

УДК 533.9.07

ВЛИЯНИЕ НАПУСКА БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ НА СРЫВ РАЗРЯДА В ТОКАМАКЕ Т-10

М.М. Дрёмин, В.Г. Капралов, А.Я. Кислов, Д.А. Кислов, В.А. Крупин, С.В. Крылов,
Э.О. Кулешин, С.Г. Мальцев, В.Г. Мережкин, Г.Е. Ноткин, Ю.Д. Павлов, Д.В. Сарычев*

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

**СПб ГПУ, Санкт-Петербург, Россия*

Срывы разряда в крупных токамаках и будущих реакторах являются серьёзной проблемой, ограничивающей срок их службы. Представлены результаты исследований влияния напуска благородных газов на динамику развития срыва разряда в токамаке Т-10. Срывы разряда вызывались разными способами: наращиванием плотности плазмы до предельной и/или инъекцией дейтериевой или примесной (углеродной) макрочастицы. Инжекция благородных газов (гелия, аргона или ксенона) проводилась как в стационарной стадии для инициации срыва разряда, так и во время спада тока. Обнаружено, что спад тока при срыве разряда в Т-10 происходит в две фазы (медленную и быструю), отличающиеся существенно разным характерным временем. Инжекция дейтериевых макрочастиц при параметрах имеющегося инжектора не влияет на динамику спада тока, а массивный напуск благородных газов при высоком давлении приводит к переходу спада тока из медленной фазы в быструю и инициации вторичных МГД-возмущений во время не слишком быстрого спада тока, а также к подавлению пучка ускоренных электронов.

Ключевые слова: срыв разряда, инжекция макрочастиц, массивный напуск газов, МГД-возмущение, ускоренные электроны, подавление.

EFFECT OF NOBLE GAS INJECTION ON DISCHARGE DISRUPTION IN T-10 ТОКАМАК

M.M. Dremin, V.G. Kapralov, A.Ya. Kislov, D.A. Kislov, V.A. Krupin, S.V. Krylov, E.O. Kuleshin,
S.G. Maltsev, V.G. Merezhkin, G.E. Notkin, Yu.D. Pavlov, D.V. Sarychev*

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

**St. Petersburg State Polytechnical University, St. Petersburg, Russia*

Discharge disruptions in large tokamaks and future reactors constitute a serious problem limiting their lifetime. Results of investigation of noble gas injection effects on discharge disruption in T-10 tokamak are presented. Disruptions were initiated by different methods — density rump-up to the limit level and/or injection of deuterium or impurity (carbon) pellet. Injection of noble gases (He, Ar, Xe) was produced both during steady state and current quench phase of discharge disruption. It was found that current quench during discharge disruption develops in two phases (slow and fast) which differs by a considerably unlike time scales. Injection of deuterium pellet don't change the current quench behavior at parameters provided by available injector, and noble gas puffing by high pressure jets (massive gas injection — MGI) can transfer current quench from slow to fast phase during the phase of not too fast current rump-down and suppress runaway electron beam formation.

Key words: discharge disruption, pellet injection, MGI, MHD-perturbations, runaway electrons, suppression.

ВВЕДЕНИЕ

Срывы разряда представляют собой серьёзную проблему для крупных токамаков, причём не только для современных установок, но даже в большей степени для ИТЭР и будущих реакторов. Срывы являются сложным процессом, в развитии которого можно выделить две основных стадии — резкое уменьшение температуры и энергосодержания плазмы (тепловой спад) и спад тока разряда. На первой стадии главным неблагоприятным фактором является сильно неравномерное поступление тепловых потоков в дивертор и на компоненты, обращённые к плазме, сопровождаемое перегревом и повреждением участков их поверхности, на второй — большие электромагнитные нагрузки на проводящие конструкционные элементы и развитие пучков убегающих электронов (УЭ) [1]. В крупных токамаках энергия этих электронов может достигать нескольких десятков МэВ, и они могут переносить значительную долю разрядного тока, так что попадание такого пучка на компоненты, обращённые к плазме, тоже может вызвать их повреждение. Для смягчения последствий срывов был предложен ряд способов. Для изотропизации поступления энергии на компоненты, обращённые к плазме, основным методом является интенсивная инжекция вещества в виде газа (Massive Gas Injection — MGI) или макрочастиц из элементов с большим Z (как правило, благородных газов) или дейтерия. Этот метод исследовался в экспериментах на

ряде современных токамаков (JET, JT-60U, DIII-D, TEXTOR, Tore Supra, Alcator C-Mod [2—7]) и показал свою действенность. Инжекция большого количества газа может предотвратить также развитие пучков УЭ из-за увеличения силы трения. Оказалось, однако, что для этого необходимо инжектировать такое количество газа, которое создаст недопустимо большую нагрузку на систему вакуумной откачки токамака. Ещё одним из факторов, препятствующих развитию пучков УЭ, являются магнитные флуктуации. Они могут возникать в плазме как самопроизвольно, так и возбуждаться внешними обмотками [8]. В больших токамаках создание магнитных возмущений внешними обмотками не может обеспечить достаточно малого времени реакции на возникновение пучков УЭ. Эти соображения привели к предложению нового метода подавления УЭ путём инициации магнитных возмущений за счёт инжекции плотной газовой струи. Оценки показали, что необходимое для этого количество инжектированного газа на порядок меньше, чем для столкновительного торможения УЭ [9].

Как известно, пучки ускоренных электронов появляются в результате двух процессов. Исходным является так называемый драйсеровский механизм, в котором количество УЭ увеличивается из-за диффузии электронов в пространстве скоростей из тепловой области в область убегания. Второй механизм — лавинный — обусловлен столкновительным взаимодействием убегающих и тепловых (или связанных) электронов, при котором энергия, приобретаемая тепловым электроном, достаточна для попадания в область убегания. Коэффициент умножения при развитии лавины составляет e^α , где $\alpha \sim I/I_A \ln \Lambda$ (I — ток разряда в МА, $I_A \approx 0,02$ МА — альфвеновский ток, $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм) [10]. Для установки ИТЭР $\alpha \sim 50$, так что коэффициент умножения составит e^{50} и лавинный механизм развития пучков УЭ будет основным. На токамаках среднего размера коэффициент размножения имеет существенно более низкие значения $\sim 3,5$ —5 (TEXTOR [11]). Это приводит к тому, что основным механизмом развития пучков УЭ является драйсеровский и они намного менее интенсивные или практически отсутствуют. На T-10 в большинстве разрядов со срывами также не наблюдалось заметного жесткого рентгеновского излучения, что говорит об отсутствии лавинного размножения убегающих электронов. Поэтому с учётом интересов ИТЭР [9] основное внимание уделялось исследованию возможности развития и подавления пучков УЭ в фазе спада тока. Параметры плазмы в этой фазе до сих пор были известны недостаточно хорошо, что не позволяло делать обоснованные теоретические оценки. Поэтому цели экспериментов на токамаке T-10 заключались в определении основных параметров плазмы на фазе спада тока и проверке возможности инициации МГД-возмущений (вторичных срывов) во время спада тока.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Постановка экспериментов. Эксперименты на T-10 проводились, в основном, в режиме с тороидальным полем $B_T = 2,4$ Тл, током плазмы $I_p = 250$ кА ($q \approx 3$) и средней линейной плотностью плазмы до срыва $\bar{n}_e \approx 4 \cdot 10^{19}$ м⁻³ при положении плазменного шнура примерно в центре вакуумной камеры ($\Delta \approx 0$). В отдельных сериях разрядов ток плазмы составлял 300—320 кА, начальное смещение плазмы по горизонтали Δ изменялось от -3 до $+3$ см.

Инициация срыва разряда осуществлялась путём относительно медленного наращивания плотности плазмы до предельного значения с помощью стандартной системы газонапуска, использовавшейся для обеспечения требуемого хода плотности с помощью системы обратной связи, инжекцией газа из быстрого импульсного клапана и/или инжекцией дейтериевой или примесной (углеродной) макрочастицы. Для воздействия на процессы в стадии спада тока использовалась инжекция дейтериевых макрочастиц или газовой струи различных благородных газов — гелия, аргона и криптона.

