к некоторому увеличению транспорта тепла из центральной зоны плазмы. Во-вторых, вызывает трансформацию моды  $m_1$  в ЦМС, о чем свидетельствует появление длительных, без ПК, про-





**Рис. 5.** Примеры нарастания колебаний сигналов  $I_{SXR}$ , связанных со смещениями плазмы в центральной зоне шнура в разных условиях. а) — три осциллограммы интенсивности излучения мягкого рентгена ( $SXR$ ) для режима без наведенного, дополнительного транспорта тепла в разряде № 58728 ( $I_p = 200$  кА,  $n_e \approx 3.3 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $q_a \approx 3.6$ ); хорды  $SXR$ : 1 —  $r \approx +11.5$  см, 2 —  $r \approx +4.1$  см и 3 —  $r \approx -3.2$  см; сигналы  $I_{SXR}(r, t)$  нормализованы. б) — режим с медленным нарастанием полей  $m2$ , малым дополнительным транспортом тепла и первыми предсрывами (разряд № 60339,  $I_p = 200$  кА,  $n_e \approx 4 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $q_a \approx 3.6$ ); хорды  $SXR$ : 1 —  $r \approx +9.6$  см; 2 —  $r \approx -6.9$  см; 3 —  $r \approx +0.5$  см. Десять отрезков прямых линий, объединенных попарно (некоторые из них не показаны) с нумерацией от 1 до 10 — моменты времени с максимальным смещением центральной плазмы (точнее,  $I_{SXR}$ ) внутрь и наружу тора. в) — три осциллограммы  $SXR$  для режима с дополнительными потерями тепла после ПК, т.е. после возбуждения полей моды  $m2$  (разряд № 65026,  $I_p = 200$  кА,  $n_e \approx 4.8 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $q_a \approx 3.3$ );  $SXR$ : те же хорды измерения  $I_{SXR}$ , что и в срыве разряда № 60339. Линии А, В — моменты времени измерения профилей  $SXR$  с максимальным смещением плазмы перед тепловым срывом; С, D — моменты таких же измерений после первого сброса энергии в центре плазмы; Е, F — те же измерения после второго предсрыва в разряде № 60339.

тивофазных колебаний рентгеновских сигналов на хордах  $-6.9$  см и  $+11.5$  см. Появление именно таких колебаний в сигналах  $SXR$ , выше считалось признаком перехода срыва разряда в категорию “медленных” срывов. Спокойное (без срывов) существование моды  $m2$  продолжается более 15 мс, без каких-либо свидетельств неустойчивости ЦМС-преобразованной моды  $m1$ . Это состояние продолжается вплоть до возникновения особенности вблизи среднего радиуса шнура (кривая 4,  $I_{SXR}$ ,  $+15.1$  см) и срыва разряда. Главные особенности этого рисунка заключаются в следующем. Во-первых, центральная магнитная структура в данном срыве создается при очень малых полях моды  $m2$ , о чем свидетельствует отсутствие возбуждения плазменных неустойчивостей и “волн охлаждения”. Во-вторых, время жизни ЦМС оказывается много больше, чем период появления ПК в тех же условиях.

Начальное возбуждение моды  $m2$  иногда сопровождается увеличением потоков тепла из плазмы уже во время предварительной фазы срыва разряда (как на рис. 4). Возникающее при этом изменение температуры электронов в центральной зоне плазмы, возможно, влияет на механизм трансформации плазменной МГД-моды  $m1/n1$  и появление ЦМС. Однако увеличение транспорта тепла после возбуждения моды  $m2$  не является обязательным и в некоторых случаях может быть вообще пренебрежимо малым. Сигналы хордовых измерений интенсивности  $SXR$  при этом могут выглядеть так, как показано на рис. 5 для трех разрядов — № 58728, № 60339 и № 65026. В разряде № 65026 (рис. 5в) эффект увеличения дополнительного транспорта тепла из центра плазмы вполне очевиден: величина сигналов  $I_{SXR}(r, t)$  заметно уменьшается после возбуждения моды  $m2$  вслед за последним ПК. Возбуждение моды  $m2$  и ее сравнительно медленный рост в разряде

№ 60339 практически не вызывают значительно-го увеличения тепловых потоков из центра шнура. Поэтому все последующие события (до первого сброса энергии) происходят примерно при одной и той же температуре электронов. Во-вторых, формирование и развитие ЦМС в этом случае происходит при начальной конфигурации, созданной последним, практически полноценным ПК. Наконец, в разряде № 58728 транспорт тепла из центральной зоны плазмы можно считать не изменившимся (см. кривую 2 на рис. 5а). Набор профилей  $SXR(r, t)$  в условиях предсрывов, показанных на рис. 5, можно использовать для того, чтобы выяснить некоторые характеристики возникающей при этом ЦМС. Во-первых, можно определить, как меняются смещения центральной зоны плазмы (точнее, сигналы  $I_{SXR}$ ) во времени при медленном увеличении магнитного поля моды  $m_2$ , характерном для разряда № 60339. Во-вторых, поскольку образование ЦМС идет вместе с возможным одновременным восстановлением начальной плотности тока в центральной зоне магнитной конфигурации (рис. 5б), можно определить, насколько важным для ЦМС является этот процесс при разной температуре электронов и разном транспорте тепла. Для решения этих задач удобно использовать разности двух профилей  $SXR(r, t)$ , полученных в моменты времени максимального смещения центральной плазмы вдоль большого радиуса тора внутрь ( $HFS$ ) и наружу ( $LFS$ ). Для первой задачи – эволюции ЦМС во времени в срыве разряда № 60339 – были использованы моменты времени, показанные на рис. 5б вертикальными линиями и арабскими цифрами. Полученные в этой процедуре результаты показаны на рис. 6, где мы видим следующее. Судя по форме кривой 2–1, каких-либо значительных признаков существования остаточной тиринг-моды  $m_1/n_1$  сразу после полноценного ПК не обнаруживается. Геометрия асимметрии профилей  $SXR$ , или, условно говоря, “смещений” плазмы, формируется на самой ранней стадии процесса деформации магнитных поверхностей, когда величина магнитного поля моды  $m_2$  еще не очень велика, что примерно соответствует данным рис. 4. Форма разности профилей сохраняется практически неизменной вплоть до возбуждения теплового срыва, меняя лишь свою амплитуду ( $\Delta I_{SXR} \sim B_{2m}^*$ ) при очень малом изменении геометрических размеров самой зоны смещений.

На рис. 4 и 5 мы представляли срывы с четырьмя разными вариантами возникновения плазменных смещений (точнее,  $\Delta I_{SXR}$ ) и, следовательно, можем выяснить влияние начальных условий на процесс создания ЦМС. Для этого на рис. 7 показаны четыре разности профилей  $SXR(r, t)$ , полученных непосредственно пред началом теплового срыва, для четырех разных срывов разряда. Во-

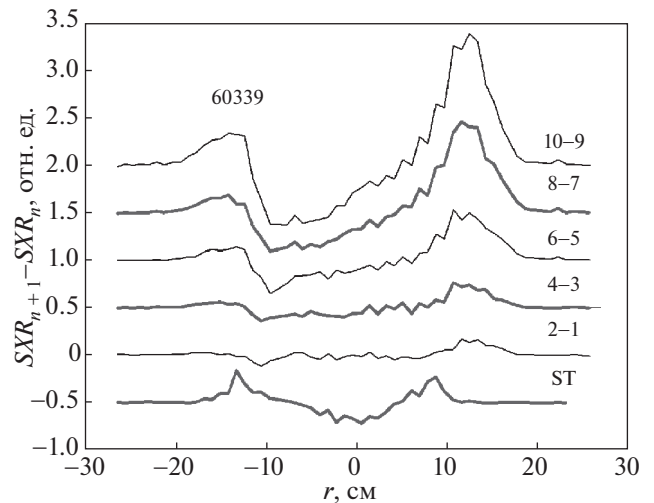
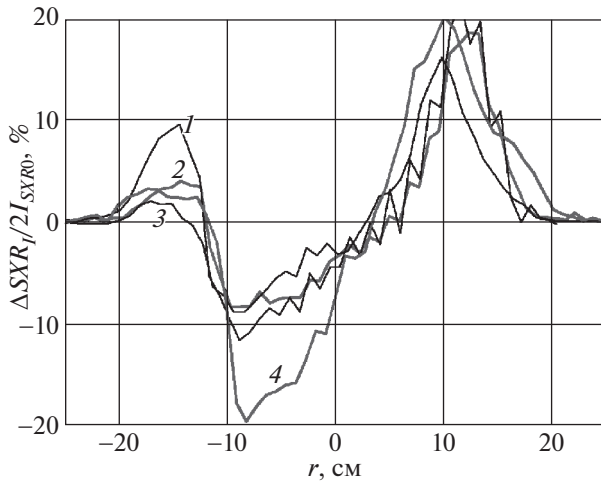


Рис. 6. Графики разности профилей интенсивности излучения  $SXR$  при максимальном смещении плазмы ( $I_{SXR}$ ) наружу и внутрь тора в разные моменты времени, показанные на рис. 5б вертикальными линиями и арабскими цифрами. Цифры у кривых  $((n + 1) - n)$  указывают на местоположение разных профилей  $SXR$  во времени. Нижний график – разность профилей  $SXR$  при пилообразном колебании в том же разряде № 60339. Нулевые линии сигналов для всех разностей совпадают с горизонтальными линиями, на которые опирается данная кривая.

первых, для разряда № 58728, с ясными указаниями на релаксацию моды  $m_1$ , во-вторых, для разряда № 60339, в котором релаксация моды  $m_1$  уже произведена последним, невозмущенным ПК, и в-третьих, в случае разряда № 65026 с большим дополнительным транспортом тепла в центре шнура. Наконец, для разряда № 63798 (рис. 4) интересующая нас разность профилей получена для почти стационарного состояния плазмы, при  $t \approx 630$  мс. Для сравнения амплитуд смещений во всех этих случаях все разности профилей были отнормированы на удвоенную величину хордового сигнала  $I_{SXR0}$ . Величина  $I_{SXR0}$  (показанная на рис. 1в.) для каждой пары смещений плазмы (внутри и наружу тора) в разных разрядах определялась отдельно. Полученные при этом результаты сведены на рис. 7. Как видно из рисунка, относительные (нормированные) разности профилей  $SXR$  для всех четырех разрядов мало отличаются друг от друга. По существу, результаты рис. 7 являются свидетельством того, что указанные выше различия в начальных условиях формирования смещений в разных разрядах оказываются фактически несущественными. Вероятно, это может означать, что во всех случаях мы имеем дело с очень близкими по физике явлениями или даже с одним и тем же явлением перехода в новое состояние, которое мы обозначили выше как спиралевидная центральная магнитная структура –



**Рис. 7.** Относительная величина и форма разностей профилей  $SXR$  (упрощенно – “смещений плазмы”), полученных непосредственно перед тепловым срывом (моменты времени А и В). Все профили нормированы на удвоенную величину  $I_{SXR0}$  (рис. 1в), определенную для каждой пары профилей, в трех разных разрядах: № 58728 (кривая 3), № 60339 (2), № 65026 (4) и в квазистационарном состоянии разряда № 63798 (1). В последнем случае профили  $SXR$  были получены при  $t \approx 630$  мс.

