



Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

А.В. Бортников, Н.Н. Бревнов,
С.Н. Герасимов, И.Н. Макашин,
И.А. Цепакин

ИАЭ-4194/7

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СРЫВА
НА ТОКАМАКЕ T-13

Москва 1985

Ключевые слова: плазма, токамак, неустойчивость срыва.

Приведены экспериментальные результаты исследования неустойчивости срыва на токамаке Т-13. Неустойчивость наблюдалась в условиях, когда плазменный шнур мог свободно перемещаться вдоль большого радиуса.

Для сбора информации, а также накопления и архивизации экспериментальных данных применялась многоканальная измерительная система "Сапфир-2", состоящая из микро-ЭВМ, многоканальных цифровых регистраторов и регистратора на базе многоканального аппарата точной магнитной записи.

1. ВВЕДЕНИЕ

Неустойчивость срыва является наиболее опасной неустойчивостью плазмы на токамаках, поскольку может вызвать обрыв тока разряда, во время которого энергия, запасенная в плазменном шнуре, может выделиться в локальных участках камеры или диафрагмы. Необходимость получения плазмы с высокими параметрами вынуждает работать в условиях вероятности возникновения неустойчивости срыва (низкое q и высокое β). В силу этого исследование неустойчивости срыва представляет интерес как с чисто физической точки зрения, так и с инженерной.

Неустойчивость срыва обычно возникает, если запас устойчивости S на границе плазменного шнура меньше некоторой критической величины, что возможно при низком $q(a)$ на радиусе диафрагмы [1], относительно высокой плотности плазмы [2], либо если велик поток холодного нейтрального газа на границу плазменного шнура. Неустойчивости обычно предшествуют сужение токового канала [2] и некоторое уплощение профиля тока в центре шнура [3].

Неустойчивость срыва, по-видимому, следует рассматривать как экстремальное развитие квазистационарных винтовых возмущений. Неустойчивость срыва проявляется либо в одиночных, либо в периодически повторяющихся резких изменениях параметров плазмы. Срывы по их интенсивности разделяются на малый и большой (по другой терминологии предсрыв и срыв). Внешне срыв начинается в виде характерных отрицательных импульсов напряжения на обходе и временного увеличения тока разряда (до 15%). Срывам сопутствуют короткие вспышки возмущений полоидального поля с амплитудой, превышающей амплитуду квазистационарных колебаний в 2 – 10 раз. В срыве происходит расширение плазменного шнура по малому радиусу и из-за изменения условий равновесия шнур смещается внутрь по большому радиусу. Срыв сопровождается потерей значительной доли энергии из плазменного шнура.

В экспериментах на установке Т-6 [4,5] было показано, что в малом срыве происходит быстрое нарастание и затухание винтовой моды с $m \sim q(a)$, которая доминирует в процессе всего срыва. Большой срыв имеет две стадии. Первая является, по-видимому, малым срывом, на второй стадии большого срыва происходит затухание моды $m = 2$ ($q(a) \sim 2$) и одновременное быстрое развитие высших мод $m = 3; 4$. Как было показано на установке TOSCA [6] с помощью магнитных зондов, введенных в плазму, и на установке PLT [7] с помощью многоканальных

рентгеновских измерений, структура возмущений в малом срыве соответствует тиринг-моду. Инкремент нарастания возмущения в малом срыве и в первой стадии большого срыва также близок к инкременту тиринг-моды. Как было показано на установке Т-4 [8], на второй стадии большого срыва происходит уплощение профиля тока, этот этап срыва был назван перемещиванием.

Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют построить адекватную модель неустойчивости срыва [9]. Одна из наиболее развитых моделей срыва представляет собой нелинейное развитие тиринг-моды. В частности, срыв может явиться результатом выхода магнитного острова на периферию [10] и обрезания его диафрагмой. При этом происходит вынос полоидального потока наружу и падение индуктивности плазменного шнура. Более рафинированная модель срыва [11] предполагает, что в результате нелинейного развития тиринг-моды $m = 2$ может дестабилизировать моды с нечетными m ($m/n = 1/1, 3/2, 5/3$), захватывающие большую часть шнура. В результате происходит перезамыкание моды $m = 2$ через центр за время масштаба нелинейного инкремента тиринг-моды $m/n = 2/1$, которое совпадает с наблюдаемой длительностью большого срыва.

Другой подход к объяснению неустойчивости срыва [12] предполагает, что срыв есть конечный результат развития винтовой неустойчивости, который заключается в выворачивании периферии шнура (или в предельном случае всего шнура).

Таким образом, необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования неустойчивости срыва [5,9].

2. УСТАНОВКА, ДИАГНОСТИКА И СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ

Установка Т-13 представляет собой токамак с вытянутым вдоль большого радиуса прямоугольным сечением вакуумной камеры [13,14]. Геометрические размеры камеры и размещение диагностик показаны на рис. 1.