Диагностика и оборудование. Одной из основных задач этих экспериментов было исследование характеристик плазмы перед срывом и в стадии токового спада. Для этих целей использовались следующие диагностики: измерения электротехнических параметров, плотности плазмы микроволновым (6—8 каналов) и лазерным (6 каналов) интерферометрами, интенсивности электронно-циклотронного излучения (ЕСЕ) на второй гармонике (18 каналов), томсоновского рассеяния, мягкого рентгеновского излучения (2 набора по 32 пространственных канала), жёсткого рентгеновского излучения (монитор, $E > 100$ кэВ), радиационных потерь (обзорный болометр и набор из 16 коллимированных AXUV-

детекторов), структуры магнитных возмущений (анализатор сигналов с 24 магнитных зондов), интенсивности оптических линий дейтерия и примесей (углерода), а также тормозного континуума. К сожалению, большая часть этих диагностик могла давать информацию только в квазистационарной стадии разряда, а в особенно интересующей нас стадии спада тока большая их часть по разным причинам давала недостоверные сведения. В связи с тем, что на стадии спада тока параметры плазмы сильно отличались от параметров квазистационарной стадии (высокая электронная плотность, низкая температура), оптическая диагностика была дополнена пятью каналами. Это позволяло проводить хордовые измерения интенсивности излучения со спектральным разрешением $0,2\text{--}0,3 \text{ \AA}$, что требовалось как для определения ионной температуры, так и для выделения уровня тормозного континуума плазмы на фоне плотного спектра молекулярных линий для определения электронной концентрации. Характер свечения в диафрагменном сечении регистрировался с помощью эндоскопа с временным разрешением $0,25\text{--}0,5 \text{ мс}$.

В этих экспериментах для инъекции дейтериевых макрочастиц использовался восьмиствольный инжектор, формирующий цилиндрические частицы из твёрдого дейтерия диаметром $1,2\text{--}1,5 \text{ мм}$, длиной $2,5 \text{ мм}$ с количеством частиц $(1\text{--}2)10^{20}$ и скоростью $500\text{--}1200 \text{ м/с}$. Для создания интенсивного газового потока использовались два электромагнитных клапана. Один из них размещался на фланце установки на расстоянии $\sim 0,8 \text{ м}$ от границы плазмы и мог работать при давлении газа до 20 атм . Он создавал поток частиц до 10^{23} с^{-1} при задержке между подачей напряжения на клапан и его открытием $\sim 1,6 \text{ мс}$. Реальное быстроедействие этого клапана определялось также и временем полета до плазмы газовой струи, которое составляло $\sim 1 \text{ мс}$. По предварительным оценкам [9] начальное давление газа в струе должно составлять $\sim 100 \text{ атм}$. Учитывая его быстрое падение при распространении струи, был разработан подвижный газовый клапан на высокое давление, головка которого с выходным отверстием могла придвигаться вплотную к границе плазмы.

Вследствие конструктивных особенностей клапана задержка между подачей запускающего импульса и его открытием составляла $4\text{--}6 \text{ мс}$. После ряда усовершенствований она была уменьшена до $\sim 2 \text{ мс}$. Величина газового потока измерялась с помощью датчика, основанного на эффекте Вентури, чувствительность которого составляла $5,6 \cdot 10^9 \text{ Па} \cdot \text{см}^3 / (\text{с} \cdot \text{В})$. Дополнительная калибровка датчика производилась по изменению давления в известном объёме после нескольких импульсов инъекции газа. Реально в стендовых испытаниях этот клапан был испытан на давление до 75 атм . При этом максимальный поток инжектированных частиц достигал 10^{24} с^{-1} . Однако поскольку напуск такого количества газа приводил к сильному ухудшению вакуума и перегрузке системы откачки токамака, в плазменных экспериментах давление газа в клапане было ограничено уровнем 60 атм .

Одной из проблем проведения таких экспериментов является необходимость хорошей синхронизации работы инжекторов и клапанов с динамикой развития срыва. Запуск инжектора макрочастиц производился как от общей системы синхронизации токамака, так и по достижении определённого уровня МГД-активности или по отрицательному всплеску (пичку) на напряжении обхода, который является обязательным предшественником последующего спада тока. Для этого был изготовлен специальный электронный блок синхронизации, который генерировал также импульс, инициирующий переключение в системе питания обмотки вихревого поля, в результате которого отключалась система автоматического регулирования тока плазмы, а тиристорный преобразователь источника питания вихревого поля переводился в режим почти нулевого выходного напряжения. Это уменьшало вклад этого источника в напряжение на обходе и лучше соответствовало условиям экспериментов на установке ИТЭР.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Характер развития срыва в токамаке Т-10. Типичные сценарии развития срыва в разрядах с инициацией срыва по предельной плотности и инъекцией макрочастицы в Т-10 приведены на рис. 1—2.

На этих рисунках I_p — ток плазмы, U_l — напряжение на обходе, MHD — сигнал, характеризующий уровень МГД-активности и пропорциональный произведению амплитуды второй моды на её частоту, HXR — сигнал жёсткого рентгеновского излучения, ECE — сигнал ЭЦ-излучения на второй гармонике, AXUV — сигнал с AXUV-детектора, Δ — смещение плазменного шнура по горизонтали.

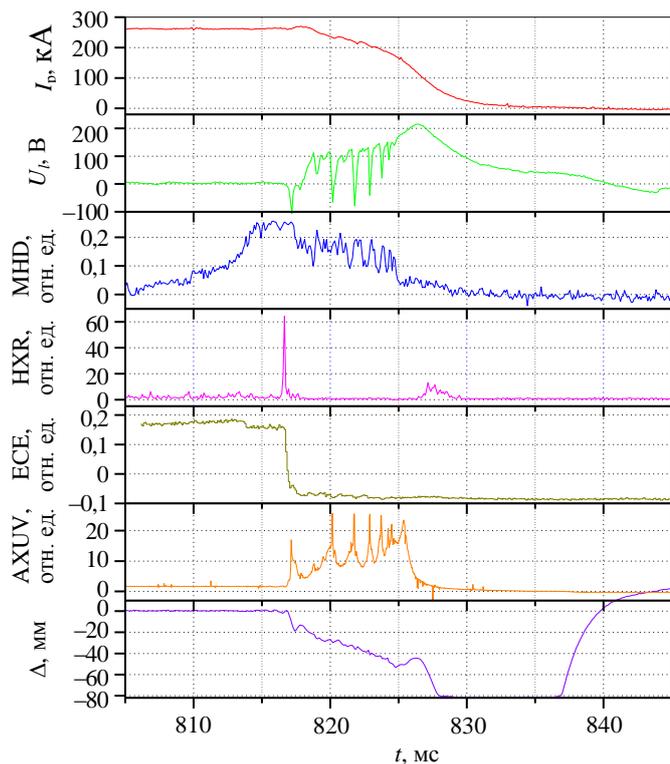


Рис. 1. Характеристики плазмы при срыве разряда по предельной плотности (№ 58 696)

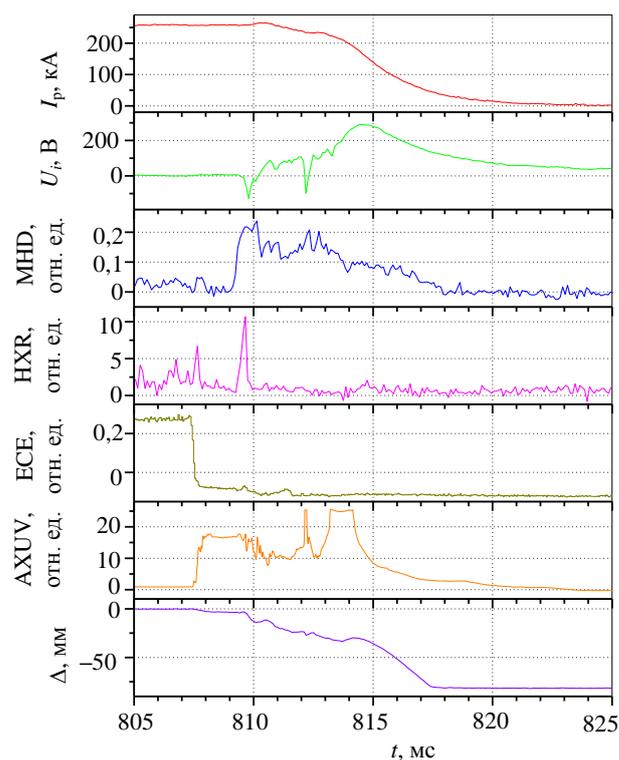


Рис. 2. Характеристики плазмы при срыве разряда инжекцией макрочастицы (№ 58 934)