ЦМС. При этом, вероятно, главную роль в формировании смещений плазмы в центре шнура играет просто геометрия магнитных полей в системе и, возможно, пространственно-временной резонанс моды  $m1$  с тороидальной, магнитной гармоникой моды  $m2$ . Структура ЦМС, таким образом, возможно, просто обеспечивает необходимые граничные условия для моды  $m2$  вблизи центра шнура и поэтому вместе с  $m2$  составляет как бы единую, комбинированную магнитную систему –  $m2 + \text{ЦМС}$ . Форма разности профилей на рис. 6 и 7 имеет сложный характер (совместимый, однако, с конфигурацией тиринг-моды  $m1/n1$ ) и вряд ли может быть использована для детальной обработки, так как она зависит от большого числа параметров. Тем не менее, два заключения из этих данных могут быть сделаны достаточно определенно:

1) смещение максимального сигнала  $I_{SXR}$  от центра плазменного шнура имеет направление, совпадающее с тем, которое можно ожидать в соответствии со знаком поля тороидальной гармоники  $m1/n1$  моды  $m2$ ;

2) наибольшая устойчивость ЦМС, которую можно было измерить в данных экспериментах, была обнаружена в разряде, в котором параметры смещения плазмы практически не отличаются от средних значений параметров смещения плазмы (или нормированной разности  $\Delta I_{SXR}$ ) для всех других разрядов в этой серии измерений. Это поз-

воляет предполагать, что и другие смещения, в других срывах, могут быть примерно так же устойчивы, как и в срыве разряда № 63798.

Таким образом, анализ дополнительных экспериментальных данных подтвердил предварительные выводы работы [4] об индуцированной релаксации или преобразовании МГД-моды  $m1$  и о возникновении новой винтовой структуры ЦМС под влиянием полей моды  $m2$  уже в первой фазе всех медленных срывов разряда на Т-10. При этом появлении структуры ЦМС примерно с одними и теми же относительными параметрами происходит при самых разнообразных начальных условиях и при очень малых магнитных полях моды  $m2$ . Помимо этого важного факта, для предварительной фазы срыва были получены дополнительные подтверждения генерации ВО, а также ее распространения к центру шнура при возбуждении неустойчивостей плазмы или моды  $m2$  практически во всех медленных срывах обычных разрядов на Т-10.

### 3. ВТОРАЯ ФАЗА СРЫВА – ОХЛАЖДЕНИЕ ПЛАЗМЫ

Охлаждение плазмы во второй фазе срыва на Т-10, как правило, происходит в виде отдельных, коротких сбросов энергии и часто (особенно при больших значениях  $q_a \approx 4-5$ ) состоит из нескольких таких ступеней. Обычно срыв тока происходит в конце последней ступени, которая, однако, может быть и единственной. В основном, мы будем анализировать динамику плазмы в первой ступени ее охлаждения, поскольку именно для нее нам более или менее известны начальные условия развития событий. Кроме того, среди первых ступеней второй фазы срыва, очевидно, есть и такие, которые содержат информацию не только о “чистом” охлаждении плазмы (в случае предсрывов), но и о полной динамике процессов, ведущих к срыву тока плазмы. По этой причине последующие, не первые сбросы энергии или ступени охлаждения плазмы во второй фазе срыва будут рассматриваться нами только в случае необходимости. Соответственно и рисунки, иллюстрирующие первые сбросы энергии, не будут содержать информации о последующих явлениях.

Полный набор процессов, приводящих к быстрому, дополнительному охлаждению плазмы во время теплового срыва разряда на установке Т-10, условно можно ограничить лишь небольшим количеством существенно разных механизмов или режимов охлаждения плазмы.

Во-первых, это “режим волны охлаждения” (РВО (RCW)), когда начальные процессы охлаждения плазмы определяются только кондуктивными потерями энергии электронов в центре шнура. Эти потери вызваны последствиями влия-

ния самой волны охлаждения (возможно, в виде дополнительной эргодизации магнитного поля) на общее состояние плазмы, совершенно так же, как это происходит в разрядах с инъекцией водородного “снега”, для которого результаты влияния ВО показаны на рис. 16 в [4]. Длительность существования этого режима на T-10 не превышает нескольких сот микросекунд, и причины его внезапного прекращения пока неизвестны. Как правило, в тепловых срывах с начальным режимом волны охлаждения магнитная конфигурация в центре плазмы существенно не изменяется в течение всего времени действия РВО. Поэтому характерные колебания сигналов  $I_{SXR}$  в тот же период времени сохраняются. И лишь в дальнейшем, в тепловых срывах с начальным РВО, могут появиться конвективные МГД-события, т.к. из-за охлаждения электронов возникают и возможное изменение МГД-состояния плазмы (например, искажение граничных условий), и перераспределение плотности тока.

Во-вторых, это “МГД-режим” (РМГД (RMHD)), в котором с самого начала теплового срыва, т.е. сразу же после появления ВО на границе зоны ЦМС (или с малой задержкой по времени) к кондуктивным (РВО) потерям энергии из центра шнура добавляются конвективные потери в виде различных МГД-перемещений плазмы. При очень малых задержках ( $\approx 50\text{--}150$  мкс) эти движения связаны прежде всего с индуцированным распадом ЦМС, а также с дальнейшим изменением состояния других МГД-мод. При больших задержках ( $\approx 0.5\text{--}1$  мс) процессы РВО и РМГД отделяются друг от друга во времени, и это будет показано на следующих рисунках. Таким образом, оба режима охлаждения плазмы: РВО и РМГД, — присутствуют практически во всех видах тепловых срывов с постепенным увеличением роли МГД-процессов по мере роста энергии или интенсивности волны охлаждения.

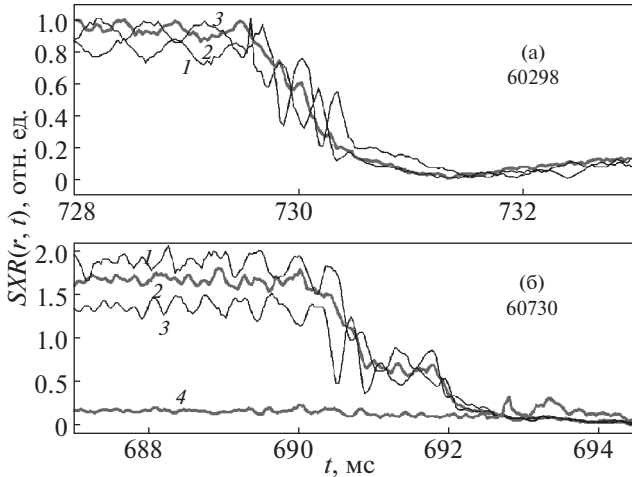
Наконец, третьим механизмом охлаждения плазмы, как уже говорилось, можно назвать процесс “перемешивания” плазмы на периферии шнура (*MIX*), обычно завершающий фазу теплового срыва и определяющий характер начальной стадии спада разрядного тока плазмы. Такой режим на разных токамаках проявляется по-разному, но его присутствие во всех срывах является практически обязательным, т.к. именно он ведет к уменьшению внутренней индуктивности токового шнура из-за выравнивания плотности тока в кольцевой зоне, примыкающей к границе плазмы. Без этого процесса генерация пичка тока плазмы перед его срывом была бы невозможна [13, 14]. При срывах разряда на T-10 этот режим иногда проявляется с задержкой после распада моды  $m2$  в виде отдельного процесса, и возникает возможность измерить его характеристики.

3.1. Если наиболее важные свойства режима ВО действительно определяются только теми эффектами, которые перечислены выше, то тогда главным следствием реализации этого режима должно быть простое уменьшение температуры плазмы вблизи ее центральной зоны. При этом центральная магнитная структура плазмы типа моды  $m1/n1$  может сохраниться, хотя ее конфигурация в профилях  $SXR(r)$ , вероятно, изменится из-за общего падения температуры электронов. Тепловые срывы как раз такого типа уже были показаны на рис. 5. Во всех приведенных там предсрывах начальный режим ВО представлен достаточно ясно. В разряде № 65026 (рис. 5в) он продолжается до конца первой ступени теплового срыва, а колебания ЦМС хорошо видны и после ее окончания. В разряде № 60339 (рис. 5б) почти такая же начальная ступень теплового срыва длительностью  $\approx 0.6$  мс спустя примерно миллисекунду прерывается появлением еще одного, быстрого ( $\approx 200$  мкс), сброса тепловой энергии плазмы, после которого почти полностью исчезает модуляция сигналов  $SXR$  не только модой  $m2$ , но и центральной магнитной конфигурацией. Этот эффект хорошо виден и на осциллограммах  $ECE$  на рис. 3а и 12. Судя по поведению моды  $m3$  на рис. 12, вращение плазмы при этом по-прежнему продолжается. С большой вероятностью эти результаты свидетельствуют о распаде моды  $m2$ , и характеристики этого эффекта будут обсуждены позднее. (Серьезных последствий — немедленно-го срыва разряда — этот распад не имеет, что позволило авторам [6] назвать такой распад мягким.)

Еще два варианта развития событий теплового срыва с относительно длительным начальным РВО, наблюдавшихся на установке T-10, показаны на рис. 8. На нем осциллограммы  $SXR$  разряда № 60298, очевидно, свидетельствуют о том, что предполагаемое нами “мягкое МГД-событие” в этом разряде смещается к началу охлаждения плазмы и начинается либо в конце, либо даже во время действия обычного режима ВО, хорошо фиксируемого в начальной стадии теплового срыва. На этом же рисунке показано, что начальный этап теплового срыва в разряде № 60730 имеет точно такой же характер, что и начало теплового срыва в разряде № 60339. Но, в отличие от разряда № 60339, в разряде № 60730 спустя 0.8 мс после второго быстрого сброса энергии плазмы в периферийных (и всех других) хордовых каналах измерения  $SXR$  появляются новые импульсы  $SXR_M$ . В дальнейшем будет показано, что они свидетельствуют о том, что на периферии плазмы возник еще один процесс, который мы и называем перемешиванием — последним процессом охлаждения плазмы перед срывом тока (введенный индекс  $M$  — от *MIX*).

Рассмотрим теперь, как во время первых ступеней теплового срыва в режиме ВО изменяются



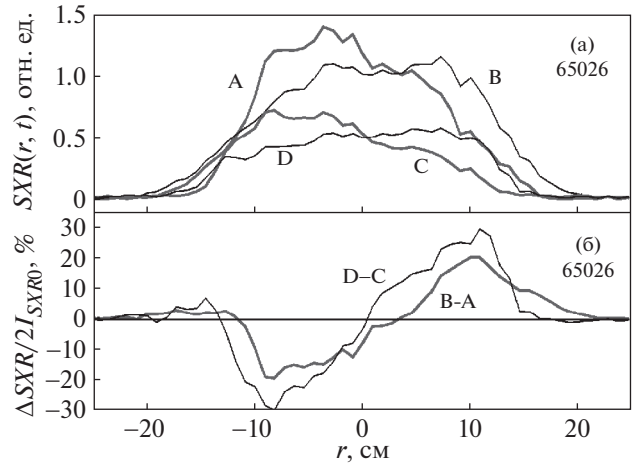


**Рис. 8.** Осциллограммы сигналов измерения интенсивности излучения  $SXR$  вдоль трех центральных хорд для разрядов № 60298 (рис. 8а,  $I_p = 220$  кА,  $n_e = 2.3 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $q_a \approx 3.3$ , сигналы  $I_{SXR}(r, t)$  – нормализованы) и № 60730 (рис. 8б,  $I_p = 219$  кА,  $n_e = 2.3 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $q_a \approx 3.3$ ). Хорды  $SXR$ : 1 –  $r = -6.7$  см, 2 –  $r = +0.5$  см, 3 –  $r = +9.6$  см и 4 –  $r = -26.5$  см.

