УДК 522.8.623.2

СТАБИЛИЗАЦИЯ СРЫВА ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-10 С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СВЧ-НАГРЕВА И СИСТЕМЫ ИНДУКЦИОННОГО ПОДДЕРЖАНИЯ ТОКА

*П.В. Саврухин, Е.А. Шестаков, А.А. Борщеговский, А.И. Ермолаева, А.М. Какурин, С.Г. Мальцев,
Ю.Д. Павлов, Д.В. Рыжаков, Д.В. Сарычев, Д.С. Сергеев, А.В. Сушков, А.В. Храменков*

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Эксперименты на токамаке Т-10 продемонстрировали возможность восстановления устойчивых режимов разряда и предотвращения формирования пучков ускоренных электронов ($E_{\gamma} \sim 150$ кэВ) после теплового коллапса в срыве при высокой плотности с использованием СВЧ-нагрева и программируемой работы системы омического поддержания тока. Плазменный разряд может быть восстановлен после теплового коллапса при достаточно высокой мощности дополнительного нагрева плазмы $P_{\text{EC}}/P_{\text{OH}} > 2\text{—}5$ и при кратковременном использовании повышенной мощности системы электропитания ($P_{\text{ps}} > 10\text{—}20 P_{\text{OH}}$). Восстановление разряда сопровождается стабилизацией всплеск магнетогидродинамических (МГД) мод и предотвращением развития пучков надтепловых электронов. Численное моделирование показало, что подавление надтепловых электронов в этих условиях может быть связано с устранением повышенных электрических полей, индуцированных при перезамыкании магнитных силовых линий, и с уменьшением «равновесного» электрического поля за счёт увеличения температуры плазмы при дополнительном нагреве. Обсуждается возможность безопасного гашения плазменного разряда после срыва энергии в токамаке-реакторе с использованием дополнительного нагрева и управляемого снижения тока плазмы.

Ключевые слова: токамак Т-10, срыв плазмы, убегающие электроны.

RESTORATION OF THE PLASMA STABILITY DURING DENSITY LIMIT DISRUPTION IN T-10 TOKAMAK USING ECRH AND OHMIC POWER SUPPLY SYSTEMS

*P.V. Savrukhnin, E.A. Shestakov, A.A. Borshegovskij, A.I. Ermolaeva, A.M. Kakurin, S.G. Maltsev, Yu.D. Pavlov,
D.V. Ryzhakov, D.V. Sarychev, D.S. Sergeev, A.V. Sushkov, A.V. Khramenkov*

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

Experiments in the T-10 tokamak have demonstrated possibility of control of the plasma current and prevention of formation of the non-thermal ($E_{\gamma} \sim 150$ keV) electron beams after an energy quench at the density limit disruption using electron cyclotron heating and controlled operation of the Ohmic power supply system. Quasi-stable plasma operation can be restored after an energy quench using high auxiliary $P_{\text{EC}}/P_{\text{OH}} > 2\text{—}5$ and high Ohmic power supply ($P_{\text{ps}} > 10\text{—}20 P_{\text{OH}}$). Optimal conditions of the plasma discharge recovery after an energy quench using auxiliary heating are identified. Prevention of the non-thermal electron beams during density limit disruption is associated with stabilization of bursts of the magnetohydrodynamic (MHD) modes and heating of the background plasma. Numerical modeling has indicated that suppression of the non-thermal electrons can be connected with elimination of the bursting electric fields induced during periodic magnetic reconnections and reduction of the «equilibrium» electric field due to increase of the bulk plasma temperature. Plasma discharge recovery after an energy quench in tokamak reactor using auxiliary heating and controllable reduction of the plasma current is discussed.

Key words: T-10 tokamak, plasma disruption, runaway electrons.

DOI: 10.21517/0202-3822-2017-40-4-50-62

ВВЕДЕНИЕ

Неустойчивость срыва плазмы [1] является одной из основных проблем при проектировании токамака-реактора [2—4]. Повышенные электромагнитные нагрузки и локализованные тепловые потоки, возникающие при развитии срыва, а также формирование высокоэнергетичных пучков ускоренных электронов (E_{γ} до 30—50 МэВ), могут приводить к разрушению внутрикамерных элементов и повреждению конструкции токамака. Неустойчивость плазменного разряда начинается, как правило, с развития магнетогидродинамических (МГД) возмущений и появления одного или нескольких малых срывов, приводящих к быстрой, за время порядка $dt \sim 0,05\text{—}0,1$ мс, потере запасённой в плазме тепловой энергии (тепловой коллапс). Серия малых срывов характеризуется усилением взаимодействия плазмы с внутрикамерными элементами и сопровождается поступлением примесей в центральные области разряда с последующей потерей равновесия плазменного шнура и началом распада тока плазмы. Заключи-

тельный этап срыва характеризуется резким спадом тока плазмы (токовый срыв) и возможной потерей вертикальной устойчивости. Одной из основных задач современных исследований является поиск путей предотвращения перехода к наиболее опасной стадии токового срыва после появления МГД-возмущений. Несмотря на надёжную идентификацию МГД-возмущений, предсказание неустойчивости срыва затруднено из-за быстрого временного масштаба развития возмущений плазмы. Это существенно усложняет проектирование и практическую реализацию методик стабилизации срывов на основе систем обратных связей с временной задержкой, требуемой для активации систем стабилизации, не более $dt \sim 1\text{—}5$ мс [3, 4]. Исследование условий формирования плазменных разрядов с замедленной скоростью нарастания возмущений и разработка методик восстановления устойчивости плазмы до перехода к фазе токового срыва являются важными задачами современных экспериментов [3].

В экспериментах на токамаках рассматриваются различные методики предотвращения («стабилизации») срыва. Такие методики используются, как правило, при появлении МГД-возмущений на начальной стадии срыва до теплового коллапса. Управление МГД-возмущениями обеспечивается за счёт формирования устойчивых профилей давления и тока плазмы с использованием систем дополнительного нагрева и поддержания тока, а также за счёт компенсации МГД-возмущений внешними резонансными магнитными полями [3]. Наиболее подробно исследованная методика стабилизации МГД-возмущений основывается на использовании дополнительного СВЧ-нагрева плазмы как при стационарном вводе СВЧ-мощности, так и при периодическом нагреве в заданных областях магнитных островов в режиме обратных связей в установках JFT-2M [5], T-10 [6], TCV [7], DIII-D [8]. Проведённые эксперименты показали, что нагрев плазмы и поддержание тока с помощью СВЧ-волн обеспечивают возможность подавления МГД-возмущений и «стабилизации» (задержки) срыва в широком диапазоне изменения параметров плазмы. К сожалению, такие методы обеспечивают стабилизацию возмущений только при низких инкрементах нарастания и относительно небольшой амплитуде МГД-возмущений перед срывом плазмы, в то время как применимость этих методов при тепловом коллапсе требует дополнительных исследований [9, 10]. Более того, задание порогов включения систем стабилизации затруднено из-за резкого и часто непредсказуемого изменения инкрементов нарастания возмущений.