Как видно, общий характер развития срыва в этих случаях в целом подобен и сводится к тому, что перед стадией спада тока наблюдаются развитие МГД-возмущений, отрицательный пичок на напряжении обхода и кратковременная вспышка жёсткого рентгеновского излучения. При срыве по предельной плотности развитие МГД-возмущений происходит постепенно, а тепловой спад и вспышка жёсткого рентгена происходят по достижении ими определённого уровня. При инициации срыва инжекцией макрочастицы или резким дополнительным напуском газа первый тепловой спад происходит до развития МГД-возмущений, а в момент отрицательного пика напряжения и всплеска жёсткого рентгена наблюдается ещё один, более слабый, тепловой спад. Этот финальный тепловой спад с последующим спадом тока может происходить с задержкой от 2 до 75 мс. Величина этой задержки зависит от размера макрочастицы и характеристик разряда. В процессе развития срыва наблюдаются рост радиационных потерь (до уровня 2 МВт, который в 10 раз превышает уровень потерь перед срывом) и смещение плазмы внутрь по большому радиусу, которые связаны с усилением взаимодействия плазмы со стенкой и уменьшением её энергосодержания.

Как видно на рис. 1—2, спад тока происходит, как правило, в две фазы — «медленную» и «быструю». На первой постоянная спада тока $\tau = I/\dot{I}$ превышает 10—15 мс. Длительность этой фазы может меняться от нескольких до десятков мс. Во время этой фазы обычно наблюдается один или несколько отрицательных пиков на напряжении обхода, коррелированных с всплесками на сигналах AXUV-детекторов и связанных, по-видимому, с релаксационными процессами во внутренних областях плазмы (см. рис. 1). Момент перехода от медленной фазы к быстрой примерно соответствует максимуму напряжения на обходе.

Следует отметить, что динамика срыва зависит от положения плазменного шнура по большому радиусу. В экспериментах смещение шнура варьировалось от +3 до -3 см, при этом величина запаса устойчивости q оставалась постоянной, поскольку рельсовая диафрагма ограничивает радиус плазменного шнура по вертикали $a_L = 30$ см, а кольцевая диафрагма имеет радиус 33 см. При смещении шнура внутрь ($\Delta = -3$ см) длительность медленной фазы была минимальна ($\Delta t \leq 3$ мс), в то время как при смещении $\Delta = 0$ — +3 см длительность медленной фазы была нестабильна и могла достигать нескольких десятков мс. Максимальная скорость спада тока \dot{I}_{\max} при $\Delta = -3$ см в 1,5—2 раза превосхо-

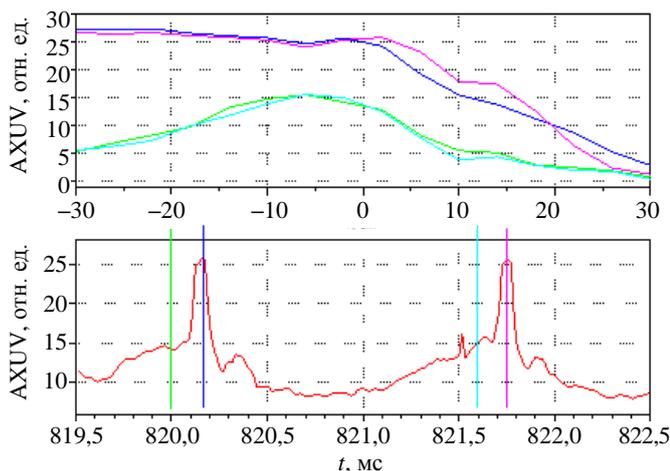


Рис. 3. Изменение хордовых распределений радиационных потоков в процессе релаксационных колебаний (№ 58 696)

плазмы. На быстрой фазе постоянного спада тока τ обычно не превышала 5 мс, а пички на напряжении обхода отсутствовали. В это время происходило смещение плазменного шнура внутрь (в сторону сильного магнитного поля), которое соответствовало временному ходу сигналов AXUV-детекторов, показывающих значительное увеличение взаимодействия плазмы с внутренней стенкой в момент пичка (рис. 3).

На этом рисунке видно, что после интенсивного взаимодействия с внутренней стенкой в момент развития неустойчивости происходит постепенное восстановление профиля излучения до момента развития следующей вспышки неустойчивости.

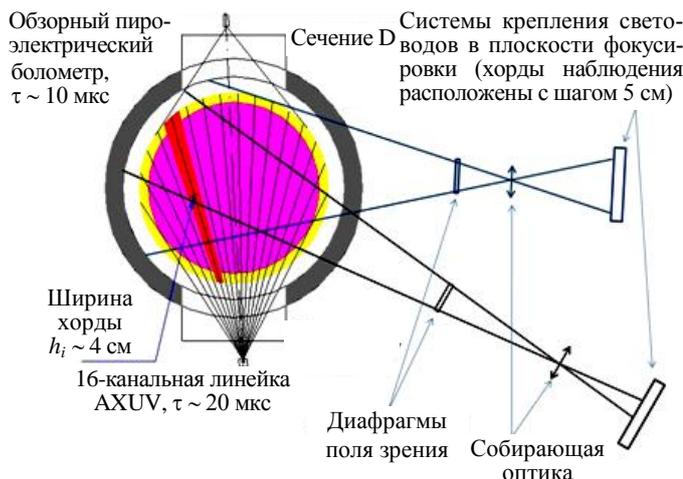


Рис. 4. Схема спектроскопических и AXUV-измерений на T-10

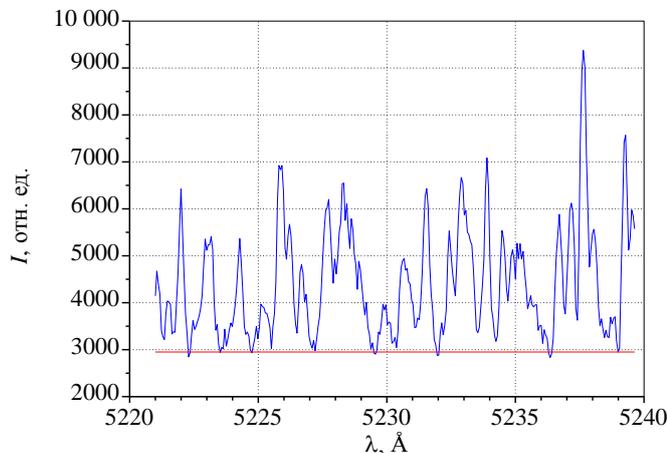


Рис. 5. Интенсивность излучения в «континуумном» окне $\lambda = 5221\text{—}5251 \text{ \AA}$, красная линия — уровень тормозного континуума (№ 58 696)

дила её значение при смещении шнура наружу, в соответствии с изменением \dot{I}_{\max} менялось и максимальное значение напряжения обхода.

Отметим также, что в разрядах с током больше, чем в базовом сценарии, как правило, наблюдались срывы с единственным пичком на напряжении обхода. Таким образом, можно отметить следующую тенденцию: с ростом тока плазмы (уменьшением q) фаза медленного спада тока сокращается. Поскольку в процессе срыва большую роль играет взаимодействие плазмы со стенкой [1], естественно связать сокращение фазы медленного спада тока с усилением этого взаимодействия, которое зависит от состояния стенки и энергосодержания плазмы, растущего с увеличением тока.

Оценки параметров плазмы на стадии спада тока. По причинам, указанным в разделе «Диагностика и оборудование», оценки величин плотности плазмы и ионной температуры на стадии спада тока были сделаны с использованием данных спектроскопических измерений, схема которых показана на рис. 4.

Измерения интенсивности излучения проводились в спектральном диапазоне длин волн в известном континуумном окне $\lambda = 5221\text{—}5251 \text{ \AA}$ для определения электронной концентрации, а также в окрестности линии иона $C^{+5} \lambda = 5291 \text{ \AA}$ для оценки ионной температуры по доплеровскому уширению линии. Измерения на стадии срыва проводились с периодом 4 мс, время экспозиции составляло 1 мс.