Для исследования неустойчивости срыва использовались следующие диагностики: пояс Роговского, расположенный снаружи вакуумной каме-

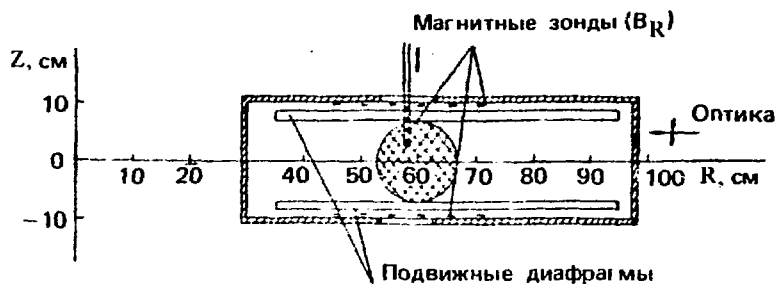


Рис. 1. Схема установки и размещение диагностик

ры, набор магнитных петель для измерения напряжения обхода, расположенных в пяти точках вдоль большой стороны сечения вакуумной камеры. Набор магнитных зондов, измеряющих горизонтальную и вертикальные компоненты полоидального магнитного поля, расположен в двух сечениях установки, сдвинутых относительно друг друга по большому азимуту на угол 180° . Зонды располагались в нержавеющей трубках толщиной 0,5 мм. Расстояние между одноименными зондами вдоль большого радиуса 5 см. Для измерения распределения возмущений полоидального магнитного поля в одном сечении использовалось 10 (пять снизу и пять сверху) магнитных зондов. Таким образом, секторы в 90° с внешней и внутренней стороны тора не были охвачены зондами. Для измерения полоидального магнитного поля внутри плазменного шнура на радиусе $R = 58$ см располагалась система подвижных магнитных зондов, измеряющих горизонтальную компоненту полоидального поля. Подвижные зонды находились в нержавеющей трубке диаметром 10 мм и толщиной 0,5 мм. Система ввода позволяла продвигать магнитные зонды в вертикальном направлении вплоть до экваториальной плоскости установки. В видимой области спектра снимались распределения свечения линий легких примесей. Измерения проводились по горизонтальному лучу.

Для сбора измерительной информации в реальном времени, а также для накопления и архивизации экспериментальных данных применялась многоканальная измерительная система "Сапфир-2" [15]. Комплекс технических средств системы "Сапфир-2", применяемой в рассматриваемом эксперименте, составлен из трех основных компонентов: микроЭВМ на базе микропроцессорного контроллера с МП типа K580 и K80, набора многоканальных цифровых регистраторов (МЦР) [16] непрерывных сигналов с буферным запоминающим устройством (БЗУ), а также регистратора на базе многоканального аппарата точной магнитной записи (АТМЗ). Функциональная схема измерительной системы представлена на рис. 2, внешний вид — на рис. 3.

Микропроцессорный контроллер МК-2 [17] выполнен в стандарте КАМАК EUR-6500, имеет восемь уровней прерываний, два из которых выделены под обработку сигналов LAM, поступающих от различных функциональных модулей системы. На лицевую панель контроллера выведен процессорный BUS, обеспечивающий подключение через соответствующие интерфейсы АЦПУ типа DZM-180, двух кассетных НМЛ типа РК-1, графического дисплея на базе VT-340 и др.

Многоканальные цифровые регистраторы с БЗУ вместе с регистраторами на базе АТМЗ образуют собственно регистрирующую часть системы. Цифровые регистраторы непрерывных сигналов обеспечивают измерение сигналов установки в реальном времени, а также преобразование в цифровой вид аналоговых сигналов с выходов АТМЗ в режиме вос-

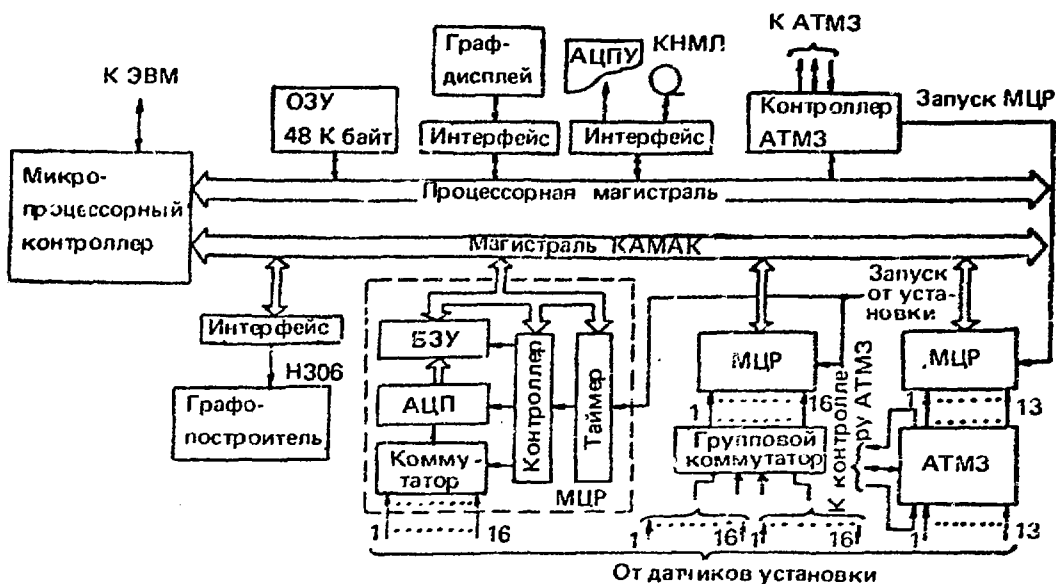


Рис. 2. Функциональная схема измерительной системы "Сапфир-2"

произведения в off-line. МЦР выполнен в конструктиве КАМАК, имеет модульную организацию и позволяет измерять сигналы как в одноканальном, так и многоканальном (максимально до 16) режимах с периодом временной дискретизации до 2 мкс на канал при 8-разрядном преобразовании. При этом память регистратора делится пропорционально числу участвующих в измерениях каналов. Информация, накопленная МЦР в процессе измерения, может быть записана в цифровом архиве системы, реализованном на базе КНМЛ, а также выведена на средства графического представления (граф. дисплей, графопостроитель) для визуального анализа и документирования.