характерные профили  $SXR$  и их нормированные разности. Данные для разряда № 65026 (положение профилей А, В, С и D показано на рис. 5в) показаны на рис. 9. Как видно, форма профилей  $SXR$  и их разностей в этом режиме до первого предсрыва (А, В) и после него (С, D) вполне соответствует ожидаемым результатам, предсказанным для режима ВО в начале этого пункта. При этом оказалось, что относительная амплитуда смещений ( $\Delta I_{SXR}/2I_{SXR0}$ ) при общем падении температуры электронов  $T_e$  увеличивается примерно в полтора раза, а само смещение становится немного более симметричным относительно центра плазмы.

Для разряда № 60339 соответствующие профили (моменты времени их измерения – А, В, С, D, Е и F показаны на рис. 5б) и их нормированные разности даны на рис. 10. Вид профилей А, В, С и D и их разностей примерно соответствует тому, что было показано на предыдущем рисунке для разряда № 65026, предсрыв которого является эталонным для режима ВО. Последние профили Е и F для разряда № 60339 практически идентичны (т.е. свидетельствуют об исчезновении колебаний моды  $m_2$  и ЦМС) и, кроме небольшого расширения по радиусу, не имеют особенностей.

На рис. 11б показаны профили  $SXR$  для предсрыва разряда № 60298. Пять первых профилей получены в моменты максимального “смещения” плазмы внутрь или наружу тора. Последний профиль измерен уже после прекращения коле-

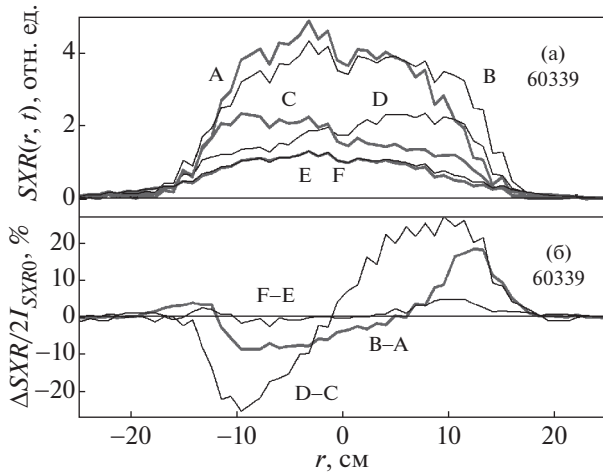


**Рис. 9.** а) – Профили интенсивности излучения  $SXR$  для первой ступени охлаждения плазмы в разряде № 65026. Время измерения этих профилей показано на рис. 5в; б) – нормированные разности этих профилей, полученных в моменты времени А, В, С и D, указанных на рис. 5в.

баний в сигналах  $SXR$ . Времена измерения этих профилей указаны на рис. 11а и в подписи к нему. Начальная стадия охлаждения плазмы в разряде опять-таки хорошо соответствует предполагаемым характеристикам режима ВО. Переход от этого режима к новой конфигурации – практически без моды  $m_2$  и смещений плазмы в центре – происходит в самом конце (а судя по кривым 5 и 6 на рис. 11б – даже еще до конца!) режима ВО. Длительность этого перехода ( $\approx 200$  мкс, профили 4, 5 и 6) характерна, в основном, как раз для МГД-событий.

Таким образом, рассмотрение части предсрывов на установке Т-10 подтверждает сделанное в [4] предположение о том, что в некоторых начальных ступенях охлаждения плазмы в тепловом срыве на Т-10 комбинированная мода  $m_2 +$  ЦМС сохраняется и, следовательно, для инициации теплового срыва необходимо присутствие другого драйвера этого события, а именно, волны охлаждения. Кроме того, в разрядах № 60339 и № 65026 после первой ступени охлаждения плазмы амплитуда модуляции сигналов  $SXR$  в зоне ЦМС возрастает. Это означает, что зона ЦМС это время, по-видимому, может охлаждаться неравномерно.

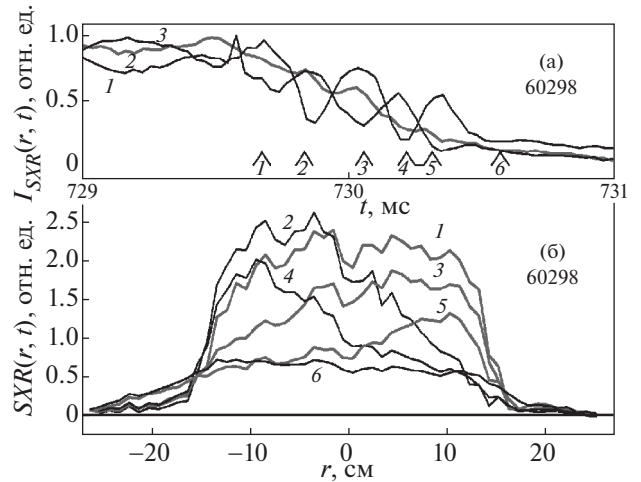
Частым спутником предсрывов, которые показаны на рис. 5 и 8, является возбуждение второго предсрыва (как в двухступенчатом срыве на других токамаках) – второго МГД-события, в результате которого возникает значительное ослабление или даже разрушение моды  $m_2$  и исчезновение ЦМС. Это явление можно использовать для того, чтобы выяснить, какова последователь-



**Рис. 10.** а) – Профили  $SXR$  в предсрывах разряда № 60339 в моменты времени, указанные на рис. 5б вертикальными линиями и буквами А, В, С, D, Е и F. б) – нормированные разности этих профилей, показывающие динамику изменения ЦМС.

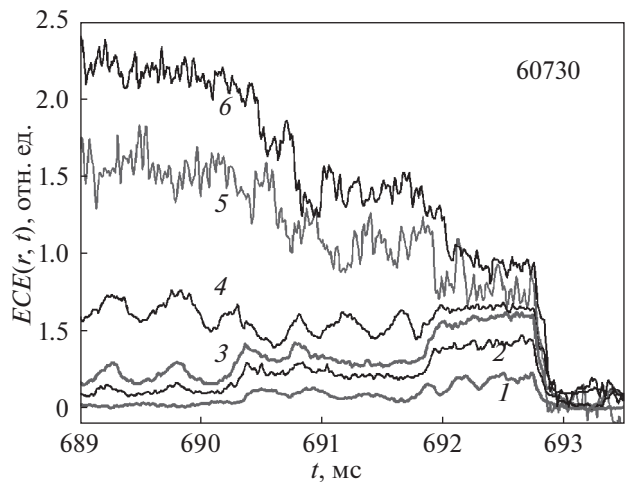
ность этих двух распадов, что является их причиной и, наконец, не может ли это быть результатом начального распада ЦМС. Информацию об этом можно получить из измерений интенсивности циклотронного излучения плазмы. Для разряда № 60339 результаты таких измерений уже были показаны на рис. 3а. В соответствии с хордовыми измерениями  $SXR$  (см. рис. 5б) мягкое МГД-событие в этом разряде происходит в момент времени  $t \approx 902.5$  мс. На рис. 3а примерно в этот же момент времени в каналах измерения  $ECE$  действительно видны изменения сигналов, соответствующие падению температуры электронов ( $-\Delta T_e$ ) всюду внутри радиуса  $r \approx -15.5$  см (и  $r \approx +17.5$  см), а чуть раньше ( $\Delta t \approx 100$  мкс) – заметный подъем этой температуры ( $+\Delta T_e$ ) на больших радиусах, вплоть до радиуса  $r \approx -24$  см ( $r_{s2} \approx 21$  см – рассчитанное положение резонансной поверхности моды  $m2$ ). Такое перераспределение температуры электронов на магнитных поверхностях не противоречит начальному исчезновению полей моды  $m2$  и последующему разрушению ЦМС. На представленных осциллограммах рис. 3а не видны следы каких-либо эффектов, которые могли бы повлиять на эволюцию моды  $m2$ . Поэтому изменение граничных условий в центре шнура (из-за деформации ЦМС) и, может быть, общее перераспределение плотности тока плазмы, вероятно, могут быть главной причиной возникновения мягкого разрушения моды  $m2$  и ЦМС.

Аналогичные осциллограммы  $ECE$  для разрядов № 60730 и № 60298 показаны на рис. 12 и 13. На рис. 12 хорошо видны все фазы развития событий в предсрыве разряда № 60730: начальная фаза охлаждения плазмы в режиме ВО длитель-



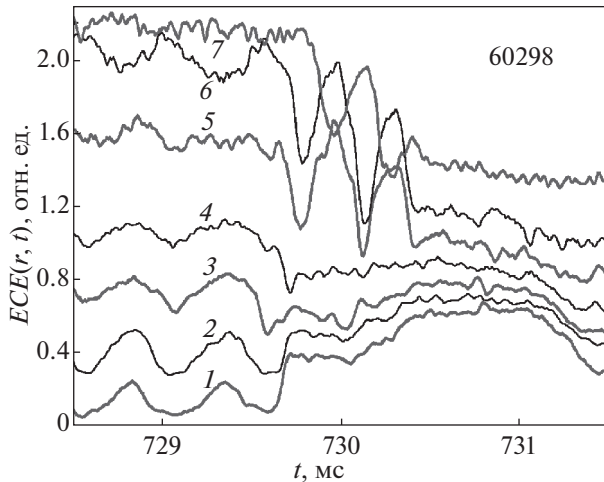
**Рис. 11.** а) – Нормализованные сигналы  $SXR$  в предсрыве разряда № 60298. Сигналы 1, 2, 3 с тех же хорд, что на рис. 8; б) – профили  $SXR$  в моменты времени, указанные на рис. 1а цифрами (со стрелками), совпадающими с номерами профилей. Времена измерения профилей таковы: 1-й профиль – 729.696 мс, далее прибавляются 0.160 мс, 0.187 мс, 0.161 мс, 0.128 мс, 0.224 мс (6-й профиль – 730.560 мс).

ностью 0.6 мс (690.4–691 мс), период времени сравнительно малых энергетических потерь после окончания режима ВО (691–691.8 мс) и, наконец, еще один быстрый сброс энергии (691.8–692.1 мс – вторая ступень теплового срыва на рис. 8). Этот последний сброс энергии плазмы из центральной зоны к периферии, как и в разряде



**Рис. 12.** Осциллограммы мощности излучения плазмы на второй циклотронной гармонике во время срыва разряда № 60730. Точки измерения температуры электронов: 1 –  $r = -25.6$  см, 2 –  $r = -22.5$  см, 3 –  $r = -20.8$  см, 4 –  $r = -15.7$  см, 5 –  $r = -10$  см и 6 –  $r = +5.1$  см.





**Рис. 13.** Осциллограммы мощности излучения плазмы на второй циклотронной гармонике во время предсрыва разряда № 60298. Точки измерения температуры электронов: 1 –  $r = -19$  см, 2 –  $r = -15.6$  см, 3 –  $r = -13.8$  см, 4 –  $r = -12$  см, 5 –  $r = -10$  см, 6 –  $r = +7.6$  см.