В условиях недостаточной надёжности систем «стабилизации» срыва после теплового коллапса на крупных токамаках используются методики безопасной остановки («гашения») разряда, включая инжекцию макрочастиц, напуск инертных газов и пылевых частиц DIII-D [11,12], JET [13], C-MOD Alcator [14], T-10 [15,16], ASDEX [17], TEXTOR [18]. К сожалению, несмотря на значительные успехи, достигнутые в настоящее время в экспериментальных и теоретических исследованиях [19, 20], системы «безопасного» гашения разряда в реакторных условиях оказываются недостаточно надёжными. В первую очередь, это связано с ограниченным проникновением инжектируемых частиц в высокотемпературную плазму и относительно длительным масштабом отклика систем управления в крупномасштабных установках. Более того, в условиях повышенных радиационных полей в токамаке-реакторе эффективная ионизация инжектированных газов может привести к появлению дополнительных свободных электронов с их последовательным переходом в ускорительный режим [21].

В настоящей работе рассматривается возможность поддержания, а в ряде случаев и «восстановления» квазистационарного плазменного разряда на стадии развития теплового коллапса до перехода к стадии срыва тока разряда. В предыдущих экспериментах на токамаках ASDEX [22] и T-10 [6, 10] было показано, что квазистационарная плазменная конфигурация может быть временно поддержана на стадии теплового коллапса при использовании мощной электромагнитной системы, обеспечивающей поддержание индукционного тока разряда при работе в режиме обратных связей. В этом случае, несмотря на резкое увеличение удельного сопротивления плазмы при уменьшении электронной температуры и развитии МГД-возмущений, заданный ток разряда поддерживается за счёт повышения продольного вихревого электрического поля, генерируемого токами в первичной обмотке магнитопровода и в полоидальных обмотках токамака. Возможность поддержания «квазистационарного» разряда ограничена мощностью системы электропитания токамака, требованиями к защите обмоток полоидального поля и величиной магнитного потока, запасённого в магнитопроводе. Эксперименты на токамаках ASDEX [22] и T-10 [6, 10] продемонстрировали, что для поддержания тока плазмы с помощью системы обратных связей требуется мощность в 20—100 раз выше, чем мощность электромагнитной системы, используемой для индук-

ционного поддержания тока плазмы в квазиустойчивом режиме «омического» нагрева. В частности, система обратных связей на токамаке ASDEX [22] обеспечивала поддержание тока разряда $I_p = 0,4$ МА после теплового коллапса при использовании мощности тиристорных преобразователей до 40 МВт. Повышенные требования к мощности электромагнитной системы затрудняют использование такой методики в токамаках-реакторах, проектируемых для работы в режимах с током плазмы в диапазоне $I_p \sim 10\text{—}20$ МА. Основным вопросом практического применения методики поддержания и восстановления разряда является поиск путей снижения требуемой мощности электромагнитной системы.

Анализ предыдущих экспериментов показал, что время перехода от теплового коллапса к срыву тока зависит от плазменных параметров (таких, как электронная температура и концентрация примесей на периферии плазмы), а также от динамики МГД-возмущений на начальной стадии срыва [3]. В частности, в экспериментах на токамаке JET было показано, что переход к стадии спада тока во время срыва может быть связан с уменьшением электронной температуры ниже определённого порога ($T_e \sim 5$ эВ), обеспечивающего условия для быстрого проникновения примесей из периферийных областей плазмы по всему сечению плазменного шнура [23]. Срыв тока может быть предотвращён в этих условиях за счёт дополнительного нагрева плазмы после первого теплового коллапса на начальной стадии срыва и одновременной стабилизацией МГД-возмущений. Оба эти условия могут быть обеспечены с использованием мощного СВЧ-нагрева одновременно с работой систем поддержания тока в режиме обратных связей.

В настоящей работе на основе анализа экспериментов на токамаке T-10 рассматриваются условия задержки срыва плазмы и возможность предотвращения пучков ускоренных электронов, а также моделируются условия полного восстановления плазменного разряда после теплового коллапса в режимах с высокой плотностью при использовании дополнительного нагрева с помощью СВЧ-волн и предварительно заданной работы системы электропитания токамака. В дополнение к предыдущим исследованиям на токамаке T-10 [6, 10, 21] определены оптимальные условия восстановления разряда после коллапса энергии при предельно высокой плотности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Эксперименты проводились в токамаке T-10 с круглым сечением плазменного шнура (большой радиус $R_0 = 1,5$ м и малый радиус $a_L = 0,3$ м) в режимах с величинами тока разряда $I_p = 0,08\text{—}0,30$ МА и тороидального магнитного поля $B_T = 2,1\text{—}2,9$ Тл. В качестве рабочего газа использовался дейтерий. Неустойчивость срыва была вызвана запрограммированным дополнительным напуском газа на квазистационарной стадии разряда. Предельная плотность в рассматриваемых экспериментах достигала величины $n_e \sim (2,5\text{—}4,5)10^{19} \text{ м}^{-3}$ ($n_e \sim 0,75 n_{GW}$, где n_{GW} — предел Гринвальда [3]).

Токамак T-10 оснащён системой дополнительного СВЧ-нагрева, состоящей из четырёх гиротронов общей мощностью до 2,5 МВт: 1 МВт на частоте 130 ГГц и 1,4 МВт на частоте 140 ГГц. Ток плазмы в токамаке T-10 определяется продольным электрическим полем, генерируемым трансформатором омического нагрева и набором полоидальных катушек. Форма импульса плазменного тока и значение тока контролируются системой обратных связей в соответствии с заданной программой. При резком уменьшении температуры и увеличении сопротивления плазмы для поддержания заданного в программе тока система обратных связей увеличивает амплитуду продольного вихревого поля. В режимах с низким током плазмы в токамаке T-10 разряд поддерживается при высоком напряжении на обходе тора (U_1 до 40 В) и длительность импульса ограничена запасённым магнитным потоком $F_p \sim 8,2$ Вб. При больших токах и сильном увеличении сопротивления плазмы величина требуемого для поддержания тока напряжения на обходе тора превышает максимальное напряжение, обеспечиваемое системой электропитания токамака T-10 (U_1 до 40 В). Поэтому длительность импульса тока ограничена максимальным напряжением на обходе тора U_1 до 40 В и запасённым магнитным потоком $F_p \sim 8,2$ Вб. Равновесие плазменного разряда обеспечивается воздействием полоидальных магнитных полей, удерживающих шнур с током в предварительно заданном положении.