Другим типом регистраторов в "Сапфир-2" является регистратор, построенный на базе многоканального аналогового АТМЗ с прямой и ЧМ-записью. Регистратор обеспечивает многокадровую запись сигналов с частотой в спектре до 500 кГц, накопление и архивизацию записей с возможностью автоматического поиска и многократного доступа к интересующей записи и любому ее фрагменту по выбранному каналу регистрации с временным разрешением порядка 2 мкс на скорости записи 152 см/с, а также преобразованием сигнала в цифровой вид с необходимой частотой дискретизации (до 1 мкс при транспонировании временного масштаба). Перечисленные возможности в рассматриваемых экспериментах носят принципиальный характер ввиду априорной неизвестности моментов появления срыва и кратковременности их протекания, что при использовании цифровых регистраторов в данных задачах потребова-

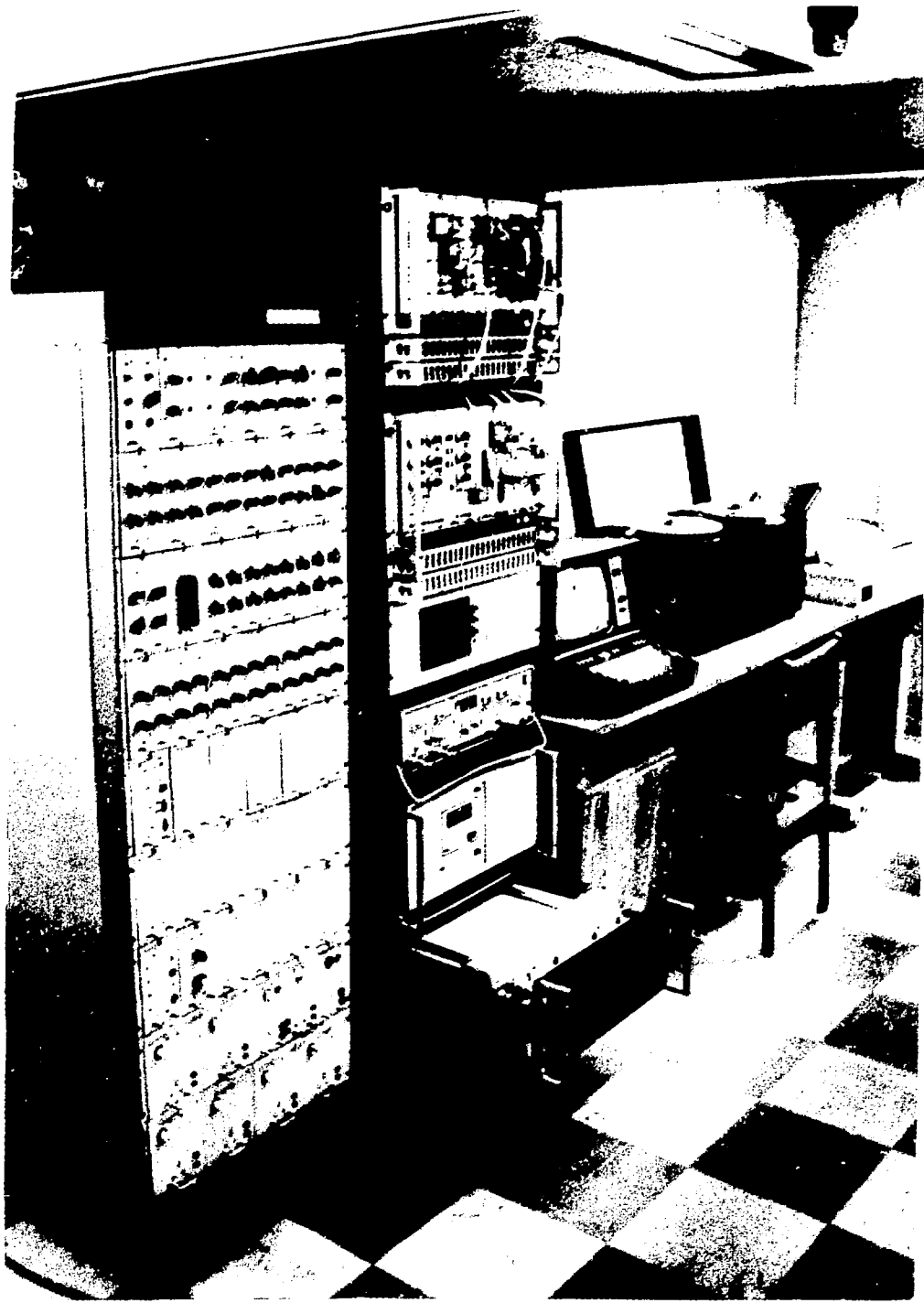


Рис. 3. Внешний вид измерительной системы "Сапфир-2"

ло бы наличие буферной памяти практически нереализуемого объема. Преимуществом регистратора на АТМЗ в данном применении является также значительная информационная емкость, что при характерной длительности исследуемых процессов порядка 10 — 15 мс обеспечивает накопление на одной катушке магнитной ленты свыше 100 000 отдельных реализаций сигналов.

В эксперименте общие характеристики разряда фиксировались с помощью цифровых регистраторов, а информация, относящаяся непосредственно к неустойчивости срыва, на многоканальном АТМЗ.

3. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Сверху и снизу плазменный шнур был ограничен рельсовыми диафрагмами (см. рис. 1). Малый радиус шнура $a = 7$ см. По большому радиусу плазменный шнур мог свободно перемещаться. Тороидальное поле на радиусе $R = 58$ см составляло $B_T = 5,0$ кГс.