На рис. 5 приведён спектр, снятый в континуумном окне.

Как видно, он состоит из молекулярного квазиконтинуума и тормозного континуума. Обработка этих спектров сводилась к тому, что на каждой хорде наблюдения выделялся уровень интенсивности тормозного континуума, по которому вычислялись средние по хордам значения электронной концентрации. Полученное таким образом изменение во времени величины средней концентрации по центральной хорде после срыва показано на рис. 6.

На этом же рисунке показаны временной ход интенсивности линии C^{+5} и величины ионной температуры, оцененной по результирующему вдоль хорды наблюдения уширению линии иона C^{+5} . В момент времени, соответствующий быстрому спаду тока вблизи максимума напряжения обхода (см. рис. 1), свечение иона C^{+5} пропадает, что свидетельствует о резком уменьшении электронной температуры. Следует отметить, что интенсивность линии иона C^{+5} на стадии медленного спада тока более чем на два порядка превышает её значение в устойчивой стадии разряда. В условиях сильной связи электронного и ионного компонентов ($n_e \geq 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) можно ожидать, что температура электронов и ионов будет близка ($T_e \approx T_i \approx 60 \text{ эВ}$). При таких низких значениях T_e интенсивность линии иона C^{+5} с потенциалом возбуждения 490 эВ должна быть крайне низкой. Столь сильное увеличение интенсивности линии C^{+5} может быть связано как с влиянием рекомбинации, так и с наличием надтепловых электронов в стадии разряда с релаксационными колебаниями. Эта оценка T_e согласуется с тем, что после теплового спада интенсивность излучения второй гармоники электронно-циклотронного излучения падает в ~ 15 раз, что соответствует падению T_e до уровня $\sim 70 \text{ эВ}$, и справедлива при условии отсутствия отсечки, хотя высокое среднее значение n_e не гарантирует выполнения этого условия.

Хордовые распределения ионной температуры на медленной и быстрой фазах спада тока показаны на рис. 7.

Оценки средней по сечению электронной температуры $\langle T_e \rangle$ на фазе быстрого спада тока можно также сделать, используя соотношение $\tau_{cd}/S = L_p/2\pi R_0/\eta$, где η — удельное сопротивление при Спитцеровской проводимости ($\eta = 0,58 \cdot 10^{-14} \cdot Z \cdot \ln \Lambda \cdot T_e^{-3/2}$; L_p — полная индуктивность шнура; S — площадь поперечного сечения шнура; $\tau_{cd} = I/\dot{I}$ — характерное время спада тока). Эти оценки для фазы быстрого спада тока для $\tau_{cd}/S = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ с/м}^2$, $Z \approx 1$ и $\ln \Lambda = 18$ дают значение $\langle T_e \rangle \approx 7 \text{ эВ}$, которое примерно соответствует значениям на рис. 7.

Близкие оценки T_e следуют и из сильного уменьшения интенсивности излучения линии HeI при напуске гелия на быстрой стадии спада тока. Оно говорит о значении электронной температуры в 4—5 раз ниже энергии возбуждения линии HeI, составляющей $\sim 23 \text{ эВ}$.

Влияние инжекции вещества на динамику срыва и генерацию ускоренных электронов. На первом этапе этих исследований проводились эксперименты с инжекцией последовательности дейтериевых макрочастиц, моделирующих инжекцию газовой струи на стадии спада тока. Они не дали чётких свидетельств их влияния на развитие срыва. Одной из причин этого может являться низкая температура плазмы на этой стадии, в связи с чем макрочастицы из твёрдого D_2 («ледяные») могли пролетать плазму без заметного испарения и ионизации. Инжекция более рыхлых («снежных») макрочастиц также не произвела заметного эффекта.

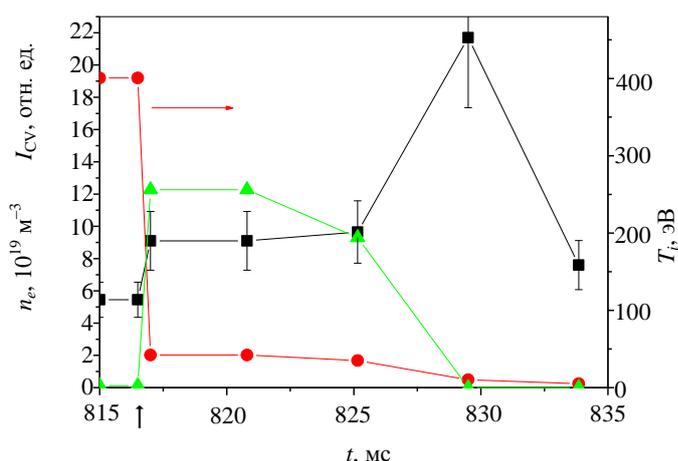


Рис. 6. Изменение электронной концентрации (■), ионной температуры (●) и интенсивности линии иона C^{+5} I_{CV} (▲) после начала срыва тока (№ 58 696): чёрная стрелка — момент первого пика на напряжении обхода

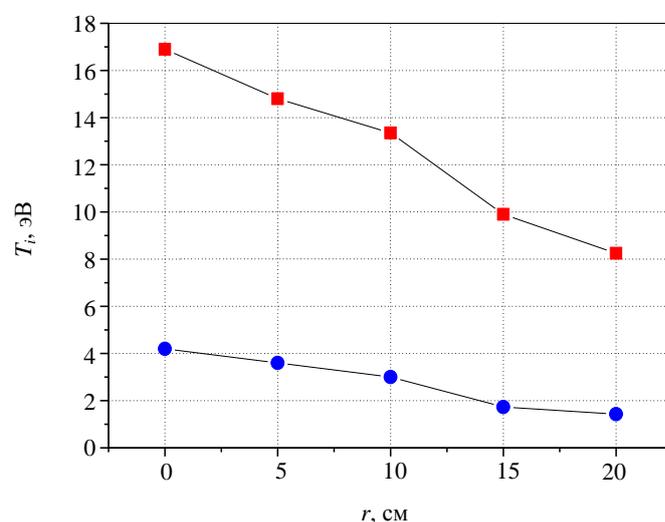


Рис. 7. Хордовые распределения ионной температуры на «медленной» (■, He II 4686 Å) и «быстрой» (●, He II 6678 Å) фазах срыва тока

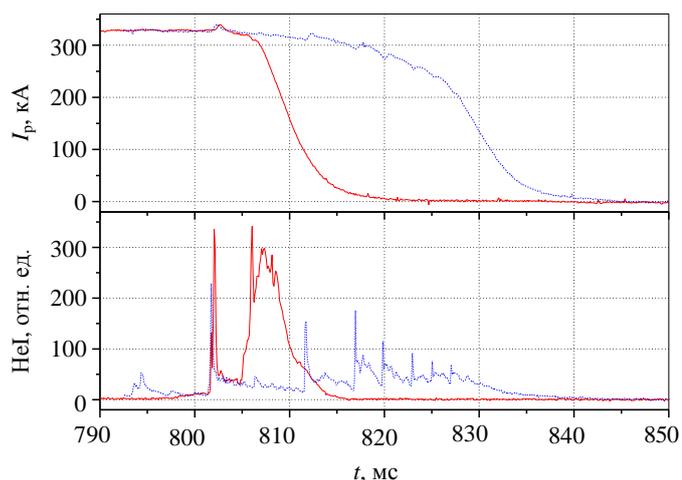


Рис. 8. Изменение разрядного тока в срыве для разрядов: с инъекцией гелия (синий пунктир — № 59 964) и без инъекции (красная сплошная линия — № 59 965), а также интенсивности линии гелия в них

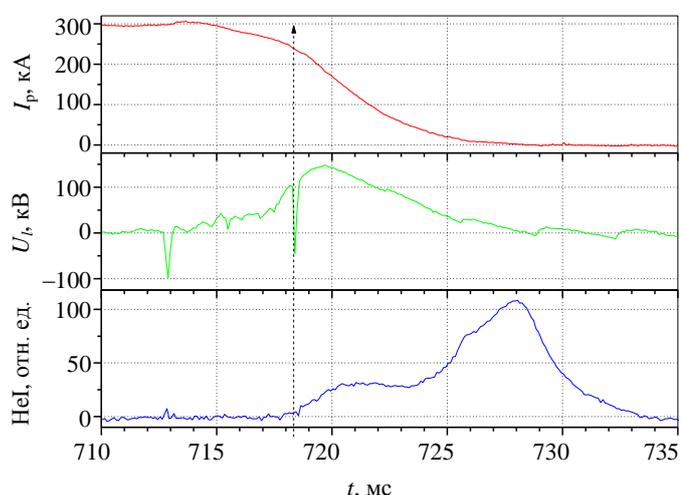


Рис. 9. Эволюция I_p , U_1 и HeI при инъекции гелия: $P = 0,8$ МПа, $\tau = 12,5$ мс (№ 60 568)