№ 60339, примерно совпадает по времени с расширением профиля  $SXR$ , характерного для распада поля моды  $m2$ . И вновь, как и в случае разряда № 60339, этот процесс возможного “перезащмыкания” магнитных поверхностей моды  $m2$  (т.е. распада моды, разрушения ее островной структуры) в предсрыве разряда № 60730 происходит за 100–150 мкс до исчезновения ЦМС, а радиус, на котором  $\Delta T_e$  меняет знак, снова близок к 15–16 см. После быстрого сброса энергии из центральной зоны плазмы в разряде № 60730 при  $t \approx 691.9$  мс сигналы  $I_{SXR}$  падают почти до нуля. Тем не менее, регистрация сигналов в каналах  $ECE$  (уже без модуляции модой  $m2$ ) продолжается всюду внутри шнура. При этом на дальней периферии плазменного шнура нарастает модуляция сигналов  $ECE$  полями моды  $m3$ . Однако спустя  $\approx 1$  мс после сброса энергии во всех каналах  $ECE$  наблюдается отсечка сигналов. Подчеркнем, что по времени она не совпадает со спадом сигналов в каналах  $SXR$ , но возникает вместе с появлением сигналов  $SXR_M$ , обусловленных, как будет видно дальше, возникновением перемешивания плазмы на периферии шнура.

Еще один пример поведения сигналов  $ECE$  во время предсрыва с доминирующим начальным режимом ВО показан на рис. 13, где представлен предсрыв разряда № 60298, в котором сравнительно быстрый спад энергии электронов из центральной зоны непосредственно следует из режимом ВО или даже во время фазы режима ВО. Режим ВО на этом рисунке начинается примерно при  $t \approx 729.7$  мс. В момент времени  $t \approx 730.4$  мс ко-

лебания ЦМС исчезают, а примерно за 100–200 мкс до этого на периферии плазмы ( $|r| \geq 19$  см) появляется постепенное увеличение температуры электронов, более замедленное, чем в обычных (типичных для Т-10) мягких МГД-распадах моды  $m2$ . Однако на рис. 11б хорошо видно, что расширение профилей  $SXR$  5 и 6 происходит в то время, когда колебания  $I_{SXR}$  все еще продолжают. Это вновь означает, что и в этом предсрыве полный или частичный распад моды  $m2$  происходит раньше, чем исчезает ЦМС. Поэтому автономный распад ЦМС, спровоцированный более глубоким, чем в других разрядах, охлаждением электронов в центре шнура, и в этом случае практически исключается. Отметим также, что смена знака  $\Delta T_e$  в этом перезащмыкании моды  $m2$  происходит на радиусе  $r \approx 14$  см, т.е. вновь в той же зоне, что и в двух предыдущих примерах. Необычное положение зоны, где  $\Delta T_e$  меняет знак, во всех рассмотренных выше случаях, вероятно, может быть следствием того, что рассматриваемое перезащмыкание является комбинацией распада моды  $m2$  и почти одновременного исчезновения ЦМС, которое всегда следует за распадом  $m2$ .

Рисунок 13 является иллюстрацией еще одного важного эффекта. После начала охлаждения плазмы волной охлаждения амплитуда колебаний  $I_{ECE}$  (или  $T_e$ ) в зоне ЦМС существенно увеличивается по сравнению с предыдущим интервалом времени, когда охлаждения электронов в зоне ЦМС еще нет. При этом температура электронов в минимуме сигналов  $I_{ECE}$  уменьшается заметно больше, чем в максимумах  $I_{ECE}$ . Неодинаковые изменения температуры электронов в разных частях центральной зоны плазмы говорят в пользу того, что ЦМС действительно охлаждается неравномерно, т.е. обладает некоторой внутренней структурой (возможно, все-таки типа тиринг-моды  $m1/n1$ ), и одна из частей этой структуры (с круглым сечением), по-видимому, имеет на своей границе так называемый транспортный барьер (ВТБ) для электронов. Это обстоятельство и приводит к тому, что в режиме ВО охлаждение электронов происходит прежде всего в той части ЦМС, в которой начальная температура электронов ниже, чем средняя по ЦМС. Напомним, что увеличение амплитуды колебаний нормированных сигналов  $I_{SXR}$  после первого сброса энергии в РВО в срыве разряда № 60339 тоже свидетельствует о присутствии такого же эффекта ВТБ и в этом срыве.

Таким образом, экспериментальные данные о тепловых срывах с начальным режимом ВО охлаждения плазмы подтверждают предположение о том, что комбинированная мода  $m2$ +ЦМС в таких сбросах энергии сохраняется. Кроме того, эти данные дают возможность определить физические процессы, лежащие в основе второй ступени

сброса энергии в двухступенчатом тепловом срыве. Это последовательный распад системы  $m2 + \text{ЦМС}$ , с необычными параметрами распада. Наконец, эти же данные свидетельствуют о том, что ЦМС действительно обладает некоторой внутренней геометрической структурой, и часть этой структуры имеет ВТБ для электронов на своей границе.

3.2. При переходе к тепловым срывам с предполагаемым увеличением энергии (или мощности, интенсивности) волны охлаждения в экспериментальных данных по тепловому срыву появляются признаки второго важного механизма начального охлаждения плазмы – режима МГД. В предельном случае больших интенсивностей ВО первого МГД-события, которое возникает практически сразу после появления ВО на границе ЦМС (или с небольшой  $\approx 100\text{--}150$  мкс задержкой), – распад структуры ЦМС. Фактически, это событие и есть начало МГД-режима, который существенно меняет все характеристики охлаждения плазмы в центре шнура. Во-первых, имеет место заметное изменение “эрозии”, или деформации профиля  $SXR$ , поскольку к кондуктивным переносам режима ВО добавляются конвективные процессы, характерные для МГД-объектов с малыми  $m$  и  $n$ . Во-вторых, происходит и естественное для этих процессов перераспределение плотности тока (т.е. меняется магнитная конфигурация в центре шнура). В-третьих, весьма вероятно, что при сильном взаимодействии распада ЦМС с модой  $m2$  (и модой  $m3/2$ ?) исходная мода  $m2$  тоже меняется, хотя степень и характер этих изменений определить заранее достаточно сложно. Следует отметить, что в измерениях характеристик различных МГД-эффектов в МГД-режиме на Т-10 есть определенные трудности. Так, например, идентификация возбуждения моды  $m3/2$  для нас практически невозможна из-за особенностей используемой аппаратуры. Поэтому возбуждение моды  $m3/2$  можно лишь предполагать, когда появление глубокой, асимметричной эрозии на профиле  $SXR$  происходит очень быстро ( $\approx 0.1\text{--}0.2$  мс), и какое-то время эта эрозия удерживается на профиле  $SXR$ . Аналогично, возможные заключения о распаде моды  $m2$  могут быть сделаны лишь на основе исчезновения модуляции  $I_{SXR}$  и  $I_{ECE}$  полями моды  $m2$  и быстрого расширения профиля  $SXR$ , как это сделано в предыдущем пункте. Очевидно, что такое возможно только в тех случаях, когда отсутствуют другие, маскирующие этот эффект явления. Идентификация распада ЦМС в этом ряду представляется наиболее определенной задачей, что будет видно на рисунках, показанных ниже.

Типичные осциллограммы трех центральных каналов измерения  $SXR$  в срывах двух разрядов с доминирующим МГД-режимом охлаждения

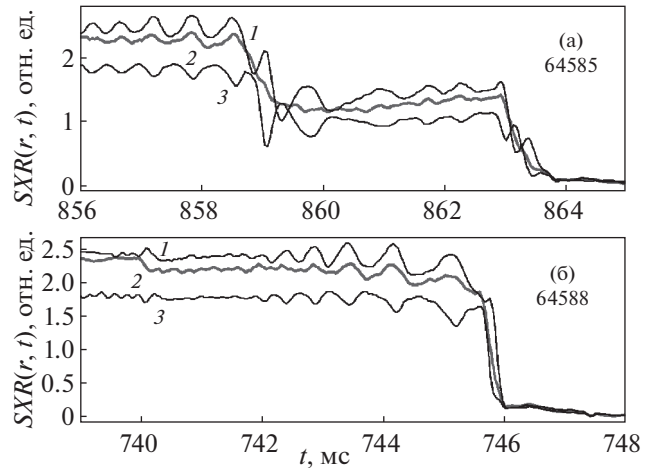
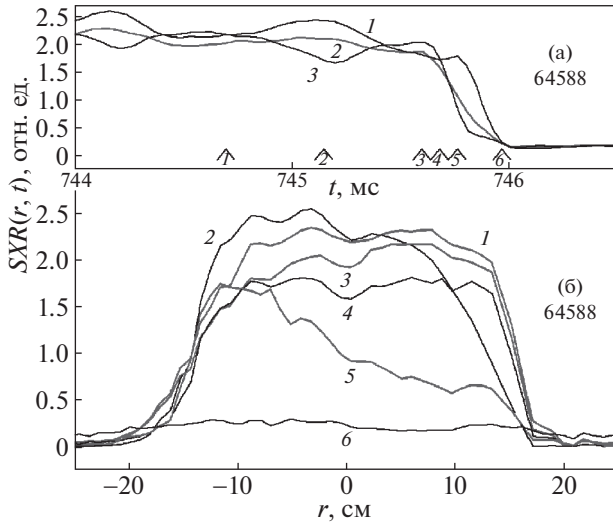


Рис. 14. Осциллограммы сигналов измерения интенсивности излучения  $SXR$  вдоль трех центральных хорд (хорды: 1 –  $r \approx -6.9$  см, 2 –  $r \approx +0.5$  см и 3 –  $r \approx +9.6$  см) во время предсрыва и срывов в разрядах № 64585 (рис. 14а,  $I_p = 250$  кА,  $n_e = 4.8 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ) и № 64588 (рис. 14б,  $I_p = 250$  кА,  $n_e = 4.1 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ). В обоих случаях  $q_a \approx 3$ .

плазмы приведены на рис. 14. На этом рисунке показаны два срыва разряда на Т-10, которые отличаются друг от друга тем, что задержка распада ЦМС от прихода волны охлаждения в зону ЦМС в разряде № 64588 не превышает 50 мкс, а в разряде № 64585 она порядка 100 мкс. Для разряда № 64588 на рис. 15 показана группа профилей  $SXR$  в момент срыва этого разряда (см. рис. 14б). Хорошо видно, что только третий профиль  $SXR$  совпадает с началом интенсивного спада температуры электронов в центральной зоне плазмы. Поэтому предполагаемый (в соответствии с эрозией профиля  $SXR$ ) распад центральной магнитной структуры начинается почти вместе с процессом охлаждения центра (с задержкой не более  $\approx 50$  мкс) и продолжается в течение примерно 160 мкс. Главным событием, показанным на рис. 15, является быстрое ( $\Delta t \approx 0.16$  мс) появление глубокой, локальной эрозии профиля  $SXR$  (каверны). Оно возникает как раз в том месте ( $r \approx +8\text{--}10$  см), где в режиме ВО в этот момент времени должен был бы быть максимум смещения плазмы (точнее,  $I_{SXR}$ ) к наружной части тора. (Этот эффект локализации каверны хорошо виден и на осциллограмме  $SXR$  – рис. 14б, кривая 3.) Появление такой каверны не только меняет знак асимметрии профиля  $SXR$ , но и является началом создания новой, крупномасштабной структуры  $m1/n1$ , которая будет существовать вплоть до начала срыва тока. Нам представляется, что быстрое возникновение каверны на месте максимального смещения эффективного центра плазмы,



**Рис. 15.** Профили интенсивности мягкого рентгеновского излучения во время срыва разряда № 64588 (рис. 15б). Их последовательность во времени (1–6) указана на рис. 15а, а интервалы времени между ними таковы:  $t_1 = 744.70$  мс, далее прибавляются 0.44 мс, 0.45 мс, 0.13 мс, 0.10 мс, 0.19 мс, так что  $t_6 = 746.01$  мс. Цифры возле осциллограмм на рис. 15а означают то же, что на рис. 11.