В исследованных разрядах неустойчивость срыва происходила при $R = 56 \div 61,5$ см. Ток разряда и величина коэффициента запаса устойчивости перед пичком $I_p = 6,6 \div 9,2$ кА и $q(a) = 3,4 \div 2,1$. Положение плазменного шнура по вертикали корректировалось с помощью дополнительного горизонтального полоидального поля. Величина смещения плазменного шнура относительно экваториальной плоскости на квазистационарной стадии разряда не превышала 2 — 3 мм. Величина тока (и запаса устойчивости $q(a)$), при которой происходил срыв, зависела, по-видимому, от состояния диафрагм и вакуумной камеры. Максимальный ток и минимальный $q(a)$ перед пичком были получены после длительной тренировки камеры разрядами. В лучших разрядах без срыва величина запаса устойчивости на радиусе диафрагмы достигала $q(a) = 2,2$, однако доля таких разрядов не превышала 10% общего числа наблюдаемых разрядов. Всего было проанализировано около 200 разрядов со срывом тока.

В исследованных разрядах средние по сечению плазменного шнура плотность и температура электронов (по проводимости при $Z = 1$) составляли $\langle n \rangle = 0,5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ и $\langle T_e \rangle = 60$ эВ.

Общие характеристики некоторого типичного разряда показаны на рис. 4. В течение разряда ток после быстрого подъема продолжает относительно медленно возрастать. При практически постоянном во времени (при $t > 2,5$ мс) удерживающем поле увеличение тока приводит к медленному смещению плазменного шнура наружу.

С увеличением тока и большого радиуса коэффициент запаса устойчивости снижается до q_{\min} , при котором возникает неустойчивость срыва.

После пичка ток разряда за время 100 — 500 мкс спадал на 5 — 40% от предпикового уровня и стабилизировался.

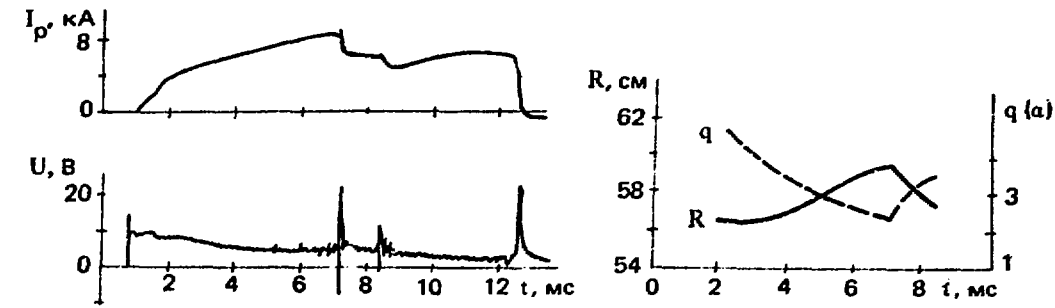
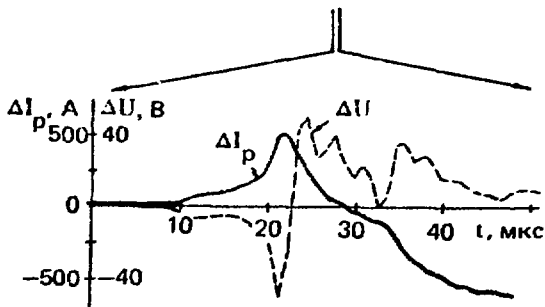


Рис. 4. Общие характеристики типичного разряда со срывом тока и развертка изменения тока ΔI_p и напряжения ΔU в срыве. Перед пиком $I_p = 8,7$ кА, $R = 59,5$ см, $q(a) = 2,3$



Характерное скиновое время плазменного шнура $\tau = L/R$ (L — индуктивность шнура, R — его сопротивление) равно 1,5 мс, что существенно превышает наблюдаемое время выхода тока разряда на новый уровень после срыва. Следовательно, уменьшение тока после пика не может быть объяснено только изменением его электротехнических параметров (сопротивления или индуктивности). Уменьшение тока приводило к медленному смещению плазменного шнура внутрь по большому радиусу на 5 — 10 см. В 50% случаев после основного срыва через 1 — 3 мс следовал срыв меньшей интенсивности. Следует отметить, что в исследованном режиме ток разряда после пика никогда не обрывался до нуля.

Зависимость относительного падения тока разряда после срыва $\delta I_p / I_p$ от запаса устойчивости на диафрагме $q(a)$ показана на рис. 5. С уменьшением $q(a)$ относительное уменьшение тока в результате срыва возрастает и достигает $\sim 40\%$ при $q(a) = 2,1$.

Скорость движения плазменного шнура по большому радиусу до и после пика составляет $v = 0,5 \div 2$ см/мс. Как показано в работе [18], скорость движения плазменного шнура определяется величиной тормозящей силы, возникающей в камере. Величина тормозящей силы, рассчитанная из скорости движения плазменного шнура, численно совпадает с разностью между внешней удерживающей силой и силой, необходимой для

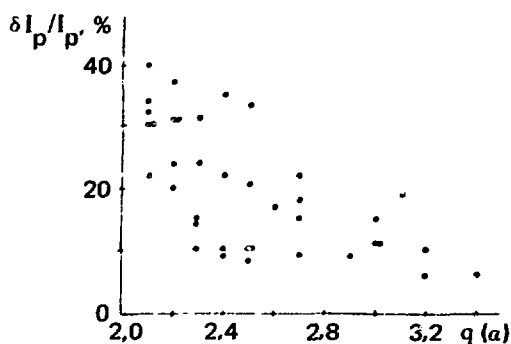


Рис. 5. Зависимость относительного падения тока разряда после срыва от запаса устойчивости на диафрагме

является производной тока. Это следует из сравнения тока и потока полоидального магнитного поля (интеграла напряжения), измеренного в различных точках по большому радиусу.