Пространственно-временная эволюция ускоренных электронов с надтепловыми энергиями (15—150 кэВ) исследуется в токамаке T-10 с помощью детекторов CdTe с тангенциальным обзором плазменного шнура [24], кремниевых AXUV-фотодиодов [25] и радиометров ЕС [26]. Детекторы CdTe обеспечивают измерение потоков рентгеновского излучения с пространственным и временным разрешением

$\delta r \sim 7$ мм и $\delta t \sim 3$ мкс соответственно. Пространственная локализация надтепловых электронов идентифицирована в некоторых экспериментах с использованием 2D-томографических наборов детекторов CdTe (10 вертикальных и шесть «горизонтальных» детекторов с ортогональным обзором плазменного разряда) [27]. Диагностическая система AXUV состоит из набора из 16 фотодиодов, обеспечивающих измерения мощности излучения в диапазоне энергии фотонов $1 < E_{ph} < 6000$ эВ. Временное разрешение системы AXUV составляет $\delta t \sim 8\text{—}20$ мкс. Детекторы AXUV обеспечивают мониторинг излучения, возникающего во время срыва из-за радиационного рассеяния и возбуждения фоновой плазмы и примесей надтепловыми электронами [28]. Внутренняя структура МГД-возмущений определялась с помощью томографических измерений интенсивности мягкого рентгеновского излучения с помощью 2D-наборов поверхностно-барьерных кремниевых диодов [29] и газовых многопроволочных детекторов [30]. Для регистрации жёсткого рентгеновского и гамма-излучения ($E_\gamma \sim 0,5\text{—}3$ МэВ) использовались мониторы NaI(Tl), расположенные снаружи вакуумной камеры в различных сечениях токамака Т-10.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ УСТОЙЧИВОГО РАЗРЯДА В СРЫВЕ ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО СВЧ-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-10

Типичная эволюция параметров плазмы в экспериментах на токамаке Т-10 в режимах со срывом при высокой плотности и омическом нагреве показана на рис. 1. Дополнительный напуск газа на квазистационарной стадии разряда ($t > 0,6$ с) сопровождается охлаждением периферии плазменного шнура, резким нарастанием радиационных потерь и последующей дестабилизацией МГД-возмущений с доминирующими гармониками $m = 2$, $n = 1$ и $m = 1$, $n = 1$ (m , n — полоидальное и тороидальное волновые числа). Нарастание МГД-возмущений приводит к серии малых срывов ($t > 0,742$ с на рис. 1), сопровождающихся спадом интенсивности мягкого рентгеновского излучения I_{xray} (см. рис. 1, Xwda23) и последовательным охлаждением плазменного шнура. Срывы плазмы сопровождаются интенсивными всплесками надтеплого рентгеновского излучения I_{xray} (см. рис. 1, Txray3) и интенсивности радиационных потерь P_{bol} (см. рис. 1, BolD05), связываемых с ускоренными электронами, генерируемыми во внутренних областях плазменного шнура во время магнитного перезамыкания [24]. Серия малых срывов приводит к срыву тока ($t > 0,772$ с на рис. 1) и завершению плазменного разряда. Срыв тока характеризуется периодическими отрицательными всплесками на напряжении обхода (см. рис. 1, U_l) и пиками на токе разряда (I_p).

Характерной особенностью неустойчивости при предельно высокой плотности в токамаке Т-10 является появление серии малых срывов перед началом спада тока [3]. В режимах с высоким током разряда ($I_p \sim 0,25$ МА), как правило, наблюдается серия из

Рис. 1. Временная эволюция параметров плазмы при развитии срыва при предельной плотности в токамаке Т-10 ($a_L = 0,3$ м, $B_t = 2,4$ Тл): I_p — ток плазмы; $\langle n_e \rangle$ — электронная плотность; dB_p — амплитуда МГД-возмущений, $m = 2/n = 1$; U_l — напряжение на обходе тора; T_{ec} — электронная температура; I_{EC} — интенсивность надтеплого ЭЦ-излучения; P_{bol} — интенсивность радиационных потерь (AXUV); I_{Da} — интенсивность излучения линии D_α ; I_{htr} — интенсивность жёсткого рентгеновского излучения, измеренная с помощью монитора NaI(Tl); I_{xray} — интенсивность рентгеновского излучения, измеренная с помощью газового детектора и детекторов CdTe в ортогональном (Xwda23, Xra05) и тангенциальном направлении (Txray3)

Рис. 2. Временная эволюция параметров плазмы в токамаке Т-10 в экспериментах с использованием СВЧ-нагрева для восстановления устойчивого плазменного разряда после срыва при предельной плотности ($a_L = 0,3$ м, $B_T = 2,4$ Тл): I_p — ток плазмы; T_{e0} — электронная температура; P_{bol} — интенсивность радиационных потерь (AXUV); $\langle n_e \rangle$ — средняя электронная плотность, измеренная вдоль центральной хорды; dB_p — амплитуда $m = 2/n = 1$ МГД-возмущений; U_t — напряжение на обходе тора; I_{Xray} , I_{HX} — интенсивность мягкого и жесткого рентгеновского излучения, измеренная соответственно с помощью газового детектора и монитора NaI(Tl); I_{CIII} — интенсивность излучения линии CIII; P_{EC} — мощность СВЧ-нагрева

достаточно высокой мощности СВЧ-нагрева ($P_{EC} > P_{EC\text{crit}}$). Пороговая СВЧ-мощность, требуемая для восстановления разряда, зависит от положения зоны поглощения СВЧ-мощности и тока разряда [10]. Эксперименты с относительно высоким током $I_p = 0,22$ МА показали, что минимальное значение мощности нагрева, требуемой для восстановления разряда, наблюдается при поглощении СВЧ-мощности в районе локализации МГД-возмущений $m = 2, n = 1$ (вблизи магнитной поверхности $q = 2$). Пороговая мощность ЭЦРН, требуемая для восстановления разряда и устранения надтепловых электронов, снижается при уменьшении тока плазмы [10].

2—5 малых срывов (коллапсов энергии). В режимах с умеренным током разряда ($I_p \sim 0,15—0,22$ МА) в токамаке Т-10 плазменный шнур может длительное время ($t \sim 0,5$ с) поддерживаться в «квазиустойчивом» состоянии с серией повторяющихся малых срывов без перехода к стадии срыва тока. Томографический анализ интенсивности рентгеновского излучения показывает равновесное расположение плазменного разряда в центральной зоне вакуумной камеры Т-10. Во время каждого малого срыва происходит незначительное смещение плазменного шнура внутрь по большому радиусу в соответствии с эффектом Шафранова. «Квазиустойчивый» режим разряда с постоянным током плазмы поддерживается в этом случае за счёт повышенного продольного электрического поля, генерируемого системой электропитания в режиме обратных связей. Поддержание такого режима требует мощности электропитания на уровне $P \sim 8—10$ МВт.