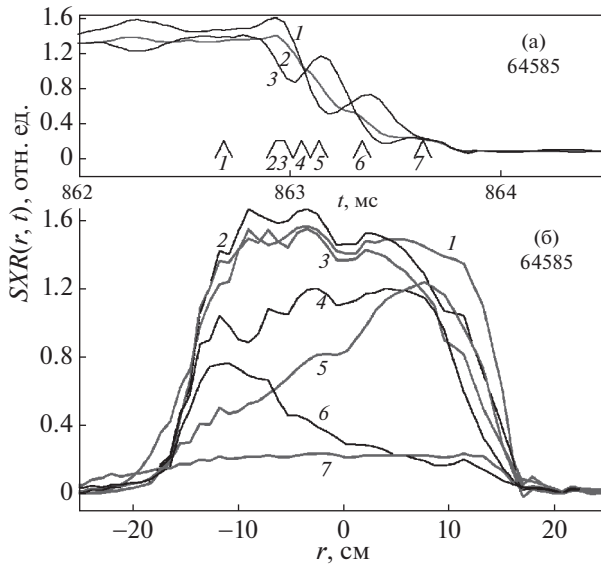
появление в этом месте глубокой эрозии и сохранение новой асимметрии контура  $SXR$  в дальнейшем (в течение  $\approx 0.2$ – $0.5$  мс) можно связать с распадом ЦМС (и, может быть, одновременным или последовательным возбуждением моды  $m_{3/2}$ ). Если это так, то из рис. 15 можно сделать следующие заключения. Во-первых, положение центра зоны пере замыкания ЦМС (т.е. каверны) лишь немного смещено от центральной оси плазменного шнура (на 2–4 см), что можно сравнить с результатами измерений, представленных на рис. 9 и 10. Во-вторых, сама начальная зона каверны имеет линейные размеры  $\approx 25$ – $28$  см, что примерно равно диаметру магнитной поверхности перемешивания плазмы при ПК, существовавшей задолго до возникновения срыва. (В дальнейшем размеры каверны увеличиваются до размеров почти полного профиля  $SXR$  в Т-10. В-третьих, глубина и скорость появления начальной эрозии профиля  $SXR$  в “зоне спада” ЦМС существенно больше, чем те же параметры в режиме ВО (рис. 11, например). Обращает на себя внимание и последний по времени профиль  $SXR$  на рис. 15. В соответствии с ним, после значительного падения сигналов  $SXR$  из центральной зоны плазмы (практически до нуля), во всех каналах измерения  $SXR$ , включая каналы с измерениями  $I_{SXR}$  вдоль удаленных от оси шнура хорд ( $r_{\max} \approx 26$  см), появляются почти одинаковые сигналы  $SXR_m$ . В первом приближении, это может соответствовать ге-

нерации мягкого рентгена в кольцевой зоне, расположенной на крайней периферии, у границы плазменного шнура, и сопровождать тот процесс, который ранее был назван перемешиванием. Для срыва разряда № 64588 появление этого процесса и распад моды  $m_2$ , вероятно, сливаются в одно комбинированное явление.

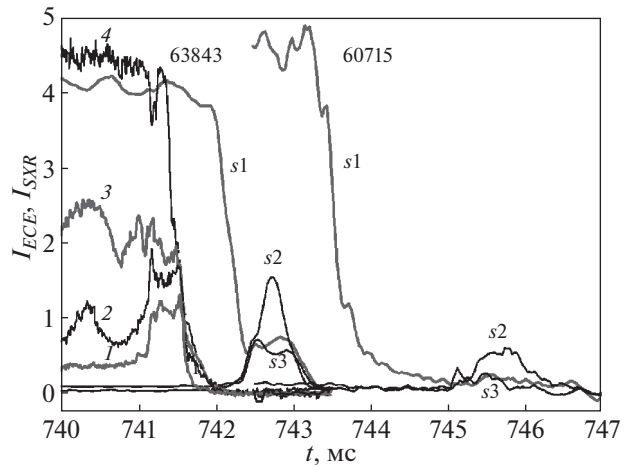
На рис. 3б показаны осциллограммы различных сигналов  $ECE$ , сопровождающих старт и эволюцию теплового срыва в МГД-режиме для разряда № 60718. По форме приведенных там сигналов очевидно, что данный срыв является также срывом с очень малой задержкой распада ЦМС после появления ВО на границе центральной зоны ( $\approx 30$ – $40$  мкс). Кривая б на рисунке соответствует  $r \approx -10$  см, что уже находится внутри зоны ЦМС. Следует также отметить, что распады ЦМС на Т-10 всегда наблюдались только после появления в центральной зоне плазмы возмущений типа ВО. Никаких автономных, независимых, спонтанных распадов ЦМС во всей серии срывов на Т-10 не наблюдалось.

На рис. 14а показаны осциллограммы сигналов  $I_{SXR}$  (для тех же каналов, что и на рис. 8) для теплового срыва разряда № 64585. Профили  $SXR$  для второго спада температуры плазмы в нем показаны на рис. 16. Характерной особенностью и этого рисунка является быстрое ( $\Delta t \approx 0.16$  мс) появление глубокой, локальной эрозии профиля  $SXR$  (каверны) и опять как раз в том месте ( $r \approx -10$  см), где в режиме ВО должен был бы быть максимум смещения плазмы внутрь тора. Предполагаемый распад ЦМС в этом случае наступает с некоторой временной задержкой ( $\approx 80$  мкс) по отношению к началу спада  $I_{SXR}$  в центральной зоне (т.е. после некоторого охлаждения плазмы в режиме ВО). Причем спустя примерно 200 мкс после вспышки начальной неустойчивости плазмы или моды  $m_2$ . Место локализации этой вспышки в соответствии с сигналами  $I_{ECE}$  расположено на радиусе  $\approx 21$  см, т.е. вблизи магнитной поверхности  $q \approx 2$  ( $r_{S2} \approx 22.5$  см, расчет). Из рис. 16 хорошо видно, что расширение полного профиля  $SXR$ , что мы обычно связываем с частичным или полным распадом самой моды  $m_2$ , наступает в самом конце действия МГД-режима, и поэтому мода  $m_2$  едва ли активно участвует в инициации МГД-режима теплового срыва. Кроме того, очевидно, что в этом разряде распад моды  $m_2$  представляет собой отдельный процесс, запускаемый распадом ЦМС и, возможно, модой  $m_{3/2}$ . Процесс перемешивания в этом срыве тоже наступает с некоторой задержкой ( $\approx 0.5$  мс) после спада моды  $m_2$ . Следует отметить, что МГД-режимы, возникающие в тепловом срыве с некоторой задержкой ( $\approx 100$ – $200$  мкс) по отношению к появлению ВО в зоне ЦМС, являются как бы продолжением тенденции, которую продемонстрировал





**Рис. 16.** Профили интенсивности мягкого рентгеновского излучения во время срыва разряда № 64585 (рис. 16б). Их последовательность во времени (1–7) указана на рис. 16а, а интервалы времени между ними таковы:  $t_1 = 862.69$  мс, далее прибавляются 0.24 мс, 0.04 мс, 0.08 мс, 0.08 мс, 0.29 мс, 0.2 мс, так что  $t_7 = 863.62$  мс. Цифры возле осциллограмм на рис. 16а означают то же, что на рис. 11.



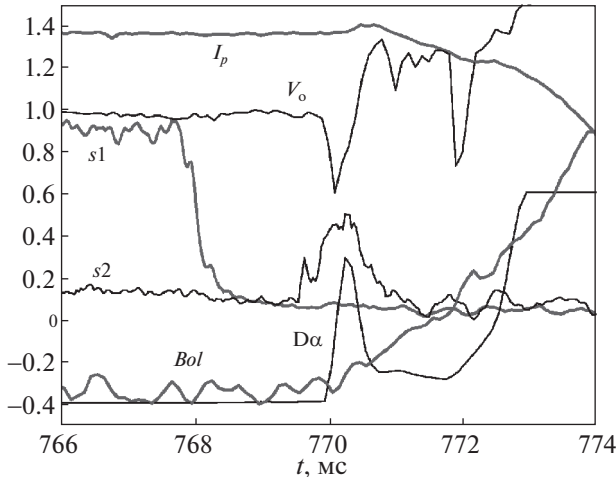
**Рис. 17.** Осциллограммы интенсивности излучения мягкого рентгена ( $s1-s3$ ) и мощности излучения плазмы на второй циклотронной гармонике электронов (1–4) в конце фазы теплового срыва для разрядов № 63843 ( $I_p = 255$  кА,  $n_e = 4 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ) и № 60715 ( $I_p = 230$  кА,  $n_e = 3.9 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ). Для удобства рассмотрения сигналы разряда № 60715 сдвинуты по времени к началу разряда на 24.5 мс, а сигналы  $I_{ECE}$  (№ 63843) – на 1.0 мс. Радиусы хорд для рентгеновских сигналов:  $s1 - r \approx +0.5$  см,  $s2 - r \approx -26.5$  см и  $s3 - r \approx +26.5$  см. Радиусы точек измерения  $I_{ECE}$ : 1 –  $r = -26.1$  см, 2 –  $r = -23$  см, 3 –  $r = -18$  см, 4 –  $r = -12.5$  см.

срыв разряда № 60298, – приближения первого МГД-события к началу теплового срыва. Но в МГД-режиме это происходит с включением нового механизма распада и переходом главной роли от моды  $m2$  к ЦМС. МГД-режимы с задержкой часто подтверждают свой переходный характер между МГД-режимами и режимами ВО, поскольку в них появляются даже такие атрибуты режима ВО, как мягкие МГД-события со всеми присущими им характеристиками. Иногда все это приводит к реальному превращению такого МГД-режима в пресрыв.

Таким образом, для всех медленных срывов разряда на Т-10 справедливо утверждение, что процессы охлаждения плазмы в начальных фазах тепловых срывов можно рассматривать как цепочку событий, условно зависящих от интенсивности волны охлаждения. Все перечисленные выше процессы охлаждения плазмы при этом, конечно, сопровождаются мелкомасштабными колебаниями, обеспечивающими еще и диффузионные, кондуктивные переносы частиц и тепла.

3.3. Последний процесс охлаждения плазмы в тепловом срыве, всегда, при всех  $q_a$  регистрируемый в случае срыва тока на установке Т-10, – это перемешивание плазмы на периферии плазменного шнура, которое сопровождается выравниванием плотности тока в зоне перемешивания.

Считается, что без этого процесса генерация положительного пика полного тока плазмы и отрицательного пика напряжения на обходе тора невозможны [13, 14]. В процессе перемешивания, кроме выравнивания плотности тока вблизи границы токового шнура, наблюдается также и выброс кинетической энергии плазмы за пределы шнура и, естественно, обратный поток водорода и примесей на поверхность плазмы. Оба эти процесса в конечном счете и определяют величину импульсного увеличения полного тока плазмы и начальную скорость его спада сразу после перемешивания. Как правило, основные эффекты, сопровождающие перемешивание, появляются в измерениях на Т-10 сразу после падения сигналов  $SXR$  во всех каналах измерения  $I_{SXR}$  почти до нуля. Однако в некоторых частных случаях они запаздывают по сравнению с этим моментом времени на 1–2 мс. Примеры двух таких окончаний фазы теплового срыва показаны на рис. 17. Напомним, что резкая отсечка сигналов  $ECE$  во всех каналах наблюдается только вместе с началом процесса перемешивания плазмы, как это было показано на рис. 12. На рис. 17 обращают на себя внимание сигналы  $s2$  и  $s3$ , полученные на хордах, удаленных от центра шнура на расстояние 26.5 см. В нормальных условиях сигналы на этих хордах всегда равны нулю. Они возникают, в основном, только во время перемешивания плазмы и, вероятно,



**Рис. 18.** Срыв разряда № 60715. Осциллограммы мягкого рентгеновского излучения ( $s1 - r \approx +0.5$  см,  $s2 - r \approx -26.5$  см, амплитуда  $s2$  увеличена для более четкого определения синхронизации процессов), тока плазмы  $I_p$ , напряжения обхода  $V_0$ , интенсивности свечения линии  $D_\alpha$  и болометрических потерь  $Bol$ , измеренных в сечении камеры, расположенном вдали от лимитера.