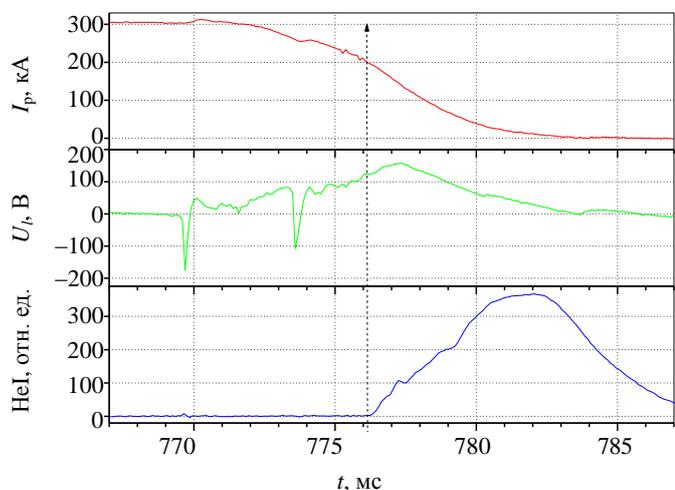


Рис. 10. Эволюция I_p , U_1 и HeI при инъекции гелия: $P = 5,0$ МПа, $\tau = 5,5$ мс (№ 60 470)

На втором этапе проводились эксперименты с инъекцией гелия с интенсивностью потока $(1,2—2)10^{22} \text{ с}^{-1}$ в стадии спада тока. Показано, что такая инъекция позволяет перевести спад тока из медленной фазы в быструю (рис. 8).

В соответствии с изложенными во введении соображениями основным искомым эффектом в данных экспериментах являлась возможность инициации МГД-возмущений в стадии спада тока. Поэтому далее целью экспериментов на Т-10 было выявление таких возмущений, идентифицируемых (ввиду сложности интерпретации в этой стадии сигналов МГД-зондов) по появлению пиков напряжения на обходе, свидетельствующих о перестройке магнитной конфигурации. В экспериментах с гелием инъекция газовой струи производилась в моменты времени, соответствующие различным постоянным спада тока $4 \text{ мс} \leq \tau \leq 25 \text{ мс}$. Типичные временные зависимости напряжения на обходе, тока плазмы и интенсивности свечения линии гелия HeI в таких разрядах представлены на рис. 9.

Видно, что в момент поступления в плазму гелия возникает отрицательный пик на напряжении обхода, который больше по амплитуде пика в начале развития спада тока и сопровождается небольшой особенностью на временном ходе тока плазмы. Такие отрицательные пики на напряжении обхода всегда возникали в случае, когда инъекция гелиевой струи происходила в такие моменты времени, в которых постоянная спада тока была больше ~ 10 мс. Регулярное появление пиков в этом диапазоне τ , коррелированное с поступлением гелия в плазму, наблюдалось в широком интервале значений давления газа в струе от 0,5 до 3 МПа. Однако если инъекция гелия производилась на стадии быстрого спада тока, то даже при большом давлении газа в струе пики напряжения в момент инъекции не появлялись (рис. 10).

Эксперименты с инъекцией аргона и криптона проводились в режимах с током плазмы ~ 250 кА при расположении плазменного шнура по центру камеры (горизонтальное смещение $\Delta = 0$ см). В этих экспериментах с инициацией срыва инъекцией газа удалённым клапаном

наблюдалась хорошая воспроизводимость временного хода спада тока после его начала. На рис. 11 и 12 представлены два разряда: на рис. 11 демонстрируется возникновение пика при инъекции Ar в «медленную» фазу спада тока; на рис. 12 представлен разряд, в котором эффект отсутствует, поскольку Ar инжектируется в фазу «быстрого» спада тока.

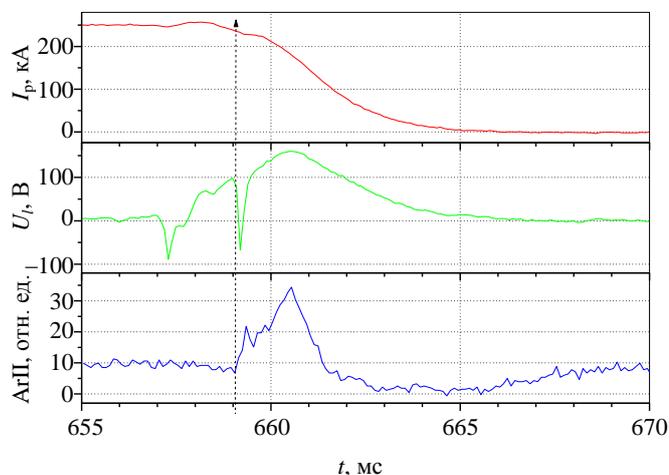


Рис. 11. Эволюция I_p , U_l и ArII при инъекции аргона: $P = 1,2$ МПа, $\tau = 8$ мс (№ 60 787)

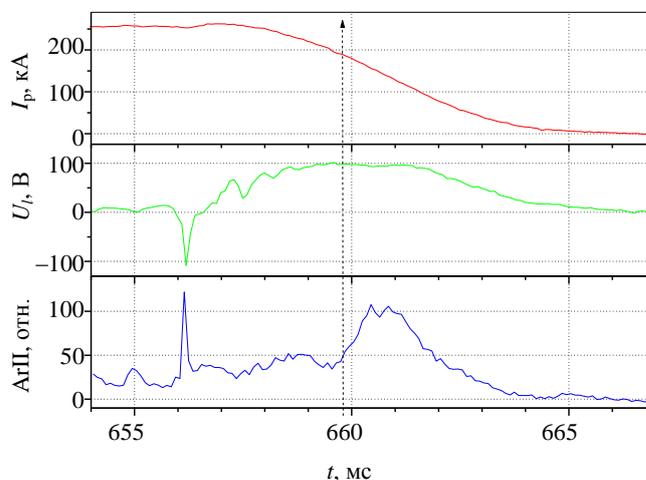


Рис. 12. Эволюция I_p , U_l и ArII при инъекции аргона: $P = 1,2$ МПа, $\tau = 5$ мс (№ 60 771)

Небольшое количество аналогичных экспериментов было проведено с инъекцией криптона. В этих экспериментах наблюдалась такая же картина, т.е. при небольшой скорости спада тока инъекция газа приводила к появлению пика на напряжении обхода (рис. 13), тогда как при скорости спада тока >30 МА/с ($\tau \approx 7$ мс) она уже не давала заметного эффекта (рис. 14).