Типичная эволюция параметров плазмы в экспериментах на токамаке Т-10 с восстановлением плазменного разряда с помощью дополнительного СВЧ-нагрева в срыве при высокой плотности показана на рис. 2 ($\langle n_e \rangle_{\text{max}} = 3,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $B_T = 2,4$ Тл, зона ЭЦ-резонанса расположена в центре плазменного шнура). Как и в предыдущих экспериментах, дополнительный поддув газа сопровождается резким нарастанием МГД-возмущений ($t \sim 0,60—0,62$ с), приводящим к серии малых срывов ($t = 0,618—0,638$ с). Включение СВЧ-нагрева ($f_{EC} = 130$ ГГц, $P_{EC} = 0,8$ МВт) во время серии малых срывов (через $dt \sim 30$ мс после первого срыва) приводит к стабилизации МГД-возмущений, нагреву плазмы и исчезновению всплесков излучения, связанных с ускоренными электронами. Устойчивость плазменного разряда может сохраняться и после СВЧ-нагрева при отключении дополнительного поддува газа ($t > 0,861$ с на рис. 2).

Эффект восстановления устойчивости разряда наблюдается в экспериментах на Т-10 только при

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОДДЕРЖАНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА И СТАБИЛИЗАЦИИ НАДТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАЗВИТИИ СРЫВА В ТОКАМАКЕ Т-10

Явление срыва в токамаке объединяет сложные процессы дестабилизации кинетических, магнитогидродинамических, и тепловых неустойчивостей, развивающихся как внутри плазменного шнура, так и при взаимодействии плазмы с поверхностью. Численное моделирование срыва требует трёхмерных расчётов, проводимых, как правило, отдельно для каждого типа неустойчивостей [3]. Совместный анализ неустойчивостей одновременно с учётом особых условий экспериментов (система электропитания, состояние поверхности первой стенки) оказывается затруднительным.

Главной задачей численного анализа, рассматриваемого в настоящей работе, является использование феноменологического моделирования для оценки возможности использования дополнительного ЭЦ-нагрева плазмы и программируемой работы системы индукционного поддержания тока для управления МГД-возмущениями и восстановления устойчивой плазменной конфигурации после теплового коллапса в срыве при предельной плотности. В этом случае рассматриваемые процессы могут быть описаны упрощёнными уравнениями с набором феноменологических параметров, определённых на основе сопоставления с наблюдаемой в экспериментах эволюцией возмущений плазмы (включая транспортные потоки, МГД-моды, надтепловые электроны) и измеренными параметрами систем управления (ЭЦ-нагрев плазмы, электромагнитная система токамака). Начало срыва энергии определяется из анализа устойчивости тиринг-мод в зависимости от радиальных профилей электронной температуры, электронно-ионного энергетического баланса, электронной плотности и распределения примесей в плазме. Модель, рассматриваемая в работе, является феноменологической и не рассчитана на точное количественное совпадение с экспериментальными результатами. Модель предназначена для выяснения качественных особенностей нелинейной эволюции взаимозависимых плазменных параметров, что позволяет прояснить наиболее важные эффекты, определяющие восстановление устойчивости плазмы с помощью СВЧ-нагрева при развитии срыва в токамаке (см. рис. 2). Схематическая диаграмма процессов, рассматриваемых при моделировании восстановления устойчивости плазмы и развития пучков ускоренных электронов в плазме токамака Т-10, показана на рис. 3.

Временная эволюция электронной и ионной температуры, электронной плотности, концентрации примесей и полоидального магнитного потока определяется на основе 1D-транспортных уравнений [31, 32]

$$3/2 \partial(n_e T_e) / \partial t = (1/r) (\partial / \partial r) [r n_e \chi_e \partial T_e / \partial r] + p_{OH} + p_{AUXe} - p_{ei} - p_{RAD}; \quad (1)$$

$$3/2 \partial(n_i T_i) / \partial t = (1/r) (\partial / \partial r) [r n_i \chi_i \partial T_i / \partial r] + p_{AUXi} + p_{ei}; \quad (2)$$

$$\partial n_e / \partial t = S_n + (1/r) (\partial / \partial r) [r D_e (\partial n_e / \partial r) + r V_r n_e]; \quad (3)$$

$$\partial n_Z / \partial t = S_Z + (1/r) (\partial / \partial r) [r D_Z \partial n_Z / \partial r]; \quad (4)$$

$$\partial \Psi(r, t) / \partial t = (p_p / (\mu_0 1/r (\partial / \partial r))) [r \partial \Psi(r, t) / \partial r]. \quad (5)$$

Рис. 3. Схематическая диаграмма процессов, приводящих к развитию пучков ускоренных электронов в плазме токамака Т-10. Ускорение электронов определяется скоростями генерации первичных электронов (ускорение Драйсера), образованием вторичных лавин и турбулентными потерями из-за МГД-возмущений. Процессы ускорения зависят от «равновесного» электрического поля E_0 , определяемого сопротивлением плазмы и системой омического поддержания тока, и от «индуцированных» электрических полей E^* , генерируемых при переключении магнитных потоков вблизи резонансных магнитных поверхностей при развитии МГД-возмущений. Предотвращение развития пучков ускоренных электронов при дополнительном нагреве плазмы обеспечивается за счёт уменьшения «равновесного» электрического поля E_0 при повышении температуры плазмы, устранения «индуцированных» электрических полей E^* при подавлении МГД-возмущений, а в некоторых случаях из-за увеличения турбулентных потерь при инициировании квазистационарных МГД-мод

Здесь p_{OH} — удельная мощность омического энерговыделения; p_{AUXe} — удельная мощность дополнительного нагрева (ЭЦН); p_{ei} — удельная мощность теплообмена между электронами и ионами; p_{RAD} — удельная мощность радиационных потерь (тормозное излучение). Электронный теплоперенос определяется суммой стационарных и динамических коэффициентов теплопроводности: $\chi_e = \chi_{e0} + \chi_{eMGD}$. Стационарный теплоперенос $\chi_{e0} = 0,4a^2/\tau_{Ee1}$ рассчитывается на основе скейлинга для полного энергетического времени плазмы τ_{Ee1} ITER89-P [33]. Влияние МГД-возмущений на электронный теплоперенос моделируется увеличением «динамической» теплопроводности χ_{eMGD} при нарастании возмущений магнитного поля B_z : $\chi_{eMGD} = c_b(B_r/B_T)^2\chi_{e0}$. Коэффициент c_b определяется из сравнения экспериментальных и расчётных профилей электронной температуры $T_e(r)$ при развитии теплового коллапса. В уравнении (2) p_{AUXi} — удельная мощность дополнительного нагрева ионов; ионный теплоперенос χ_i определяется неоклассической диффузией. Для моделирования временной эволюции электронной плотности $n_e(r)$ используется одночастичное приближение $n_i = n_e$ при заданных плазменных потоках S_n , определяемых граничными условиями (напуском газа на периферии). Перенос частиц определяется коэффициентом диффузии D_e ($D_e \sim 0,2\chi_e$). Перенос «примесей» рассчитывается на основе уравнения (4) при заданных из эксперимента потоках S_Z на периферии плазменного шнура. Предполагается, что на начальной стадии срыва в момент коллапса энергии концентрация примесей увеличивается в соответствии с коэффициентом γ_1 ($\gamma_1 \sim 1,3—1,5$). Полоидальный магнитный поток ($\partial\Psi(r, t)/\partial r = B_p$) рассчитывается на основе уравнения (5) с граничными условиями ($r = a$), определяемыми из соотношения $d\Psi/dr|_{r=a} = c_{12} \mu_0 I_p(t)$, где c_{12} — параметр и I_p — полный ток плазменного разряда ($\rho_p = 7,5 \cdot 10^{-5} \gamma_R Z_{\text{эф}} \ln \Lambda_e / T_e^{3/2}$, $\gamma_R = (1 - 1,95\varepsilon^{0,5} + 0,95\varepsilon)^{-1}$, $\varepsilon = r/R$).