связаны с генерацией сверхтепловых электронов (СТЭ) в зоне перемешивания. Сигналы тока разряда, напряжения обхода на камере токамака, мощности радиационных потерь и т.п. во время перемешивания плазмы не зависят от факта запаздывания перемешивания от момента падения основных сигналов  $SXR$ . Тем не менее, для демонстрации изменения этих параметров перед началом падения тока плазмы мы выбрали срыв разряда, в котором задержка времени между падением сигналов  $SXR$  и перемешиванием составляет  $\approx 1.8$  мс. В этом случае влияние посторонних факторов на эти параметры ( $I_p$ ,  $V_0$ ,  $D_\alpha$  и болометрические потери  $Bol$ ), вероятно, является минимальным. Для разряда № 60715 изменение сигналов тока, напряжения обхода и радиационных потерь во время перемешивания показано на рис. 18. На нем представлены осциллограммы сигналов двух каналов  $I_{SXR}$  (для хорд  $+0.5$  см и  $-26.5$  см), изменение сигналов тока плазмы  $I_p$  и напряжения обхода  $V_0$ , а также интенсивности свечения линии  $D_\alpha$  и радиационных потерь энергии из плазмы  $Bol$  в поперечном сечении вакуумной камеры, расположенном вдали от лимитера.

Краткий перечень характеристик процесса перемешивания, опирающийся на экспериментальные данные, полученные на Т-10, сводится к следующему.

1. Процесс перемешивания наблюдается в тепловых срывах с любыми режимами начального охлаждения плазмы — как с преобладанием МГД-

режима, так и с режимом ВО. В обоих случаях он всегда появляется после того, как исчезают признаки присутствия моды  $m2$ , и переход от распада моды  $m2$  к перемешиванию носит бифуркационный характер. Это означает, что перемешивание представляет собой отдельный процесс, для возбуждения которого необходимо создать магнитную конфигурацию с некоторым специальным распределением плотности тока в зоне периферии плазменного шнура.

2. Перемешивание плазмы при срыве тока разряда происходит всегда, при любом  $q_a$  в исследованном нами интервале  $3 < q_a < 3.6$ . Выравнивание плотности тока в слое перемешивания часто ведет к образованию новой неустойчивой магнитной конфигурации на периферии плазмы [13] и возникновению положительных пиков тока (т.е. опять-таки перемешивания и обычных срывов разряда) уже на стадии спада полного тока плазмы (см. рис. 18). Этот феномен наблюдается тогда, когда спад тока происходит сравнительно медленно, т.е. при невысоком поступлении примесей в плазму к этому моменту времени.

3. Импульс мягкого рентгена  $SXR_M$ , регистрируемый всеми каналами во время перемешивания, вероятно, есть результат генерации СТЭ в периферийной зоне перемешивания плазмы. (Диффузия “горячих” электронов из центральной плазмы на периферию во время предсрывов или в срыве до перемешивания, как правило, дает импульс  $I_{SXR}$  в периферийных каналах, во много раз меньший, чем тот, что наблюдается в процессе перемешивания.) Длительность импульса  $SXR_M$  на Т-10 равна примерно 0.6–1.0 мс и одинакова для  $LFS$  и  $HFS$  сторон тора. Амплитуда и форма импульсов  $I_{SXR}$  в этих зонах могут весьма заметно отличаться друг от друга (в частности, из-за разного количества примесей и продолжающегося вращения асимметричной по поперечному направлению плазмы). В тех случаях, когда в простейших предположениях удается сделать оценку толщины слоя, в котором происходит генерация  $SXR_M$ , она оказывается порядка  $\approx 8$ –10 см, но точность этой оценки невысока.

4. В начале импульса  $SXR_M$  сигналы  $ECE$  в зоне перемешивания начинают расти вместе с сигналами  $I_{SXR}$ , но затем достигают максимума и стремительно спадают до нуля еще до окончания импульсов  $SXR_M$  (рис. 17). Возможно, что эти увеличения импульсов  $I_{ECE}$  тоже связаны с предполагаемой генерацией СТЭ. Сигналы  $I_{ECE}$  из внутренних областей плазмы с ростом  $SXR_M$  обычно не увеличиваются. Причем эти внутренние сигналы  $ECE$  исчезают, отсекаются так же быстро и в то же время, что и величина периферийных сигналов (рис. 12 и 17). Вероятно, это связано с появлением в зоне перемешивания сильной турбу-

лентности плазмы и значительного рассеяния циклотронных волн. Размер зоны, в которой наблюдается рост интенсивности  $I_{ECE}$  с ростом сигналов  $SXR_M$ , примерно совпадает с размером зоны перемешивания, определенным по амплитудам  $SXR_M$ .

5. В то время, когда на напряжении обхода появляется короткий отрицательный импульс, наблюдается и выброс частиц и тепловой энергии плазмы за пределы шнура, о чем свидетельствует резкое усиление интенсивности свечения линии  $D_\alpha$  и быстрый рост радиационных энергетических потерь из плазмы наружу (т.е. увеличение потоков дейтерия и примесей на поверхность плазмы). Расширение плазмы, спровоцированное сильной турбулентностью в зоне перемешивания, возникающая при этом потери энергии и поступление примесей, в конечном счете, и определяют скорость начального затухания полного тока плазмы. Если это так, то можно предположить, что процесс расширения плазмы и начальные потери энергии могут быть чувствительными к тому, есть ли в зоне перемешивания какая-либо крупномасштабная МГД-мода или ее нет. В зависимости от этого процесс перемешивания может идти по-разному, и соответственно может меняться и расширение шнура и поступление примесей в пограничную плазму. Тогда и скорость затухания полного тока плазмы тоже может меняться и формально зависеть от  $q_a$ . Первые указания на существование такого эффекта были опубликованы в [15].

Таким образом, анализ экспериментальных данных, относящихся ко второй фазе медленного срыва омического разрядов на Т-10, позволил идентифицировать, вероятно, все основные процессы, определяющие “крупномасштабную” физику этой фазы. К ним относятся: воздействие на плазму волны охлаждения; распады ЦМС, индуцированные либо волной охлаждения, либо непосредственным распадом моды  $m2$ ; сами распады моды  $m2$  и, наконец, перемешивание плазмы в периферийной зоне. Вероятным участником теплового срыва можно считать и возбуждение моды  $m3/2$  после или вместе с распадом ЦМС – эффект, не подтвержденный измерениями.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

4.1. Из экспериментальных материалов третьей части настоящей работы очевидно, что режим РВО охлаждения электронов в зоне ЦМС присутствует во всех тепловых срывах на Т-10. И все же, с точки зрения физики срывов, наиболее информативным, является присутствие РВО в тепловых срывах с малой интенсивностью волны охлаждения. Во-первых, как уже говорилось, тепловые срывы разряда, которые проходят на Т-10 с

сохранением комбинированной моды  $m2 + \text{ЦМС}$ , позволяют утверждать, что с высокой степенью вероятности мода  $m2 + \text{ЦМС}$  не является драйвером начального охлаждения электронов в ЦМС. И, следовательно, в срыве должен присутствовать другой инициатор охлаждения, а именно – некая волна охлаждения, которая в данной работе ассоциируется с неустойчивостями плазмы или моды  $m2$ . Уже говорилось, что этот режим практически совпадает с быстрым охлаждением плазмы при инъекции водородного снега на ее поверхность и имеет примерно такое же, конечное время своей активности. Однако, попытки связать это охлаждение с эргодизацией магнитного поля в токамаке Т-10 с помощью приближенной формулы, предложенной в [16] (коэффициент диффузии электронов в эргодизированном поле  $D \sim (B^-/B_T)^2 \pi q R v$ ), приводят к весьма большим и маловероятным значениям переменных полей ВО,  $B^- \approx 10^{-3} B_T$ . С другой стороны, при одной и той же локализации возбуждения ВО может иметь и разную скорость распространения в плазме, и разную интенсивность, т.е. разную способность к охлаждению плазмы. При этом еще необходимо учитывать, что ВО не вносит серьезных возмущений в структуру моды  $m2$  при пересечении ее объема и в некоторых случаях оставляет спокойной структуру ЦМС и не разрушает ВТБ, появляясь в центре плазмы. К сожалению, физический объект с такими характеристиками, какие перечислены выше, в достаточной мере пока не изучен. Поэтому исследование природы ВО и механизма охлаждения плазмы в РВО, вероятно, будет продолжено. Во-вторых, при малом возмущении системы волной охлаждения все процессы в плазме выстраиваются в цепь последовательных событий, каждое из которых может быть исследовано отдельно, и появление которых после предыдущего события носит бифуркационный характер. Это хорошо видно на примере мягкого распада  $m2$ , которое есть в разряде № 60339 и отсутствует в разряде № 65026, или перемешивания – есть в разряде № 60730 и нет в разряде № 60339. Этот же характер перехода от одного эффекта к другому просматривается и дальше, когда умеренная деформация ЦМС сменяется ее полным распадом. Обилие таких переходов от одного качества к другому позволяет, в первом приближении, представить себе все множество медленных срывов на Т-10 в виде набора различных сценариев срыва, зависящих только от одного параметра – интенсивности или энергии волны охлаждения. При умении возбуждать такую волну в нужный момент с нужной интенсивностью, можно было бы управлять и характером теплового срыва. (Еще одна, пока неисследованная возможность внешнего влияния на характер теплового срыва, заключается в том, чтобы препятствовать созданию благоприятных граничных



условий для моды  $m_2$  в центре шнура. Но это совсем отдельная задача.)