Срыв, показанный на рис. 6 является наиболее характерным. Как правило, в течение первых 5 – 10 мкс ток разряда возрастает на 50 – 100 А (1% I_p). По терминологии работы [2] это, по-видимому, пред-

равновесия плазменного шнура. Согласно оценкам в нашем случае величина тормозящей силы может достигать 25% от полной радиальной силы.

4. ТОК И НАПРЯЖЕНИЕ В СРЫВЕ

На рис. 4, 6 и 7 показаны примеры поведения тока разряда и напряжения во время неустойчивости срыва. Сразу следует оговориться, что в нашем случае поведение напряжения во время срыва отражает изменение тока, а именно напряже-

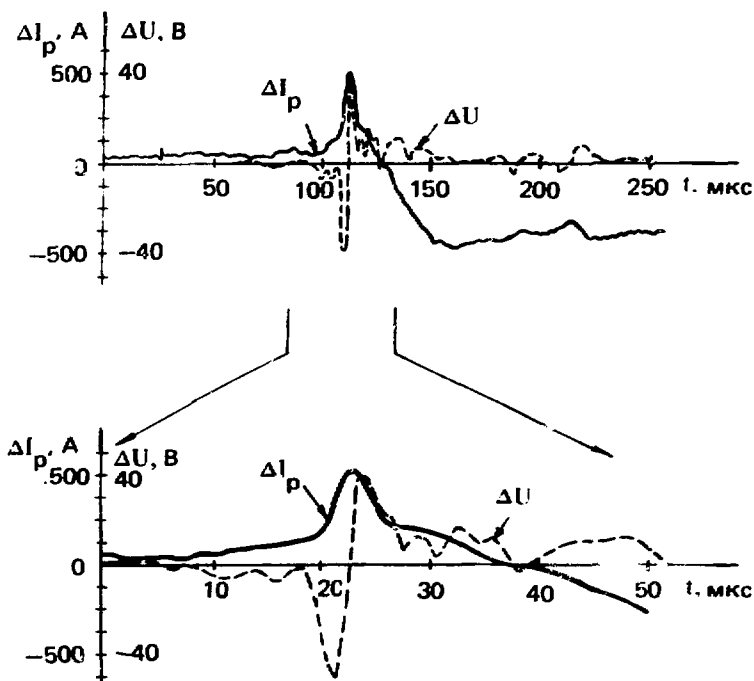


Рис. 6. Ток и напряжение в наиболее характерном срыве. Перед пиком $q(\alpha) = 2,3$

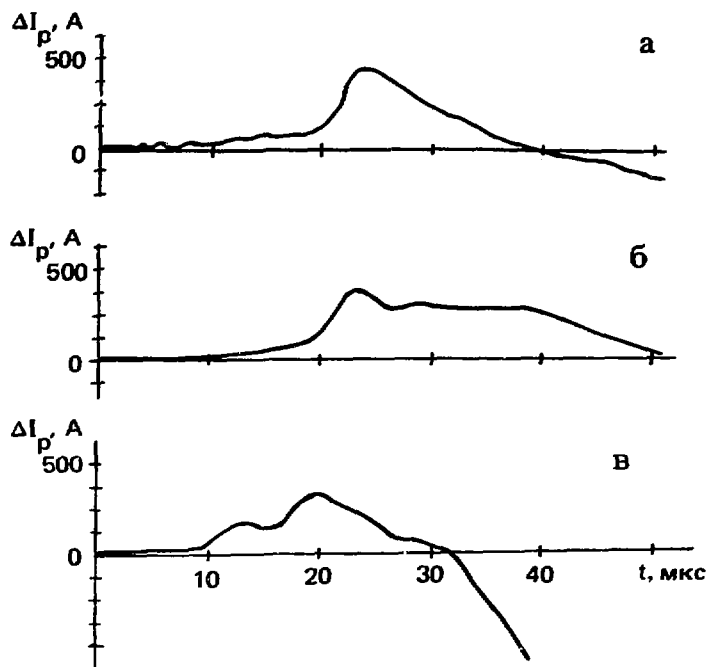


Рис. 7. Примеры поведения тока в пичке: а — $q(a) = 2,2$; б — $q(a) = 2,8$; в — $q(a) = 2,8$

срыв. Далее в течение 6 — 8 мкс происходит быстрый подъем и спад тока. Амплитуда пичка тока достигает 300 — 600 А.

Относительная величина пичка тока лежит в диапазоне 3 — 7% I_p и не зависит от запаса устойчивости $q(a)$. После пичка ток за время 30 — 50 мкс спадает на величину масштаба положительного выброса ($\sim 5\% I_p$). Далее наступает длительная стадия (100 — 500 мкс) падения тока до уровня ниже предпичкового на 5 — 40% I_p . Величина спада тока, как указывалось выше, зависит от $q(a)$ (см. рис. 5).

Поведение тока (и напряжение) в срыве может отличаться от описанной картины. В частности, после подъема тока часто не происходит быстрого спада и ток относительно медленно спадает с характерным временем 30 — 50 мкс (см. рис. 7,а). В редких случаях после подъема ток в течение 20 мкс может поддерживаться на постоянном уровне (см. рис. 7,б), а также иметь более сложную временную структуру (см. рис. 7,в).

Из анализа поведения тока (и напряжения) во время неустойчивости срыва можно сделать следующие выводы. Во-первых, симметричная во времени форма пичка тока указывает на то, что увеличение и спад тока (непосредственно в пичке) обязаны одному обратимому во времени процессу (например, уменьшению и увеличению внутренней индуктивности плазменного шнура). Во-вторых, спад тока протекает в три этапа, ко-

торые характеризуются существенно разными скоростями изменения тока. Первый этап длительностью 3 – 4 мкс со скоростью спада тока $1 \cdot 10^8$ А/с, второй этап длительностью 30 – 50 мкс со скоростью спада $(2 \div 3) 10^7$ А/с и третий этап (100 – 500 мкс) со скоростью спада тока $5 \cdot 10^6$ А/с. Отсюда, в частности, следует, что спад тока после пика, по-видимому, не может быть объяснен с помощью одного механизма.