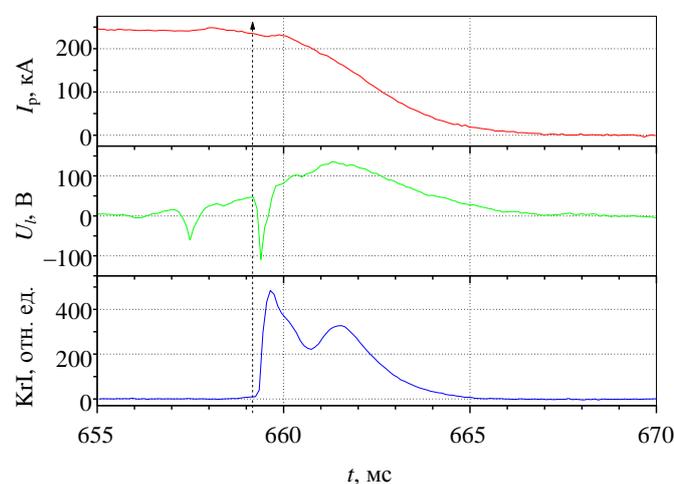


Рис. 13. Эволюция I_p , U_l и KrI при инъекции криптона: $P = 0,8$ МПа, $\tau = 15$ мс (№ 60 827)

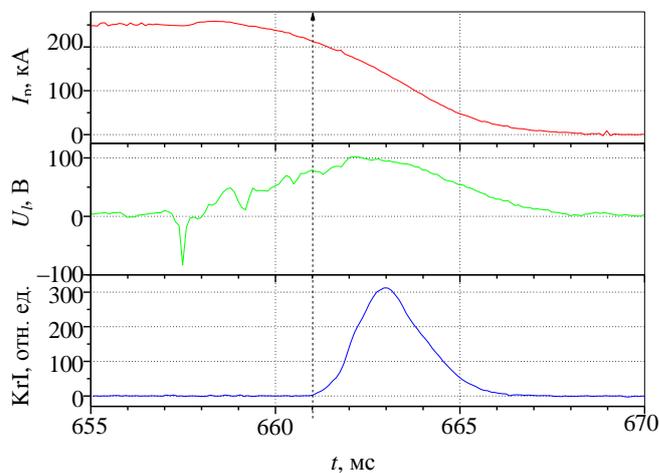


Рис. 14. Эволюция I_p , U_l и KrI при инъекции криптона: $P = 0,8$ МПа, $\tau = 6,7$ мс (№ 60 806)

Таким образом, генерация отрицательных пиков на напряжении обхода в момент инъекции тяжелых благородных газов (Ar, Kr) на стадии спада тока наблюдалась при несколько меньших значениях постоянной спада тока $\tau > 8$ мс (для He $\tau > 10$ мс), и их амплитуда была в $\sim 1,5$ раза больше. В области значений $\tau < 8$ мс эффект также отсутствовал.

Следует отметить, что во время возникновения пика напряжения, вызванного инъекцией газа из быстрого клапана, на изображении лимитерного сечения, полученного с помощью эндоскопа (рис. 15), появляются особенности, связанные, по-видимому, с возникновением и эволюцией модовой структуры (кадры 4—5).

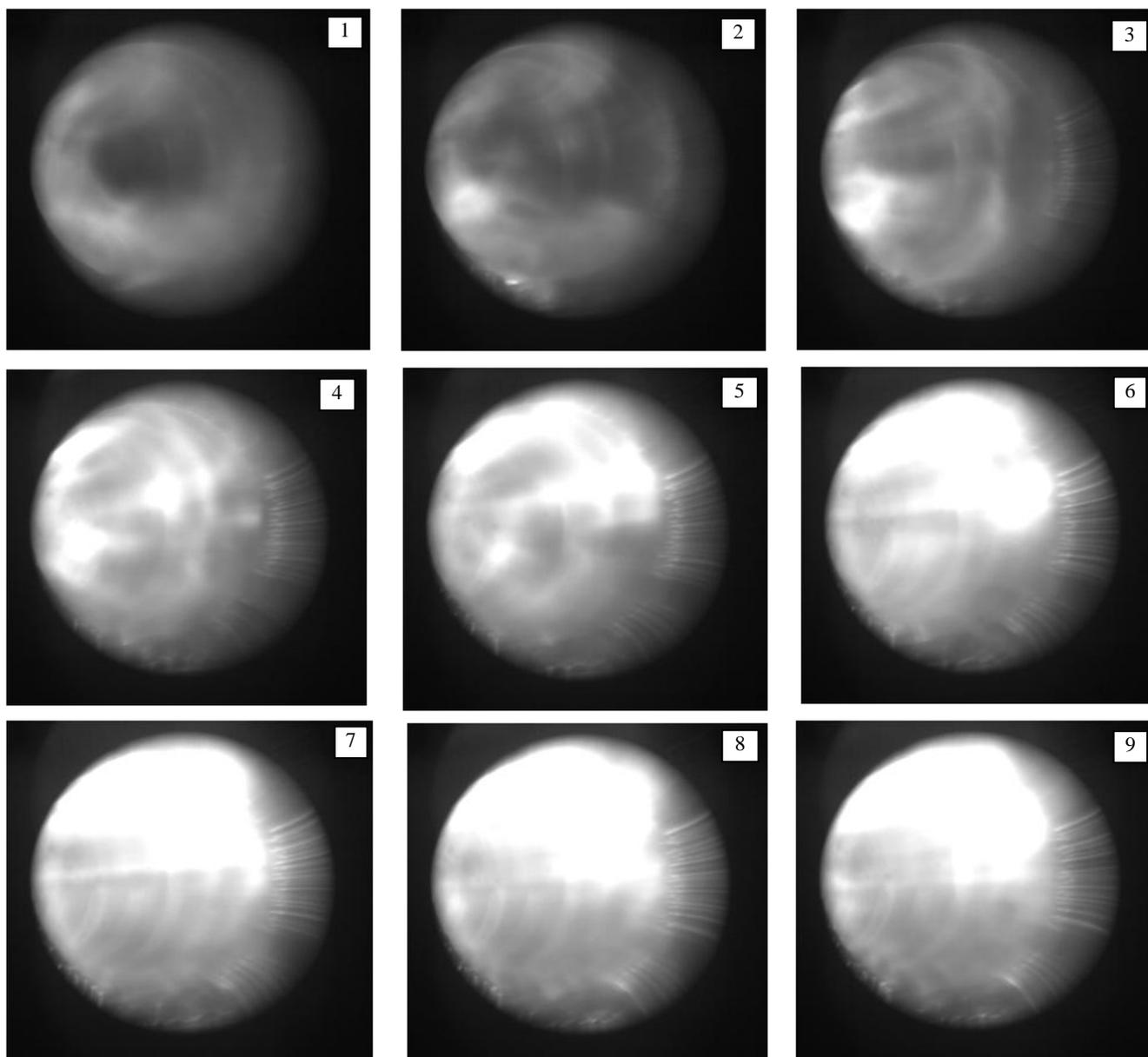


Рис. 15. Свечение плазмы в лимитерном сечении в фазе срыва тока

Признаком развития пучка УЭ является наличие жёсткого рентгеновского излучения, возникающего при выходе пучка на диафрагму или стенку. В обычных условиях всплеск жёсткого рентгеновского излучения при срыве разряда на Т-10 наблюдается примерно в максимуме МГД-активности одновременно с тепловым спадом (см. рис. 1, 2). В интересующий нас период быстрого спада тока, как правило, такого сигнала жёсткого рентгеновского излучения не наблюдалось. Поэтому основное внимание было уделено подбору режимов с всплеском жёсткого рентгеновского излучения на этой стадии спада тока и влиянию инжекции газовой струи на поведение этого излучения как более информативного и непосредственно отражающего наличие или отсутствие уходящих электронов. Анализ разрядов, проводившихся ранее, показал, что факторами, способствующими развитию вторичного пучка ускоренных электронов на стадии спада тока, являются повышение тока плазмы и её энергосодержания. Поэтому впоследствии исследовались, в основном, режимы разряда с током около 300 кА и начальным смещением до ± 3 см. В этих режимах, кроме первого всплеска жёсткого рентгеновского излучения, вызванного выбросом пучка УЭ при развитии МГД-активности, удавалось получить устойчиво воспроизводимый ещё один всплеск этого излучения на стадии спада тока, вызванный выходом снова развившегося пучка (рис. 16).