4.2. Главное событие предварительной фазы срыва — это возбуждение и рост полей МГД-моды  $m_2$  сразу после пилообразного колебания. При сравнительно медленном увеличении этих полей в центре плазмы происходит преобразование обычной моды  $m_1$  в некоторую новую магнитную структуру — ЦМС, которая вместе с модой  $m_2$  образует комбинированную МГД-систему  $m_2 + \text{ЦМС}$  (или  $m_2+m_1$  по модели срывов для ИТЕРа [1]). Свойства этой системы и ее поведение являются весьма важными, поскольку во время теплового срыва, именно они (вместе с волной охлаждения) определяют характер всех процессов охлаждения плазмы. Поэтому определению ее характеристик уделяется такое большое внимание и в наших экспериментах и в описании модели срывов для ИТЕРа. Согласно описанию [1] мода  $m_2 + m_1$  возникает из-за перекрытия магнитных островов мод  $m_2$  и  $m_1$  при развитии тиринг-неустойчивости. При этом, температура электронов в центре плазмы выравнивается, шир исчезает, и проникновение полей моды  $m_2$  к центру шнура становится возможным. В дальнейшем такая система оказывается неустойчивой, и ее первая релаксация вызывает первое, медленное охлаждение плазмы, а вторая — быстрое охлаждение в двухступенчатом тепловом срыве. На установке Т-10 возникновение комбинированной моды  $m_2 + \text{ЦМС}$  происходит разными путями (рис. 4, 5а и 5б) и в разных условиях, в частности, при очень малых полях моды  $m_2$  и при очень медленном росте этих полей. В зоне перемешивания плазмы при пилообразных колебаниях, т.е. в зоне ЦМС, в эксперименте нет тотального выравнивания температуры электронов и исчезновения шири. Но, в соответствии с колебаниями  $I_{SXR}$ , есть пространственная структура (вероятно, типа тиринг-моды  $m_1$ ), в островной части которой может быть и выравнивание температуры электронов, и исчезновение шири. В остальной части структуры, по-видимому, есть и шир, и температурный максимум, поскольку в ней во время сбросов энергии наблюдается эффект ВТБ. К возникновению ЦМС, в принципе, можно подходить и иначе. Можно считать, что экспериментальные данные о спиралевидных структурах, обнаруженных в подготовительной фазе и в тепловом срыве на Т-10, не исключают возможность того, что они являются аналогами или даже некоторыми представителями равновесных винтовых структур, наблюдавшихся на других установках, в различных экспериментальных ситуациях [17]. Однако это предполагает некоторый элемент независимости ЦМС от полей моды  $m_2$ , что не согласуется с результатами эксперимента. Реально они очень тесно связаны друг с другом. Поэтому ЦМС, как уже говорилось, более адекватно рассматривать, как

энергетически наиболее выгодную конфигурацию, необходимую для создания нормальных граничных условий для полей моды  $m_2$ , вероятно, на магнитной поверхности  $q \approx 1$ . Не менее важная особенность в поведении моды  $m_2 + \text{ЦМС}$  отмечается на Т-10 и в отношении устойчивости этой моды. В отличие от моды  $m_2 + m_1$  [1], она остается устойчивой не только в спокойных условиях, при малых полях моды  $m_2$  (рис. 4), но и сохраняется почти неизменной в условиях теплового сброса при небольшом охлаждении электронов в зоне ЦМС волной охлаждения (рис. 5в и 5а, б, а также 8а, б). С увеличением интенсивности ВО, появляются и распады моды  $m_2 + \text{ЦМС}$ , индуцированные охлаждением электронов в центральной зоне плазмы. Формально, в этих условиях наблюдается как бы двухступенчатое охлаждение плазмы (рис. 5б, 8а, б). При этом механизмом второго, быстрого охлаждения плазмы является как раз распад моды  $m_2 + \text{ЦМС}$ : вначале распадается мода  $m_2$  (по-видимому, из-за нарушения оптимальной формы ЦМС, т.е. нарушения граничных условий моды  $m_2$  и перераспределения плотности тока) и затем ЦМС, разрушая тем самым всю систему  $m_2 + \text{ЦМС}$ . С увеличением охлаждения электронов процесс подготовки распада  $m_2$  ускоряется (вероятно, из-за увеличения деформации ЦМС: рис. 5в  $\rightarrow$  5б  $\rightarrow$  8а), а сам распад сдвигается ближе к началу охлаждения электронов в зоне ЦМС. С дальнейшим увеличением интенсивности ВО и охлаждения электронов возникает разрушение ВТБ, начальный распад уже ЦМС и последующий распад  $m_2$ . Этот распад ЦМС, а следовательно, и старт МГД-режима, постепенно тоже сдвигается к началу теплового срыва на Т-10. Таким образом, свойства комбинированной моды  $m_2 + \text{ЦМС}$  и ее роль в тепловом срыве токамака Т-10 заметно отличаются от характеристик и роли моды  $m_2 + m_1$ , используемых в модели срывов для ИТЕРа. Поэтому и схема сценариев медленных срывов разряда в установке Т-10 должна тоже отличаться от модели срывов ИТЕРа.

4.3. В понимании возникновения и механизма процесса перемешивания — последнего процесса в тепловом срыве разряда — есть определенные трудности. Они усугубляются тем, что перемешивание может иметь весьма разнообразную предысторию, разную интенсивность генерации сверхтепловых электронов во времени в разных разрядах и, к тому же, может возбуждаться при любых значениях  $q_a$ . Возможную подсказку к пониманию процесса перемешивания в тепловом срыве, вероятно, можно извлечь из того факта, что начатый перемешиванием срыв разрядного тока в некоторых случаях, уже на стадии спада тока, повторяется затем много раз, если нет сильного загрязнения плазмы примесями. В соответствии с выводами [13], этот эффект возникает из-

за того, что МГД-выравнивание плотности тока в достаточно широкой зоне с большим градиентом плотности тока может приводить к заметному изменению магнитной конфигурации в плазме, которая после некоторой задержки (или без нее) часто вновь оказывается неустойчивой в окрестностях этой зоны. Это опять ведет к новому выравниванию плотности тока, появлению новой неустойчивой конфигурации и повторению такого цикла много раз. Если начало перераспределения плотности тока в этой цепочке расположено достаточно глубоко внутри шнура, то оно может оказаться невидимым для аппаратуры из-за наведенных в плазме токов, большей температуры электронов, чем на периферии Т-10 (меньшей турбулентности), и т.д. Поэтому вся цепочка становится детектируемой только при выходе на низкотемпературную поверхность плазмы. Возникает естественный соблазн объяснить и первое, экспериментально фиксируемое появление перемешивания как продолжение некоторой цепи событий, начало которой связано, например, с распадом моды  $m2$  внутри плазменного шнура. В случае моды  $m2$  мы видим только исчезновение полей этой моды и не видим сам возможный процесс перераспределения плотности тока, который, в этом случае, вероятно, тоже имеет место и поэтому может вызвать начало цепочки вспышек перемешивания.

В модели [1] процесс перемешивания связывается с обширным перемешиванием плазмы, возникающим при явлении захвата в плазму “холодного пузыря”, которое само по себе становится возможным при значительном уменьшении ширины в системе и расширении токового шнура. В токамаке Т-10, при сравнительно малых токах разряда (150 кА), цепочка перемешиваний в срыве, вместе с положительными пичками тока и отрицательными пичками напряжения обхода, иногда повторяется более десяти раз подряд, с малым сдвигом по времени. При этом, в течение десятка миллисекунд ток плазмы плавно увеличивается на 10–15%. Если эффект не связан со сбоями в системе управления разрядом, то увеличение может происходить, в основном, только за счет уменьшения внутренней индуктивности. И это означает, что в начале цепочки срывов плотность тока в плазме неоднородна и шир не равен нулю, хотя его количественная оценка, конечно, затруднительна. Вероятно, это соображение справедливо и для случаев, когда ток разряда в Т-10 не очень мал, но число последовательных срывов (на стадии спада тока) достаточно велико. Кроме этого, как показывают эксперименты, процесс перемешивания на Т-10 не обязательно соседствует с процессом быстрого охлаждения плазмы в центре шнура, во время которого можно ожидать захвата в плазму холодного пузыря, хотя в принципе

такой процесс захвата, конечно, возможен и на Т-10.

Другая попытка объяснить появление перемешивания на периферии плазмы может быть связана с условием устойчивости локальных МГД-мод с небольшими  $m$  [18]. Это условие выглядит так ( $j$  – плотность тока плазмы,  $\bar{j}$  – средняя плотность тока в круглом сечении радиуса  $r$  и  $B_0$  – магнитное поле тока):

$$\frac{4\pi r}{cB_0} \left| \frac{dj}{dr} \right| < 2m \left| \frac{dq}{dr} \right|.$$

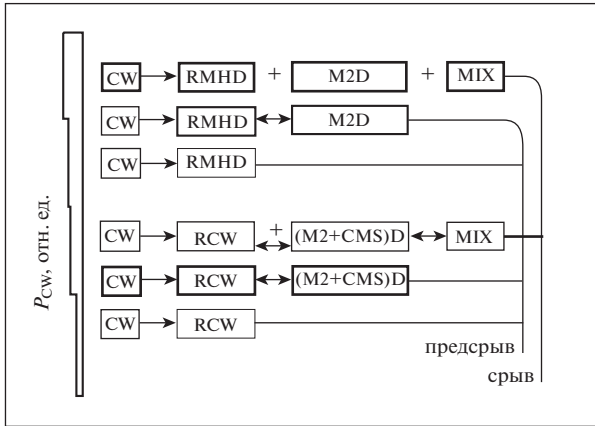
Его можно преобразовать к виду

$$r \left| \frac{dj}{dr} \right| < m \left| j(r) - \bar{j}(r) \right|.$$

Видно, что это условие легко может быть нарушено в области перехода к падающей плотности тока, если распределение плотности тока является плоским в значительной части центральной зоны токового шнура. Оно, вероятно, также может быть нарушено и в зоне появления экранирующих токов в процессах перезамыкания.

Еще одну возможность возбудить перемешивание плазмы на периферии шнура можно увидеть на рис. 12, где приведены осциллограммы интенсивности циклотронного излучения плазмы во время теплового срыва разряда № 60730. На рисунке видно, что у границы плазменного шнура имеются колебания моды  $m3$ , которые могут оказаться неустойчивыми перед началом процесса перемешивания. Однако этот вариант инициации перемешивания вряд ли является достаточно универсальным.

4.4. Предварительная фаза срывов в разрядах на Т-10 заканчивается тогда, когда в плазме вспыхивает новая неустойчивость, подготовленная (или спровоцированная, или обусловленная) развитием моды  $m2$ . Природа этой неустойчивости, как уже много раз говорилось, нам не известна, но по тому, что она может вспыхнуть на разных радиусах плазмы, можно предполагать, что таких неустойчивостей потенциально может быть достаточно много. При этом они могут быть разными и по физике явлений и, конечно, могут иметь просто разную интенсивность. Поэтому и волна охлаждения, возникающая при развитии неустойчивости, вероятно, тоже может иметь разный уровень интенсивности. При малом уровне интенсивности она вызывает только умеренное падение температуры электронов в центре шнура в режиме ВО, а при предельно высоком уровне – распад крупномасштабных МГД-объектов и соответствующее изменение в характере охлаждения плазмы в центральной зоне, т.е. МГД-режим. Все эти режимы охлаждения подробно обсуждались выше и для первых спадов энергии в тепловом срыве на Т-10 могут быть представлены в ви-



**Рис. 19.** Общая схема процессов, происходящих во время теплового срыва в токамаке Т-10. ВО (CW) – символическое обозначение волны охлаждения или предполагаемого МГД-возмущения центральной магнитной конфигурации; РВО (RCW) – режим волны охлаждения, его определение дано в тексте;  $(m2 + \text{ЦМС})D$  ( $m2 + \text{CMS})D$  – частичный или полный распад моды  $m2$  вместе с центральной спиралевидной магнитной структурой; MIX – периферийное перемешивание плазмы; РМГД (RMHD) – МГД-режим, его определение дано в тексте;  $m2D$  – распад моды  $m2$ .