5. ВОЗМУЩЕНИЕ ПОЛОИДАЛЬНОГО ПОЛЯ

На квазистационарной стадии разряда развиваются цуги колебаний полоидального магнитного поля с характерной частотой колебаний 50 – 80 кГц (рис. 8). Средняя амплитуда колебаний вблизи поверхности плазменного шнура составляет 2 – 3 Гс ($1 - 1,5\% B_p(a)$). Амплитуда отдельных вспышек колебаний может достигать 10 Гс и более ($6\% B_p(a)$). Отметим, что направление вращения плазменного шнура совпадает с направлением вращения в сторону поперечного электронного дрейфа, т.е. плазменный шнур заряжен отрицательно.

Неустойчивости срыва предшествует нарастающее по амплитуде возмущение полоидального поля. Можно сказать, что один из цугов колебаний оканчивается (либо приводит) к неустойчивости срыва.

При $q(a) \geq 2,2$ структура возмущений непосредственно перед срывом соответствует моде $m = 3$, $n = 1$. При этом соответствующая резонансная поверхность находится вне плазменного шнура. Следовательно, данная мода не может являться тиринг-модой, а представляет собой поверхностную волну. Это утверждение подтверждается прямыми измерениями азимутальной компоненты полоидального поля с помощью введен-

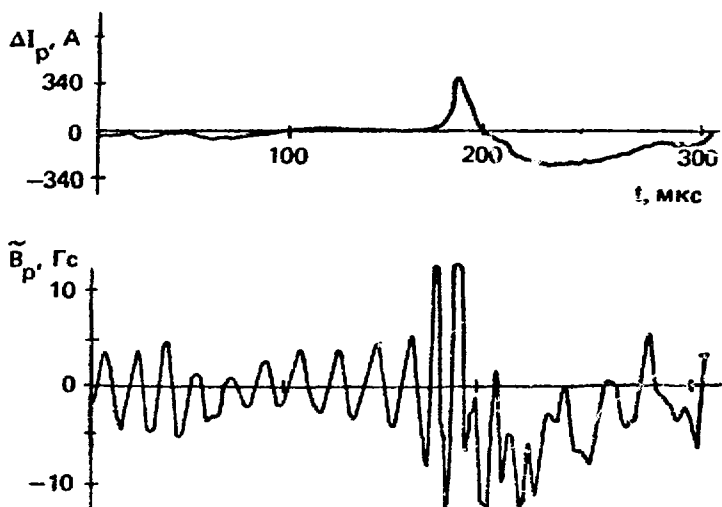


Рис. 8. Возмущение полоидального поля перед пиком, мода $m/n = 3/1$, $q(a) = 2,5$

ных в плазму зондов (рис. 9). Возмущения магнитного поля на различных радиусах находятся в фазе, что соответствует поверхностной волне, а не тиринг-моду.

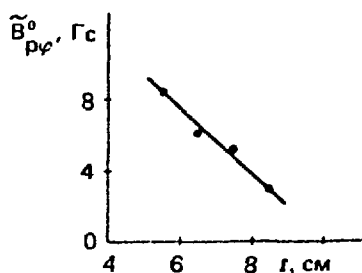


Рис. 9. Распределение по радиусу амплитуды возмущений азимутной компоненты полоидального поля, $q(a) = 2,5$

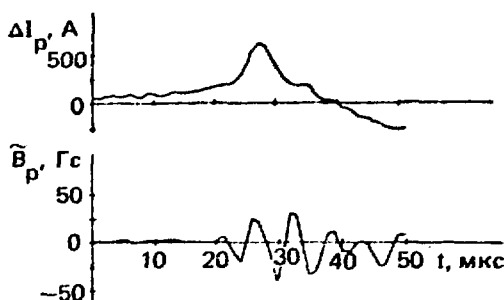


Рис. 10. Развитие высокочастотных колебаний во время неустойчивости срыва, $q(a) = 2,2$

В отдельных случаях при достаточно низких $q(a) = 2,1$ срыву может предшествовать мода $m = 2, n = 1$.

Развитие неустойчивости сопровождается резким увеличением амплитуды возмущения полоидального поля, которое достигает $\tilde{B}_{\rho}/B_{\rho}(a) \sim \sim 20 \div 30\%$ (рис. 10). Отметим, что амплитуда возмущений существенно превышает увеличение полоидального поля, вызванное возрастанием тока ($\Delta B_{\rho}/B_{\rho}(a) \sim 5\%$). Частота колебаний магнитного поля составляет 250 – 350 кГц, что значительно превышает частоту колебаний на квазистационарной стадии разряда. Высокочастотные колебания возникают за 5 – 10 мкс (1 – 2 периода) до подъема тока в пичке и достигают максимальной амплитуды в момент максимума тока либо через 5 – 10 мкс. Далее в течение 20 – 50 мкс высокочастотные колебания плавно затухают. Характерно, что в течение пичка тока приблизительно укладывается один период колебаний. Более того, если пичок тока имеет сложную структуру, то высокочастотные колебания сфазированы с модуляцией тока в пичке.

Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют однозначно определить модовую структуру высокочастотных колебаний. Однако можно отметить следующую закономерность. Колебания на всех зондах находятся в фазе за исключением самого внешнего зонда, который находится в противофазе с остальными зондами. Предположительно, такое распределение B_{ρ} может соответствовать низкой моде $m = 2$ или $m = 1, n = 0$.