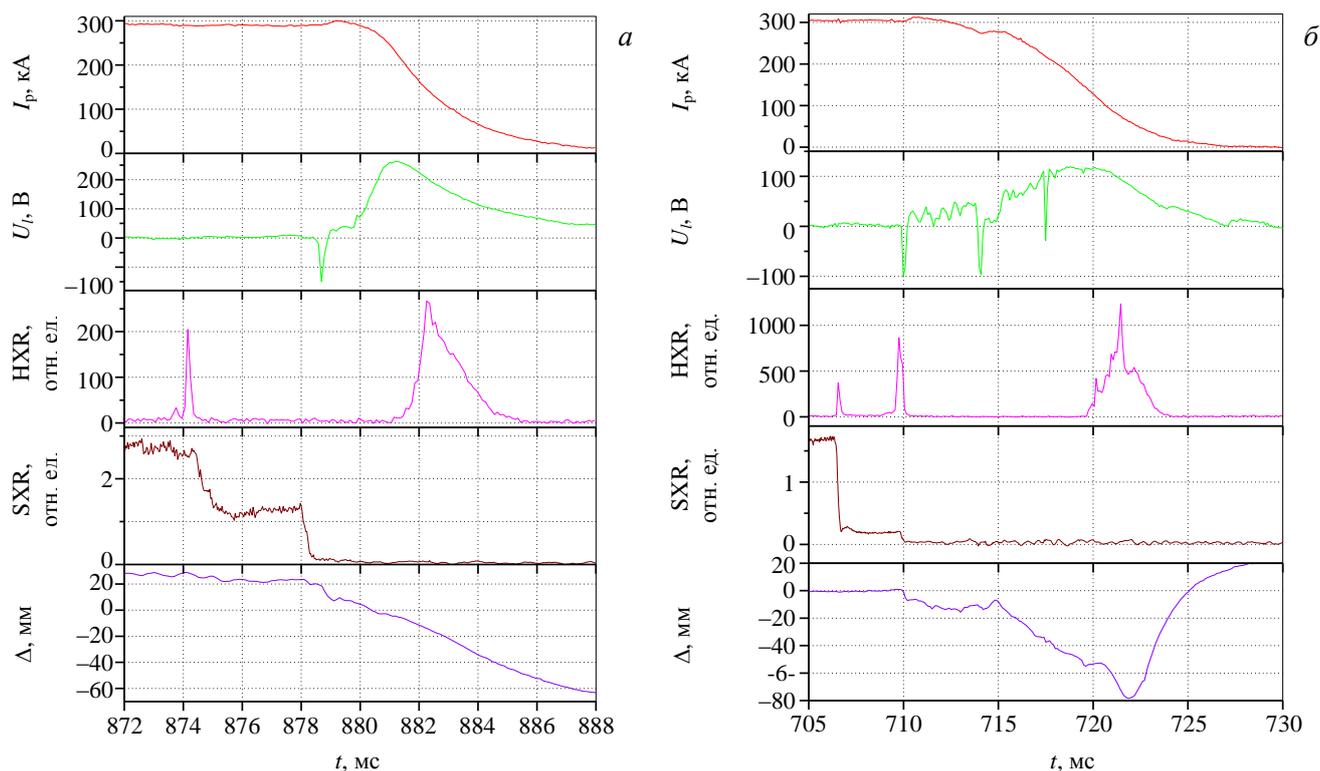


Рис. 16. Развитие срыва разряда при напуске газа (*a* — № 60 248) и инъекции макрочастицы (*б* — № 60 280) с всплеском жёсткого рентгеновского излучения (HXR) на стадии быстрого спада тока

В обоих вариантах инициации срыва наблюдалось чёткое влияние инъекции гелия клапаном на развитие пучка УЭ. Заблаговременная инъекция газа приводила к полному подавлению образования пучка (рис. 17).

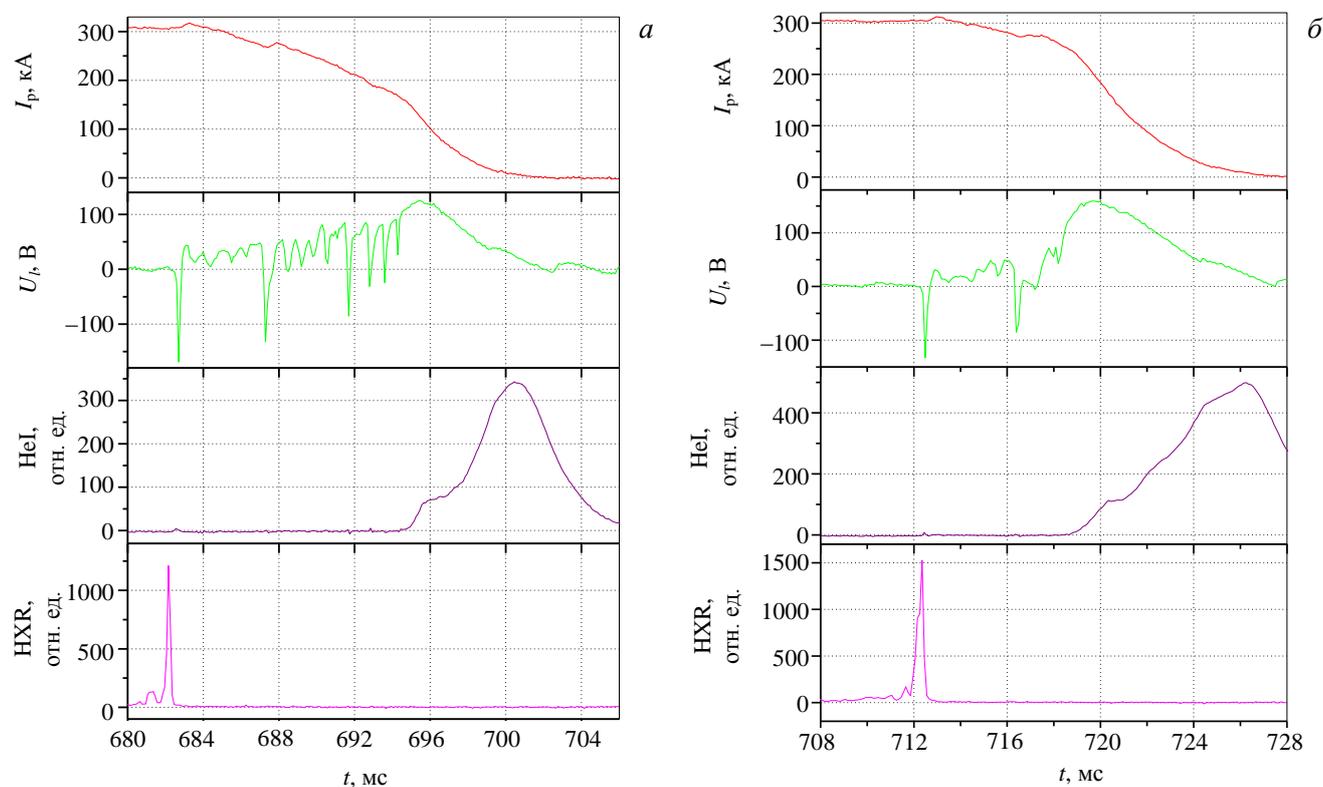


Рис. 17. Подавление жёсткого рентгеновского излучения при инъекции гелия клапаном в срыв, вызванный предельной плотностью (*a*, № 60 267) и инъекцией дейтериевой макрочастицы (*б*, № 60 281): He I — интенсивность линии He I

При большой задержке между началом спада тока и моментом поступления гелия в плазму снова наблюдался всплеск жёсткого рентгеновского излучения, свидетельствующий о развитии пучка ускоренных электронов (рис. 18).