Моделирование работы PD-контроллера обратной связи, определяющего полный ток разряда $I_p(t)$ на основе заданной формы импульса тока $I_{set}(t)$, задаётся соотношениями

$$U_p = k_1(I_{set} - I_p) + k_2 d(I_{set} - I_p)/dt; \quad (6)$$

$$d(L_p I_p)/dt = U_p - R_p I_p, \quad (7)$$

где U_p — напряжение ($U_p = 2\pi R_0 E_0$; R_p и L_p — сопротивление и индуктивность плазменного шнура ($L_p = \mu_0 R_0 [\ln(8R_0/(a k_p^{1/2}))] - 2 + l_i/2$, $l_i \sim 1$, k_p — вытянутость плазменного шнура ($k_p \sim 1$)). В дополнение к заданной форме тока $I_{set}(t)$ длительность плазменного разряда ограничена полным магнитным потоком $F_p = \int U_p(t) dt$, зависящим от конструкции установки (магнитопровода) и от работы электромагнитной системы токамака.

Динамика МГД-возмущений описывается в рамках упрощённой модели тиринг-мод [3, 34]. Рассматривается эволюция отдельной моды $m = 2$, $n = 1$, являющейся доминантной гармоникой возмущений на начальной стадии теплового коллапса во время срыва плазмы в токамаке Т-10. В полярных координатах, вращающихся вместе с магнитными островами, динамика магнитных возмущений описывается соотношением [35]

$$\partial B_r / \partial t = c_{mg3} [\Delta'_{fbr} - c_{mg5} f_2^{1/2} (\omega_{i2} \tau_{ves})^2 / (f_2 + (\omega_{i2} \tau_{ves})^2)] B_{r2}^{1/2}. \quad (8)$$

Здесь $c_{mg3} = 1,2\eta_2(B_{00}s_{s2})^{1/2}/(\mu_0 r_{s2})$; $c_{mg5} = 2m/r_s(r_s/r_{ves})^{2m}$; $f_2 = (1 - (r_s/r_{ves})^{2m})^{-2}$; τ_{ves} — временная постоянная «стенки», представленной в модели как полый цилиндр с внутренним радиусом $r = r_{ves}$. Функция ω_{i2} представляет мгновенную угловую частоту магнитного острова. Параметры в уравнении (8) рассчитываются для магнитной поверхности $q = 2$ ($r = r_{s2}$).

Параметр устойчивости тиринг-мод Δ'_{fbr} является сложной функцией плазменных параметров [3, 34]. При упрощённом моделировании параметр устойчивости определяется на основе выражения $\Delta'_{fbr} = \Delta'_0 (1 - c_{mg1} B_{r2}^{1/2})$, где c_{mg1} и Δ'_0 являются численными параметрами, определяющими максимальную амплитуду магнитного острова и инкремент нарастания возмущений. В настоящей работе параметр устойчивости тиринг-моды Δ'_0 рассчитывается на основе градиентов электронной температуры вблизи резонансной поверхности $q = 2$.

Численное моделирование ускоренных электронов при развитии срыва плазмы описывается соотношением [3, 36—39]

$$\partial N_{ra} / \partial t = n_e / \tau_{dr} + N_{ra} / \tau_{av} - \nabla \Gamma_{loss}, \quad (9)$$

где N_{ra} — плотность ускоренных электронов, генерируемых в плазме с плотностью n_e ; $1/\tau_{dr}$ и $1/\tau_{av}$ — параметры, характеризующие первичное ускорение электронов (эффект Драйсера) и формирование вторичных лавин за счёт близких электрон-электронных соударений; Γ_{loss} — потери надтепловых электронов. Здесь $\tau_{dr}^{-1} \sim 0,3 v_e \varepsilon_d^{-3(Z_{\phi}+1)/16} \exp(-1/4\varepsilon_d - ([Z_{\phi} + 1]/\varepsilon_d)^{1/2})$, где $\varepsilon_d = E/E_c$; E_c — критическое электрическое поле, $E_c = e^3 n_e Z_{\phi} \ln \Lambda / (4\pi \varepsilon_0^2 m_e v_{th}^2)$; v_e — частота электронных столкновений при тепловых скоростях v_{th} ; Z_{ϕ} — эффективный заряд плазмы; $\tau_{av}^{-1} \sim 2m_e c \ln \Lambda / (eE)$. Как было показано в предыдущих исследованиях, макромасштабная магнитная турбулентность составляет доминирующий механизм потерь надтепловых электронов во время срыва плазмы. Такие потери представлены потоком $|\Gamma_{loss}| = D_{\pi} \partial N_{ra} / \partial r$, где коэффициент диффузии D_{π} зависит от амплитуды МГД-возмущений ($D_{\pi} \approx (\pi R_0 q v_r) (B_r/B_z)^2$, где v_r — средняя скорость надтепловых электронов, $v_r \sim 0,5c$).

Процесс ускорения электронов определяется величиной электрических полей, представленных в расчётах в виде суммы продольного вихревого поля E_0 и электрических полей, индуцируемых при охлаждении плазменного шнура и резком нарастании МГД-возмущений: $E = E_0 + E^*$. «Индукцированные» поля ($E^* \sim 15$ В/м) в момент срыва плазмы обычно превосходят продольные вихревые поля E_0 на стационарной стадии разряда ($E_0 \sim 0,1$ — $0,2$ В/м), однако они оказываются локализованными в узкой области вблизи резонансных магнитных поверхностей и исчезают после всплеск МГД-возмущений за время $dt \sim 0,1$ — 1 мс. Тем не менее предыдущие исследования [38] показали, что индуцированные электрические поля E^* могут вызвать генерацию начальных пучков ускоренных электронов. Амплитуда электрических полей вблизи резонансных поверхностей при резком нарастании МГД-возмущений во время срыва плазмы определяется из соотношения $E^* \sim -\delta_{rec} dB_r/dt$, где δ_{rec} — ширина области «токового слоя» при перезамыкании возмущённых магнитных полей ($\delta_{rec} \sim 3$ см вычислена на основе предыдущих экспериментов [10]).