Если длительность пичка тока превышает 15 – 20 мкс, то можно четко выделить низкочастотную составляющую (рис. 11). В момент пичка полои-

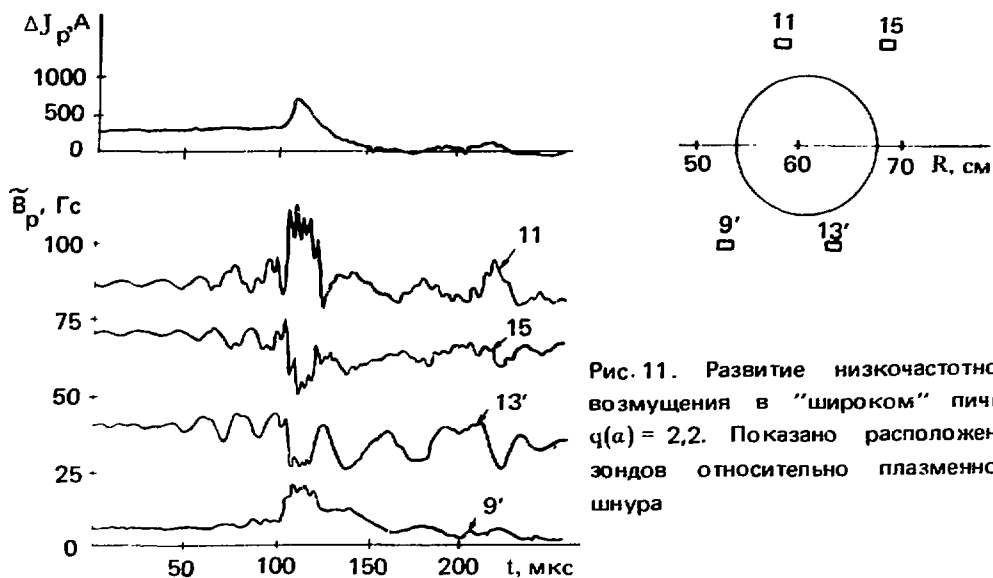


Рис. 11. Развитие низкочастотного возмущения в "широком" пичке, $q(a) = 2,2$. Показано расположение зондов относительно плазменного шнура

дальное поле на внешней стороне тора уменьшается, а на внутренней увеличивается. Такое возмущение может соответствовать либо сдвигу плазменного шнура внутрь, либо возникновению отрицательного тока на внешней стороне тора.

6. ИНТЕНСИВНОСТЬ СВЕЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Одновременно с пичком тока происходят изменения интенсивности свечения спектральных линий. Интенсивность свечения водородной линии D_β возрастает по всему сечению плазменного шнура. Свечение более "горячих" линий (NIV, OV) имеет другой характер. Одновременно с подъемом тока происходит увеличение свечения "горячих" линий на периферии и, возможно, незначительно падает интенсивность свечения центральной области шнура (рис. 12).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Неустойчивость срыва наблюдалась в условиях, когда плазменный шнур мог свободно перемещаться вдоль большого радиуса. Для сбора информации, а также накопления и архивизации экспериментальных данных применялась многоканальная измерительная система "Сапфир-2", состоящая из микро-ЭВМ, многоканальных цифровых регистраторов и регистратора на базе многоканального аппарата точной магнитной записи.

1. В области $q(a) \geq 2,2$ перед пичком тока развиваются цуги возмущений полоидального поля $m = 3$, $n = 1$, являющиеся поверхностной волной (при достаточно низких $q(a) \leq 2,2$ перед пичком развивается мо-

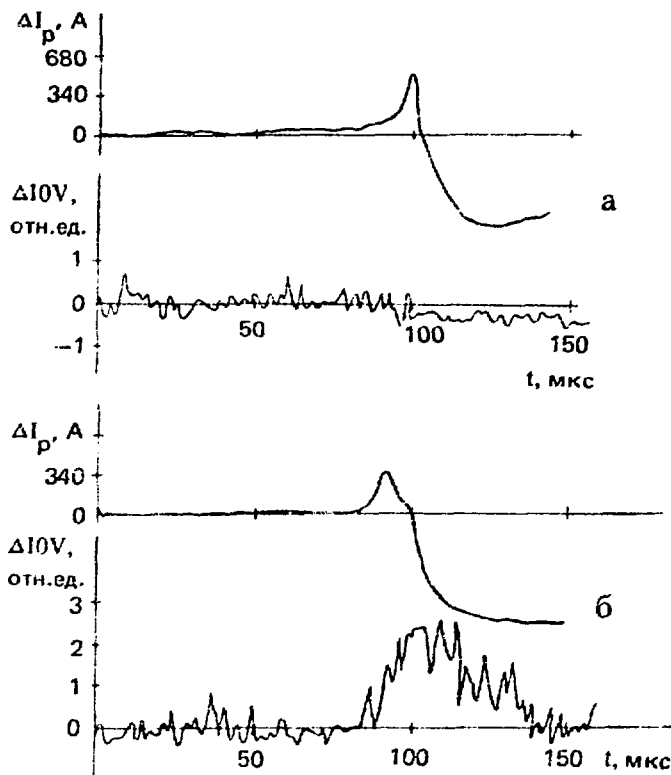


Рис. 12. Изменение интенсивности свечения спектральной линии OV по центральной и краевой хордам во время пичка: а — $Z = 0$ см; б — $Z = -6$ см

да $m = 2$, $n = 1$). Один из цугов возмущения оканчивается неустойчивостью срыва.

2. Величина пичка тока — $5\% I_p$ и не зависит от $q(a)$. После пичка ток не обрывается до нуля. Величина падения тока после пичка возрастает с уменьшением $q(a)$. Спад тока после пичка происходит в три этапа с различной скоростью. На первом этапе $dI_p/dt \sim 1 \cdot 10^8$ А/с, на втором $(2 \div 3) \cdot 10^7$ А/с и на третьем $5 \cdot 10^6$ А/с.