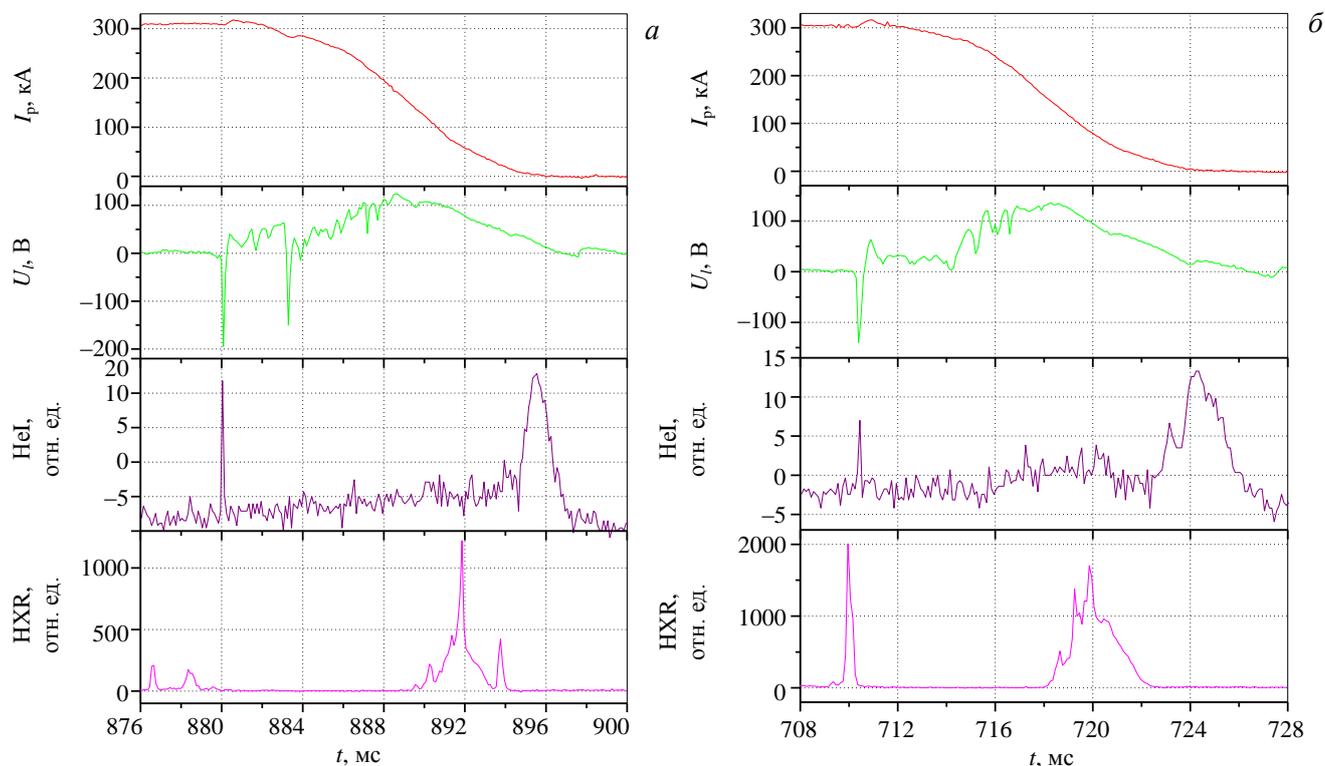


Рис. 18. Появление жёсткого рентгеновского излучения при поздней инжекции гелия в срыв по предельной плотности (а, № 60 268) и с инжекцией макрочастицы (б, № 60 283)

Следует отметить, что, как уже отмечалось во введении, на стадии спада тока «лавиный» механизм образования пучка УЭ в Т-10, по-видимому, не работает и наблюдаемые сигналы жёсткого рентгеновского излучения связаны с «драйсеровскими» электронами. Интенсивность пучков таких электронов по сравнению с «лавиными» намного меньше, и их подавление, скорее всего, не связано с развитием МГД-возмущений, а вызвано столкновительным торможением. Аргументом в пользу такого заключения является ещё и отсутствие пиков на напряжении обхода в этом случае.

Таким образом, в первых экспериментах на токамаке Т-10 с инжекцией интенсивных газовых струй было реализовано изменение магнитной конфигурации в фазе спада тока и инициированы крупномасштабные МГД-возмущения только в медленной фазе спада тока. В стадии быстрого спада тока МГД-возмущения не возникали, несмотря на использование струй как лёгких (He), так и тяжёлых (Ar, Kr) благородных газов.

Этот результат, возможно, связан с тем, что потоки газов в данных экспериментах ($\sim 10^{24} \text{ с}^{-1}$) были недостаточны для этих целей. Они ограничивались системой откачки установки и общим количеством напускаемого газа. В дальнейшем планируется увеличение потока газов до $\sim 10^{25} \text{ с}^{-1}$ с сохранением или даже уменьшением полного количества напускаемых частиц за счёт уменьшения длительности открытия быстрого клапана.

Как показали эксперименты, в фазе быстрого спада тока величина электронной температуры по разным оценкам составляет 4—7 эВ. При такой низкой температуре газовая струя слабо взаимодействует с плазмой, что может привести к отсутствию искомого эффекта — возбуждения вторичных МГД-возмущений и перестройки магнитной конфигурации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На токамаке Т-10 проведены эксперименты по исследованию возможности создания МГД-возмущений и подавлению пучка ускоренных электронов на стадии спада тока в срыве разряда плазмы путём инжекции газовой струи.

С этой целью был разработан подвижный газовый клапан, который мог устанавливаться в непосредственной близости от поверхности плазменного шнура. Он создавал потоки частиц до 10^{24} с^{-1} при давлении до 7,5 МПа и длительности газового импульса 4—5 мс. Этот предельный поток частиц в экспериментах определялся производительностью вакуумной системы установки T-10.

Срыв разряда вызывался различными способами: с помощью инжекции крупных дейтериевых макрочастиц, по предельной концентрации и с помощью мощного импульсного напуска гелия. Во всех этих случаях наблюдались фазы «медленного» и «быстрого» спада тока (до 30 и 80 МА/с соответственно). В фазе «медленного» спада тока, как правило, наблюдались спонтанные отрицательные пички напряжения, которые отсутствовали в «быстрой» фазе.

Исследования проводились в режимах с разрядным током 250—300 кА при значении $q = 3—2,4$. Для создания возмущения использовались благородные газы He, Ar и Kr. В этих экспериментах было показано, что:

— генерация МГД-возмущения на стадии срыва тока, которая идентифицировалась по отрицательному пичку на напряжении обхода, возникает только при значениях постоянной спада $\tau = l/I \geq 10$ мс;

— область значений τ , при которых генерируется пичок, не зависит от давления инжектированного газа в исследованном диапазоне от 0,5 до 5 МПа и практически не зависит от сорта газа (He, Ar, Kr);

— инжекция газовой струи в «медленную» фазу спада тока переводит её в «быструю» с генерацией отрицательного пичка напряжения.

На T-10, как правило, не наблюдается развития пучков убегающих электронов и/или их ускорения до большой энергии (>100 кэВ). Вместе с тем в разрядах со специальными сценариями, способствующими развитию таких пучков на быстрой фазе спада тока, их генерацию можно подавить путём своевременной инжекции газа.

Авторы выражают благодарность А.М. Стефановскому, В.С. Муховатову и С.В. Путвинскому за плодотворные дискуссии, П.В. Резниченко за помощь в подготовке инжектора дейтериевых макрочастиц, А.М. Какуруину за содействие в обработке сигналов магнитных зондов, а также всему коллективу, обеспечившему работу токамака T-10.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (госконтракт № 16.518.11.7004), ГК «Росатом» (госконтракт № Н.4ф.45.90.11.1021) и ITER Organization (контракт № IO/CT/10/4300000221).

REFERENCES

1. **ITER Physics Basis.** — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, pp. 2321—2373.
2. **Lehnen M. et al.** — In: 36 EPS Conf. on Plasma Phys., 2009, 33E, O-2.001.
3. **Bakhtiari M. et al.** — Nucl. Fusion, 2002, vol. 42, pp. 1197—1204.
4. **Hollmann E.A. et al.** — Ibid., 2005, vol. 45, pp. 1046—1055.
5. **Finken K.H. et al.** — Ibid., 2001, vol. 41, pp. 651—1661.
6. **Reux C. et al.** — Ibid., 2010, vol. 50, p. 095006.
7. **Granetz R.S. et al.** — Ibid., 2007, vol. 47, pp. 1086—1091.
8. **Yoshino R., Tokuda S.** — Ibid., 2000, vol. 40, pp. 1293—1309.
9. **Putvinski S.V., Zakharov L.E., Kukushkin A.S.** ITER_D_335UCW.
10. **Rosenbluth M.N., Putvinski S.V.** — Nucl. Fusion, 1997, vol. 37, pp. 1355—1362.
11. **Bozhenkov S.A. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2008, vol. 50, p. 105007.

AUTHORS

Dremin M.M. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Dremin_MM@nrcki.ru

Kapralov V.G. St. Petersburg State Polytechnical University, u. Politekhnikeskaya 29, 195251 St. Petersburg, Russia

Kislov A.Ya. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Kislov_AY@nrcki.ru

Kislov D.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Kislov_DA@nrcki.ru

Krupin V.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Krupin_VA@nrcki.ru

Krylov S.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Krylov_SV@nrcki.ru

Kuleshin E.O. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Kuleshin_EO@nrcki.ru

Maltsev S.G. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Malzev_SG@nrcki.ru

Merezhkin V.G. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Merezhkin_VG@nrcki.ru

Notkin G.E. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Notkin_GE@nrcki.ru

Pavlov Yu.D. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Pavlov_YD@nrcki.ru

Sarychev D.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Sarychev_DV@nrcki.ru

Received 11 September 2012
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2012, issue 4, pp. 58—70.