Плазменные параметры, используемые при моделировании восстановления разряда с помощью СВЧ-нагрева плазмы в токамаке Т-10:

Радиус a_L ; R_L , м ...	0,28; 1,5
Радиус r_{s2} ($q = 2$), м ...	0,15—0,22
Плотность n_e (r_{s2}), m^{-3} ...	$(1-3) \cdot 10^{19}$
Заряд Z_{ϕ} ...	1—2
Магнитный шир s_{s2} (r_{s2}) ...	2
Ширина токового слоя δ_{rec} , см ...	3
Критическое поле E_c (r_{s2}), В/м ...	35
Плотность ускоренных электронов N_{ra} , m^{-3} ...	$(1-5) \cdot 10^{19}$
Мощность P_{EC} , МВт ...	0,5—1

Результаты численного моделирования временной эволюции параметров плазмы в токамаке Т-10 при восстановлении устойчивого разряда с использованием СВЧ-нагрева показаны на рис. 4. Как и в экспериментах на токамаке Т-10, ток плаз-

Рис. 4. Временная эволюция параметров плазмы в токамаке Т-10 в численном моделировании восстановления устойчивого разряда с использованием СВЧ-нагрева плазмы: I_p — ток плазмы; N_{e2} , T_{e2} — электронная плотность и температура плазмы; T_{i2} — ионная температура плазмы; B_{r2} — амплитуда МГД-возмущений, $m\ 2/n = 1$; $E = E_0 + E^*$ — продольное электрическое поле; N_{ra} — плотность надтепловых электронов вблизи поверхности $q = 2$; Z_{ϕ} — эффективный заряд плазмы; χ_e — коэффициент электронной теплопроводности; P_{EC} — поглощённая в плазме СВЧ-мощность

мы I_p поддерживается в режиме обратных связей с помощью PD-контроллера. Дополнительный поддув газа ($t = 0,45—0,55$ с) сопровождается увеличением плотности плазмы и охлаждением периферии плазменного шнура. Одновременное обострение градиентов электронной температуры вблизи поверхности $q = 2$ приводит к дестабилизации МГД-возмущений $m = 2$, $n = 1$ и к последовательному увеличению электронной теплопроводности в серии малых срывов ($t = 0,47—0,50$ с). Нарастание МГД-возмущений в момент срыва также сопровождается увеличением продольных электрических полей, приводящих к вспышкам плотности пучков надтепловых электронов.

Включение дополнительного нагрева плазмы ($t = 0,50—0,65$ с) приводит к увеличению электронной температуры, снижению удельного сопротивления плазмы и уменьшению продольных электрических полей. Одновременная стабилизация МГД-возмущений приводит к снижению индуцированных электрических полей и исчезновению пучков ускоренных электронов. Надтепловые электроны не появляются в течение всего импульса дополнительного нагрева. Отключение дополнительного нагрева приводит к дестабилизации срывов.

ОБСУЖДЕНИЕ

Эксперименты, проведённые на токамаке Т-10, и результаты численного моделирования показали возможность восстановления квазиустойчивого плазменного разряда после срыва при предельной плотности с использованием дополнительного СВЧ-нагрева плазмы и системы индукционного поддержания тока. Относительно небольшие размеры и круглое сечение плазменного шнура в токамаке Т-10 не позволяют непосредственно применить полученные результаты для проектирования систем стабилизации срыва в токамаке-реакторе. Однако важным результатом проведённых экспериментов является демонстрация возможной стратегии стабилизации срыва, которая может быть использована для восстановления устойчивости разряда в будущем реакторе.

Основная проблема стратегии «восстановления» квазиустойчивого разряда, рассматриваемой в экспериментах на токамаке Т-10, связана с повышенными требованиями к мощности систем омического поддержания тока плазмы. Анализ экспериментов на токамаке Т-10 показал, что для «восстановления» плазменного разряда в токамаке-реакторе масштаба ИТЭР (с током плазмы $I_p \sim 15$ МА) только с применением систем омического нагрева может потребоваться мощность до $P_{OH} \sim 1,5$ ГВт. Такие системы электропитания не могут, по-видимому, эффективно использоваться в коммерческих реакторах. Однако эксперименты с СВЧ-нагревом плазмы на токамаке Т-10 указывают, что увеличенная мощность электропитания может потребоваться только на относительно короткое время для «задержки» срыва тока. Требования к системам электропитания могут быть существенно уменьшены с применением дополнительной СВЧ-мощности за счёт быстрого нагрева плазмы, охлаждённой в момент малого срыва (коллапса энергии). Эксперименты с СВЧ-нагревом в разрядах с различными токами плазмы показали, в частности, что мощность СВЧ-нагрева, необходимая для восстановления устойчивости разряда, увеличивается с ростом тока в плазме: $P_{EC} \sim k_{EC} I_p$, где $k_{EC} \sim 3$ Вт/А. Поэтому порог СВЧ-мощности, требуемой для восстановления разряда в дополнение к стандартной омической системе электропитания в ИТЭР при токе $I_p \sim 15$ МА, может быть оценен как $P_{EC} \sim 45$ МВт. Такие требования к мощности СВЧ-нагрева оказываются близкими к величине $P_{EC} \sim 40$ МВт, рассматриваемой в качестве базового значения при модернизации систем СВЧ-нагрева в ИТЭР [3].

Дальнейшее снижение требований к системам электропитания в крупных токамаках может быть обеспечено одновременным применением СВЧ-нагрева и программируемого снижения тока разряда после начала теплового коллапса. Возможность использования программируемого снижения тока разряда была изучена в предварительных экспериментах на токамаке Т-10. Эти эксперименты указывают, что увеличенная мощность омической системы электропитания требуется только в течение относительно кратковременного интервала (порядка $\delta t \sim 100$ мс), во время дестабилизации МГД-возмущений. Дальнейшие подробные эксперименты на токамаке Т-10 должны уточнить возможности контролируемого уменьшения тока плазмы при одновременном кратковременном СВЧ-нагреве.

Эксперименты на токамаке Т-10 продемонстрировали, что «восстановление» устойчивого разряда может быть обеспечено только в плазме с низким содержанием примесей и при предварительной подго-

товке вакуумной камеры (прогрев, чистка тлеющим разрядом). Эксперименты, описанные в настоящей работе, были проведены в условиях с графитовыми полоидальными и рельсовыми лимитерами. В плазме с вольфрамовыми лимитерами срывы плазмы в токамаке T-10, как правило, сопровождаются большим притоком тяжёлых примесей и быстрым окончанием разряда. Этот эффект проявляется особенно сильно при использовании напыляемых литиевых покрытий. Включение СВЧ-нагрева в этих условиях приводит к испарению литиевых пылевых частиц с поверхности гиротронных зеркал и инжекции примесей с последующим быстрым гашением плазменного разряда. Приток примесей со стенки вакуумной камеры в момент срыва и их последующее быстрое проникновение до центра плазмы являются важными факторами, определяющими переход к токовому срыву [23]. Поэтому специальная подготовка вакуумной камеры и внутрикамерных элементов токамака является важной задачей применимости предлагаемого метода «восстановления» устойчивости плазменного разряда.