3. Во время неустойчивости срыва существенно меняется характер возмущений полоидального поля. Неустойчивости сопутствуют вспышка высокочастотных $f = 250 \div 300$ кГц возмущений V_p и низкочастотные выбросы длительностью 20 — 30 мкс.

Одной из задач следующего этапа экспериментов следует считать определение модовой структуры высокочастотных возмущений, развивающихся во время срыва.

Список литературы

1. Горбунов Е.П., Разумова К.А. Влияние сильного магнитного поля на магнитогидродинамическую устойчивость плазмы и удержание заряженных частиц в установке "Токамак". — Атомная энергия, 1963, т. 15, № 5, с. 363 — 370.
2. Мирнов С.В., Семенов И.Б. О природе крупномасштабных неустойчивостей в токамаке. — ЖЭТФ, 1971, т. 60, № 6, с. 2105 — 2112.
3. Sauthoff N.R., Von Goeler S., Stodiek W. A study of disruptive instabilities in the PLT tokamak using X-ray techniques. — Nucl. Fusion, 1978, vol. 18, № 10, p. 1445 — 1458.
4. Мережкин В.Г. Структура возмущений магнитного поля при развитии неустойчивости срыва в установке Токамак-6. — Физика плазмы, 1978, т. 4, № 2, с. 275 — 296.
5. Муховатов В.С. Токамаки. — В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. — М.: ВИНТИ, 1980, с. 60 — 67.
6. Robinson D.C., McGuire K. Magnetic islands and disruptions in the TOSCA tokamak. — Nucl. Fusion, 1979, vol. 19, № 1, p. 115 — 119.
7. Hicks H.R., Carreras B., Holmes J.A., Waddell B.V. Interaction of tearing mode of different pinch in cylindrical geometry: ORNL/TM-6096, 1977.
8. Мирнов С.В. Внутренние возмущения при срыве в токамаке и их стабилизация. — Физика плазмы, 1981, т. 7, вып. 4, с. 795 — 802.
9. Kadomtsev V.V. Behaviour of disruptions in tokamaks. — 11th Eur. Conf. Eur. Phys. Soc. Plasma Phys. Div., Aachen, 5 — 9 Sept., 1983. Invit. Pap., p. 217 — 226.
10. Данилов А.Ф., Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П., Попов А.М. Образование и эволюция магнитных островов в плазме токамака. — Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 2, с. 213 — 219.
11. Waddell B.V., Carreras B. Nonlinear interactions of tearing modes in highly resistive tokamaks. — Phys. Fluids, 1979, vol. 22, № 5, p. 896 — 910.
12. Захаров Л.Е. Винтовые равновесия и винтовые неустойчивости плазмы с током. — Физика плазмы, 1981, т. 7, вып. 1, с. 18 — 40.
13. Бортников А.В., Бревнов Н.Н. Физические принципы и конструкция установки токамак Т-13: Препринт ИАЭ-3277/8. — М., 1980.
14. Абрамов А.В., Белашов В.И., Бортников А.В. и др. Удержание энергии в плазме токамака Т-13 при изменении большого радиуса плазменного шнура: Препринт ИАЭ-4089/7. — М., 1985.
15. Корнеев С.В., Макашин И.Н., Роговенко А.С. и др. Микропроцессорная система сбора информации на базе многоканальных цифровых регистраторов. — В кн.: Тез. докл. 2-го Всесоюзного семинара по

- автоматизации научных исследований в ядерной физике и смежных областях. — Новосибирск, 1982, с. 127 — 128.
16. Макашин И.Н. Многоканальный цифровой регистратор в стандарте КАМАК. — В кн.: Тез. докл. 2-го Всесоюзного семинара по автоматизации научных исследований в ядерной физике и смежных областях. — Новосибирск, 1982, с. 129 — 130.
 17. Каржавин Ю.А., Мосейко Н.И. Микропроцессорные контроллеры МК-1 и МК-2 для работы в системах с распределенными ресурсами. — В кн.: Сб. тр. 10-го Международного симпозиума по ядерной электронике. — Дрезден, 1980, с. 120 — 124.
 18. Zhogolev V.E., Putvinskii S.V. Effect of conducting vacuum chamber on the compression along the major radius of a tokamak plasma column. — Nucl. Fusion, vol. 22, № 7, p. 947 — 951.

Редактор О.В. Базанова
Технический редактор Н.И. Мазаева
Корректор Г.Я. Кармадонова

Т-13670. 10.06.85. Формат 60x90/16. Уч.-изд. л. 1,0
Тираж 138. Индекс 3624. Заказ 1005

Отпечатано в ИАЭ

РУБРИКАТОР ПРЕПРИНТОВ ИАЗ

1. Общая, теоретическая и математическая физика
2. Ядерная физика

3. Общие проблемы ядерной энергетики
4. Физика и техника ядерных реакторов
5. Методы и программы расчета ядерных реакторов

6. Теоретическая физика плазмы
7. Экспериментальная физика плазмы и управляемый термоядерный синтез
8. Проблемы термоядерного реактора

9. Физика конденсированного состояния вещества
10. Физика низких температур и техническая сверхпроводимость
11. Радиационная физика твердого тела и радиационное материаловедение

12. Атомная и молекулярная физика
13. Химия и химическая технология

14. Приборы и техника эксперимента
15. Автоматизация и методы обработки экспериментальных данных
16. Вычислительная математика и техника

Индекс рубрики дается через дробь после основного номера ИАЗ.



Препринт ИАЭ-4194/7. М., 1985