де цепочек последовательно возбуждаемых различных событий, т.е. в виде отдельных сценариев развития предсрывов и срывов в токамаке Т-10. Они показаны на рис. 19. Все цепочки частных сценариев, приведенных на рис. 19 (за исключением прямых измерений моды  $m3/2$ , которая, возможно, участвует в развитии МГД-режима [19]), надежно фиксируются в медленных срывах на Т-10. Последовательность этих сценариев, заведомо значительно упрощенных из-за учета только конечных результатов взаимодействия крупных МГД-объектов, для наглядности схематически представлена как функция только интенсивности волны охлаждения. Реально, это, конечно, не совсем так. Реализация того или иного сценария в схеме, безусловно, определяется еще и другими параметрами плазменного шнура, такими как распределение плотности тока, давление плазмы, амплитуды полей моды  $m2$  и ЦМС, время появления ВО и т.д. Тем не менее, если в тепловых срывах на Т-10 действительно имеется зависимость появления различных сценариев срыва от интенсивности волны охлаждения, подобная той, что показана на рис. 19, то в изложенной выше схеме появляется возможность управления самим характером теплового срыва, его управляемого перевода в более мягкий режим ВО. Для этого, правда, нужно овладеть техникой генерации ВО (например, с помощью ECCD) с регулируемой интенсивностью в нужный момент времени. Генерация ВО с умеренной интенсивностью сразу после начального формирования

ЦМС, судя по результатам экспериментов на Т-10, вероятно, и в самом деле предоставляет такую возможность.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование более широкой базы экспериментальных данных и дополнительный анализ физики теплового срыва в экспериментах на Т-10 позволили расширить и уточнить представления о медленных срывах разрядов на этой установке, изложенные в [4, 5] и [6]. При этом удалось не только уточнить перечень игроков, участвующих в главных процессах двух первых фаз срыва разряда, но и зафиксировать роль каждого из них в этих процессах. Таким образом, по существу определилась феноменологическая модель медленных срывов разрядов на токамаке Т-10. Адекватность этой модели для срывов разряда на Т-10 и возможность ее использования для понимания срывов на других установках в значительной степени определяется надежностью определения характеристик всех участников этой модели.

5.1. Анализ экспериментальных данных, проведенный в настоящей работе, показал, что важнейшим и обязательным игроком всех медленных срывов на Т-10 является волна охлаждения. При этом сам факт появления ВО и ее распространения к центру шнура практически в каждом срыве разряда на Т-10 зафиксирован документально. Ее возбуждение в плазме, распространение к центру шнура и охлаждение электронов в этой зоне определяют начало быстрой потери кинетической энергии плазмой и последующий спад ее тока. К сожалению, до сих пор природа возбуждаемых в плазме неустойчивостей и механизм возникновения ВО в срывах на Т-10 по-прежнему остаются неясными. Если при дальнейшем изучении природы ВО окажется возможным извне вызывать в нужное время генерацию ВО с регулируемой интенсивностью, то, в соответствии с предложенной моделью, это может открыть дополнительные возможности управления характером теплового срыва.

5.2. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что во всех медленных срывах на Т-10, при любых начальных условиях, обычная МГД-мода  $m1$ , связанная с магнитной поверхностью  $q = 1$ , под воздействием полей моды  $m2$  действительно разрушается еще во время предварительной фазы срыва, а на ее месте появляется новая спиралевидная структура – ЦМС. Эта структура возникает в зоне моды  $m2$ , и, вероятно, является оптимальной по энергетике системой создания необходимых граничных условий для моды  $m2$ . Таким образом, вместе с модой  $m2$  они составляют как бы единую МГД-систему  $m2 + \text{ЦМС}$ . Параметры этой системы, подробно определенные в экспериментах на токамаке Т-10,

существенно отличаются от параметров геометрически подобной системы ( $m2 + m1$ ), принятой для модели срывов в ИТЕРе [1]. Это различие связано прежде всего с определенной устойчивостью МГД-системы  $m2 + \text{ЦМС}$ . Все зафиксированные распады этой системы (в режиме ВО по схеме  $m2 \rightarrow \text{ЦМС}$  или в МГД-режиме  $\text{ЦМС} \rightarrow m2$ ) происходят только после охлаждения электронов, которое создается волной охлаждения в центре шнура. Самостоятельных, автономных, отдельных распадов ЦМС (или моды  $m2$ ) или всей системы  $m2 + \text{ЦМС}$  во всей серии срывов на Т-10 не зафиксировано.

5.3. Последним важным игроком в цепочке событий теплового срыва является процесс охлаждения плазмы, получивший условное название перемешивания. В некоторых срывах на Т-10 он появляется в виде отдельного процесса, что позволяет надежно определить его характеристики. Процесс представляет собой реальное перемешивание плазмы и выравнивание плотности тока в условиях сильной турбулентности в кольцевой зоне, простирающейся до внешней границы плазменного шнура. Он всегда сопровождается генерацией сверхтепловых электронов, охлаждением плазмы и выбросом частиц и энергии за пределы плазменного шнура. В модели срывов ИТЕРа этот процесс обычно связывается с захватом плазмой вакуумного (или “холодного”) пузыря на границе плазмы и его распространением к ее центру. Однако, судя по результатам экспериментов, данный вариант последнего охлаждения плазмы не является наиболее вероятным для Т-10. Причины возбуждения наблюдаемого перемешивания в тепловых срывах разряда на Т-10 и на стадии спада тока плазмы, вероятно, связаны с цепочкой таких же (но пока надежно не зафиксированных) перемешиваний внутри плазмы. Старт возбуждения этой скрытой цепочки может быть вызван начальным распадом или перезамыканием моды  $m2$  во время теплового срыва.

5.4. На основе полученных результатов предложена схема возникновения разных сценариев теплового срыва в медленных срывах разряда на Т-10 при разном уровне интенсивности или энергии возбуждаемых в плазме волн охлаждения. Некоторые важные элементы этой схемы, к сожалению, находятся в состоянии недопонимания. Да, они существуют и регистрируются аппаратурой. Да, они проявляют себя вполне определенным образом. Но их природа и причина возникновения все еще неизвестны. В предложенной схеме это относится к волне охлаждения и перемешиванию. Впрочем, такие не до конца понятые элементы, как правило, присутствуют и в других предлагаемых моделях.

Таковы на наш взгляд, основные характеристики первых двух фаз (подготовительной и теп-

лового срыва) медленных срывов разряда на установке Т-10. Очевидно, что эти характеристики зависят как от параметров самой установки (ее размеров, формы магнитных поверхностей, температуры электронов на периферии и т.д.), так и от элементов ее конструкции (рельсовый лимитер, его материал, способ поддержания плотности плазмы и т.д.). В установках других размеров, с другими параметрами плазмы, эти характеристики могут существенно измениться.

Авторы благодарны всему научному и техническому коллективу токамака Т-10. Мы особенно благодарны нашим коллегам С.Г. Мальцеву и В.И. Позняку (увы, уже ушедшим из жизни), выполнившим большую работу по сбору экспериментальных данных для нашей статьи. Мы также глубоко признательны А.А. Сковороде за полезные дискуссии и Н.А. Кирневой за предоставление данных расчета положения резонансных магнитных поверхностей с малыми  $m$  и  $n$  в разных разрядах Т-10 по данным *ECE*-диагностики.

Работа выполнена при поддержке Росатома, договор № 1/15470 – Д/230/1040 – 18.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Physics Expert Group on Disruptions, Plasma Control and MHD, ITER Physics Basis Editors // Nucl. Fusion. 1999. P. 2251.*
2. *Hender T.C., Wesley J.C., Bialek J., Bondeson A., Boozer A.H., Buttery R.J., Garofalo A., Goodman T.P., Granetz R.S., Gribov Y., Gruber O., Gryaznevich M., Giruzzi G., Günter S., Hayashi N., Helander P., Hegna C.C., Howell D.F., Humphreys D.A., Huysmans G.T.A., Hyatt A.W., Isayama A., Jardin S.C., Kawano Y., Kellman A., Kessel C., Koslowski H.R., La Haye R.J., Lazzaro E., Liu Y.Q., Lukash V., Manickam J., Medvedev S., Mertens V., Mirnov S.V., Nakamura Y., Navratil G., Okabayashi M., Ozeki T., Paccagnella R., Pautasso G., Porcelli F., Pustovitov V.D., Riccardo V., Sato M., Sauter O., Schaffer M.J., Shimada M., Sonato P., Strait E.J., Sugihara M., Takechi M., Turnbull A.D., Westerhof E., Whyte D.G., Yoshino R., Zohm H. and the ITPA MHD, Disruption and Magnetic Control Topical Group // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. S128.  
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S03>*
3. *Vega J., Murari A., Dormido-Canto S., Moreno S., Pereiro A., Acero A. // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. 123001.*
4. *Стефановский А.М., Дремин М.М., Какурин А.М., Кислов А.Я., Мальцев С.Г., Ноткин Г.Е., Павлов Ю.Д., Позняк В.И., Сушков А.В. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 491.*
5. *Alikaev V.V., Bagdasarov A.A., Bobrovskij G.A., Borshchegovskij A.A., Chankin A.V., Chistjakov V.V., Elizavetina D.Yu., Esipchuk Yu.V., Evdokimov D.B., Gorelov Yu.A., Grashin S.A., Ivanov N.V., Kilpio Yu.N., Kislov A.Ya., Kislov D.A., Medvedev A.A., Neudachin S.V., Notkin G.E., Razumova K.A., Roy I.N., Savrukhin P.V., Sushkov A.V., Titishov K.B., Vasin N.L., Vershkov V.A., Volkov V.P., Kapralov V.G., Parshin M.A. // Proc. 13th Int. Conf. on*

- Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Res., Washington, 1990. Vienna: IAEA, 1991. V. 1. P. 163.
6. *Savrukhin P.V., Lyadina E.S., Martynov D.A., Kislov D.A., Roznyak V.I.* // Nucl. Fusion. 1994. V. 34. P. 317.
  7. *Позняк В.И., Валенсия О., Гридина Т.В., Пугерский В.В., Плоскирев Г.Н., Плоскирев Е.Г.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 739.
  8. *Sushkov A.V., Andreev V.F., Kravtsov D.E.* // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. 10E319.
  9. *Какурин А.М., Орловский И.И.* // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 1.
  10. *Sushkov A.V., Andreev V.F., Camenen Y., Pochelon A., Klimanov I., Scarabosio A., Weisen H.* // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. 023506.
  11. *Sauthoff N.R., Von Goeler, Stodiek W.* // Nucl. Fusion. 1978. V. 18. P. 1445.
  12. *Кадомцев Б.Б.* // Физика плазмы. 1975. Т. 1. С. 710.
  13. *Стефановский А.М.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 115.
  14. *Wesson J.A., Ward D.J., Rosenbluth M.N.* // Nucl. Fusion. 1990. V. 30. P. 1011.
  15. *Павлов Ю.Д., Кулешин О.Э., Мальцев С.Г.* // XL Междунар. конф. по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2013. Тезисы докладов. М., 2013. С. 54.
  16. *Rechester A.B., Rosenbluth M.N.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 38.
  17. *Cooper W.A., Chapman I.T., Schmitz O., Turnbull A.D., Tobias B.J., Lazarus E.A., Turco F., Lanctot M.J., Evans T.E., Graves J.P., Brunetti D., Pfefferlé D., Reimerdes H., Sauter O., Halpern F.D., Tran T.M., Coda S., Duval B.P., Labit B., Pochelon A., Turnyanskiy M.R., Lao L., Luce T.C., Buttery R., Ferron J.R., Hollmann E.M., Petty C.C., van Zeeland M., Fenstermacher M.E., Hanson J.M., Lütjens H.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. 073021.
  18. *Кадомцев Б.Б., Погуце О.П.* Вопросы теории плазмы. Вып. 5 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1967. С. 235.
  19. *Bondeson A., Parker R.D., Hugon M., Smeulders P.* // Nucl. Fusion. 1991. V. 31. P. 1695.