Восстановление разряда было продемонстрировано в экспериментах на T-10 в широком диапазоне плазменных разрядов. При этом следует отметить несколько особенностей токамака T-10. Токamak T-10 оборудован медным кожухом, размещённым вне вакуумной камеры ($r_{cw} = 0,5$ м). Медный кожух может оказывать потенциальное влияние на устойчивость плазмы [34]. Однако такой эффект, по-видимому, не оказывает существенного влияния на проведённые эксперименты с относительно низким плазменным током и при расположении плазменного шнура на удалении от кожуха ($r_{cw}/r_{q=2} = 3,5\text{--}5$). Это подтверждается отсутствием изменений в эволюции плазменных возмущений в условиях с различным расположением (смещением по большому радиусу) плазменного шнура относительно медного кожуха. Дополнительной особенностью T-10 является использование железного магнитопровода трансформатора для поддержания омического тока разряда. Железный магнитопровод обеспечивает улучшенное сцепление полоидального магнитного потока в токамаке T-10 по сравнению с установками с воздушным индуктором. Оценка возможного влияния железного магнитопровода на эффективность восстановления устойчивости плазмы требует дальнейшего анализа.

Численные расчёты, проведённые в настоящей работе, позволяют описать типичные особенности экспериментов с восстановлением плазменного разряда на токамаке T-10. Следует отметить, однако, что эти расчёты основаны на упрощённом «феноменологическом» моделировании с использованием ряда параметров, не измеряемых непосредственно в экспериментах (магнитный шир, коэффициенты теплопроводности). Уточнение таких параметров требует создания новых диагностик плазмы, обеспечивающих анализ кинетических и магнитогидродинамических процессов с повышенным пространственным и временным разрешением. Это относится, в первую очередь, к измерениям эволюции профилей плотности тока вблизи рациональных магнитных поверхностей в режимах со срывом плазмы. Тем не менее свободные параметры, используемые в расчётах, основаны на детальном анализе экспериментальных данных, полученных ранее в экспериментах на токамаках. Так, размеры «токового слоя» определены на основе идентификации области локализации всплесков надтеплового рентгеновского излучения, связываемых с ускорением электронов вблизи X-точек магнитных островов [24, 38]. Величина критического градиента электронной температуры перед срывом плазмы и после теплового коллапса определяется из измерений электронной температуры в экспериментах на токамаке T-10 [29]. Коэффициенты теплопереноса в момент теплового коллапса подбираются из условия совпадения расчётных и измеряемых в экспериментах профилей параметров плазмы при известной длительности срыва. При расчёте динамики тиринг-мод используется стандартная модель с параметрами, идентифицированными ранее на основе экспериментальных данных T-10 и JET [35]. Расчёты стационарных профилей температуры и плотности плазмы основаны на стандартных моделях энергобаланса и баланса частиц, широко используемых при анализе экспериментов на токамаках [3, 31]. Тем не менее для уточнения расчётной модели требуется детальный анализ условий восстановления устойчивости разряда в различных плазменных режимах в токамаке T-10. Дальнейшее моделирование условий восстановления плазменного разряда в токамаке-реакторе потребует также уточнения эффектов, связанных с термоядерными реакциями и радиационными потерями (синхротронное излучение).

Приток примесей с поверхности первой стенки и лимитеров на начальной стадии срыва и последующее быстрое проникновение примесей в центральные области плазмы при коллапсе энергии играют важную роль в развитии срыва [3, 23, 39, 40]. Эффективное проникновение примесей обычно наблюдается на завершающей стадии развития срыва, при сильном охлаждении всей центральной зоны плазменного шнура. Восстановление устойчивого плазменного разряда на этой стадии срыва не представляется

возможным из-за низкой эффективности поглощения СВЧ-мощности и повышенных радиационных потерь. Предлагаемое феноменологическое моделирование посвящено анализу условий восстановления разряда на начальной стадии срыва, поэтому детальное моделирование примесей и потоков нейтральных атомов в настоящей работе не рассматривается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Восстановление квазистабильного плазменного разряда и предотвращение формирования надтепловых ($E_\gamma \sim 150$ кэВ) электронных пучков при развитии срыва при предельной плотности продемонстрированы в экспериментах на токамаке Т-10 с использованием электронного циклотронного нагрева и с помощью омической системы поддержания тока. Определены оптимальные условия восстановления разряда после серии малых срывов (коллапсов энергии). Предотвращение развития пучков надтепловых электронов связано со стабилизацией МГД-возмущений и дополнительным нагревом плазмы после коллапса энергии во время срыва при предельной плотности. Численное моделирование качественно воспроизводит эффект стабилизации срыва, наблюдаемый в эксперименте, и показывает, что подавление надтепловых электронов может быть связано с уменьшением электрических полей, индуцированных во время всплеск МГД-возмущений в серии малых срывов, и с уменьшением вихревых электрических полей при увеличении температуры плазмы при СВЧ-нагреве.

Экспериментальные результаты, представленные в разделе «Экспериментальная установка и диагностические системы» выполнены при поддержке Госкорпорации «Росатом» (контракт № Н.4х.241.9Б.17.1011). Разделы «Восстановление устойчивого разряда...» и «Феноменологическая модель...» выполнены при поддержке НИЦ «Курчатовский институт», приказ № 1033 (05.06.2017).

REFERENCES

1. Gorbunov E.P., Razumova K.A. — *Atomnaya Energiya*, 1963, vol. 15, p. 363.
2. Kadomtsev B.B. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1984, vol. 26, p. 217; <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/26/1A/320>.
3. Hender T.C., Wesley J.C., Bialek J. et al. — *Nucl. Fusion*, 2007, vol. 47, p. S128; <http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=6/a=S03>.
4. Hollmann E.M., Aleynikov P.B., Fülöp T. et al. — *Physics of Plasmas*, 2015, vol. 22, p. 021802; <http://dx.doi.org/10.1063/1.4901251>.
5. Hoshino K., Mori M., Yamamoto T. — *Phys. Rev. Lett.*, 1992, vol. 69, p. 2208; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2208>.
6. Savrukhn P.V., Lyadina E.S., Martynov D.A. et al. — *Nucl. Fusion*, 1994, vol. 34, p. 317; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/34/3/101>.
7. Felici F.A.A., Goodman T.P., Sauter O. et al. — *Nucl. Fusion*, 2012, vol. 52, p. 074001; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/52/7/074001>.
8. Volpe F., Austin M.E., La Haye R.J. et al. — *Phys. Plasmas*, 2009, vol. 16, p. 102502; <http://dx.doi.org/10.1063/1.3232325>.
9. Esposito B., Granucci G., Nowak S. et al. — *Nucl. Fusion*, 2009, vol. 49, p. 065014; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/49/6/065014>.
10. Savrukhn P.V., Shestakov E.A. — *Nucl. Fusion*, 2015, vol. 55, p. 043016; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/55/4/043016>.
11. Whyte D.G., Jernigan T.C., Humphreys D.A. et al. — *J. of Nuclear Materials*, 2003, vol. 313—316, p. 1239; [http://dx.doi.org/10.1016/S0022-3115\(02\)01525-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0022-3115(02)01525-8).
12. Commaux N., Baylor L.R., Jernigan T.C. et al. — *Phys. Plasmas*, 2014, vol. 21, p. 102510; <http://dx.doi.org/10.1063/1.4896721>.
13. Lehnen M., Alonso A., Arnoux G. et al. — *Nucl. Fusion*, 2011, vol. 51, p. 123010; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/51/12/123010>.
14. Granetz R., Whyte D.G., Izzo V.A. et al. — *Nucl. Fusion*, 2006, vol. 46, p. 1001; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/46/12/003>.
15. Timokhin V.M., Sergeev V.Yu., Kuteev B.V. — *Techn. Phys. Letters*, 2001, vol. 27, p. 795; <http://dx.doi.org/10.1134/1.1407363>.
16. Kuteev B.V., Sergeev V.Yu., Timokhin V.M. et al. — *J. of Nuclear Materials*, 2011, vol. 415(1), p. S1073; <http://dx.doi.org/10.1016/j.jnucmat.2011.02.023>.
17. Pautasso G., Fuchs C.J., Gruber O. et al. — *Nucl. Fusion*, 2007, vol. 47, p. 900; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/47/8/023>.
18. Bozhnikov S.A., Lehnen M., Finken K.H. et al. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2008, vol. 50, p. 105007; <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/50/10/105007>.
19. Zakharov L.E., Putvinski S., Kukushkin A.S. et al. High Pressure Gas Injection for Suppression of Runaway Electrons in Disruptions. Report PPPL-4678/ Princeton, 2011; http://bp.pppl.gov/pub_report/2011/PPPL-4678.pdf.
20. Kononov S.V. Assessment of the runaway electron energy dissipation in ITER. — In: 26th IAEA Fusion Energy Conf. IAEA CN-234/Programme, TH/7, 2016; <http://www-pub.iaea.org/MTCD/Meetings/PDFplus/2016/cn234/cn234PrelimProgramme.pdf>.

21. **Stefanovskii A.M., Dremin M.M., Kakurin A.M. et al.** — Plasma Physics Reports, 2013, vol. 39, p. 425; <http://dx.doi.org/10.1134/S1063780X1306010X>.
22. **Schneider F., Rapp H.** Tokamak plasma control using thyristor power converters. — In: Proc. of CERN Acceleration School Power Converters for Particle Accelerators. Montreux, Editor S. Turner, 1990, CERN 90-07, Geneva, p. 325; www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/21/087/21087562.pdf.
23. **Ward D.J., Wesson J.A.** — Nucl. Fusion, 1992, vol. 32, p. 1117; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/32/7/I03>.
24. **Savrukhin P.V.** — Phys. Plasmas, 2002, vol. 9, p. 3421; <http://dx.doi.org/10.1063/1.1489423>.
25. **Timchenko N.N., Khimchenko L.N., Sarichev D.V., Schlatter Ch.** Radiation losses study on the tokamak T-10 using AXUV-detectors. — In: Proc. 30th EPS Conf. Controlled Fusion Plasma Phys. St. Petersburg, Russia, AQ16, 2003, vol. 27A, P-2.74.
26. **Poznyak V.I., Valencia O., Gridina T.V. et al.** — Plasma Physics Reports, 2012, vol. 38, p. 679; <http://dx.doi.org/10.1134/S1063780X12080223>.
27. **Savrukhin P.V., Ermolaeva A.I., Shestakov E.A., Khramenkov A.V.** — Rev. Sci. Instrum., 2014, vol. 85, p. 103508; <http://dx.doi.org/10.1063/1.4898333>.
28. **Gray D.S., Luckhardt S.C., Chousal L. et al.** — Rev. Sci. Instrum., 2004, vol. 75, p. 376; <http://dx.doi.org/10.1063/1.1642745>.
29. **Bobrovskij G.A., Dnestrovskij Yu.N., Kislov D.A. et al.** — Nucl. Fusion, 1990, vol. 30, p. 1463; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/30/8/006>.
30. **Sushkov A.V., Andreev V.F., Kravtsov D.E.** — Rev. Sci. Instrum., 2008, vol. 79, p. 10E319; <http://dx.doi.org/10.1063/1.2964999>.
31. **Dnestrovskii Y.N., Kostomarov D.P.** Numerical Simulation of Plasmas. Springer Series in Computational Physics XIV. Ed. H. Cabannes et al. Berlin: Springer, 1986.
32. **Sheffield J.** — Reviews of Modern Physics, 1994, vol. 66, № 3, pp. 1015—1103.
33. **Yushmanov P.N., Takizuka T., Riedel K.S. et al.** — Nucl. Fusion, 1990, vol. 30, p. 1999; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/30/10/001>.
34. **Biskamp D.** Nonlinear magnetohydrodynamic. — Cambridge University Press, Cambridge, 1993.
35. **Savrukhin P., Campbell D. J., De Benedetti M. et al.** Numerical Simulations of the Feedback Control of Coupled Tearing Modes at JET. — JET Report, Abingdon, JET-R(95)-06, 1995.
36. **Jaspers R., Finken K.H., Mank G. et al.** — Nucl. Fusion, 1993, vol. 33, p. 1775; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/33/12/I02>.
37. **Plyusnin V.V., Riccardo V., Jaspers R. et al.** — Nucl. Fusion, 2006, vol. 46, p. 277; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/46/2/011>.
38. **Savrukhin P.V.** — Phys. Rev. Lett., 2001, vol. 86, p. 3036; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.3036>.
39. **Mineev A., Sugihara M., Zhogolev V. et al.** — In: 2nd Intern. Conf. Physics and Control. St. Petersburg, IEEE, 2005, p. 80; <http://dx.doi.org/10.1109/PHYCON.2005.1513955>.
40. **Morozov D.Kh., Yurchenko E.I., Lukash V.E. et al.** — Nucl. Fusion, 2005, vol. 45, p. 882; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/45/8/015>.

AUTHORS

Savrukhin P.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; psavrukhin@bk

Shestakov E.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia;
Shestakov_EA@nrcki.ru

Borshegovskij A.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia;
Borshegovskiy_AA@nrcki.ru

Ermolaeva A.I. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia

Kakurin A.M. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia;
Kakurin_AM@nrcki.ru

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

Pavlov Yu.D. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia

Ryzhakov D.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia;
Ryzhakov_DV@nrcki.ru

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

Sergeev D.S. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Sergeev_DC@nrcki.ru

Sushkov A.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Sushkov_AV@nrcki.ru

Khramenkov A.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia;
Khramchenkov_AV@nrcki.ru

Received 13 September 2017
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2017, vol.40, issue 4, pp. 50—62.