

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2020

Том 43
Выпуск 3

**УКАЗ
ПРЕЗИДЕНТА РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**О РАЗВИТИИ ТЕХНИКИ, ТЕХНОЛОГИЙ И НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ
ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ В РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

В целях комплексного решения задач ускоренного развития техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии, а также обеспечения энергетической безопасности Российской Федерации при использовании атомной энергии постановляю:

1. Правительству Российской Федерации:

а) в 3-месячный срок обеспечить разработку и утверждение комплексной программы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года» (далее — комплексная программа), предусмотрев распространение на нее действия нормативных правовых актов Российской Федерации, регламентирующих порядок реализации национальных (федеральных) проектов (программ), в том числе в части финансового обеспечения;

б) обеспечить при разработке комплексной программы определение задач, решение которых до 2024 года необходимо для формирования элементов безопасной и эффективной энергетической системы, основанной на перспективных ядерных, термоядерных, плазменных и иных технологиях, а также для внедрения передовых технологий в высокотехнологичных отраслях экономики и создания продукции, конкурентоспособной на внешнем и внутреннем рынках, по следующим направлениям:

разработка технологий двухкомпонентной атомной энергетики с замкнутым ядерным топливным циклом;

разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий;

разработка новых материалов и технологий для перспективных энергетических систем;

проектирование и строительство референтных энергоблоков атомных электростанций, в том числе атомных станций малой мощности;

в) обеспечить включение в комплексную программу системы показателей для оценки решения задач, предусмотренных подпунктом «б» настоящего пункта;

г) определить заказчиком — координатором комплексной программы Государственную корпорацию по атомной энергии «Росатом».

2. Правительству Российской Федерации:

а) ежегодно при формировании проекта федерального бюджета на очередной финансовый год и плановый период предусматривать бюджетные ассигнования федерального бюджета на реализацию комплексной программы;

б) обеспечить возможность финансирования реализации отдельных мероприятий комплексной программы, направленных на достижение ее целей и решение задач, предусмотренных подпунктом «б» пункта 1 настоящего Указа, с использованием механизмов государственно-частного партнерства и концессионных соглашений;

в) в 3-месячный срок привести свои акты в соответствие с настоящим Указом.

3. Настоящий Указ вступает в силу со дня его официального опубликования.

Президент
Российской Федерации
В. ПУТИН
Москва, Кремль
16 апреля 2020 года
№ 270

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 43

Выпуск 3

МОСКВА — 2020

Главный редактор

Е.П. Велихов, академик РАН, почётный президент НИЦ «Курчатовский институт»

Редакционная коллегия:

Б.Н. Колбасов, зам. главного редактора, с.н.с., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

А.Б. Кукушкин, зам. главного редактора, в.н.с., д.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

Е.А. Филимонова, ответственный секретарь, н.с., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

А.Б. Алексеев, рук. департамента, д. техн. н., Международная организация ИТЭР, Франция

В.А. Быков, нач. группы, к. техн. н., ИФП им. Макса Планка, Грайфсвальд, Германия

А.В. Бурдаков, зав. лабораторией, д.ф.-м.н., ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск

Ю.М. Гаспарян, к.ф.-м.н., доцент, НИЯУ МИФИ, Москва

Л.Е. Захаров (Zakharov), в.н.с., д.ф.-м.н., LiWFusion, Princeton, NJ, USA

Н.А. Кирнева, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., доцент, НИЦ «Курчатовский институт», Москва

Д.В. Коваленко, начальник группы, н.с., АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва

А.В. Козлов, советник директора, д. техн. н., АО «Институт реакторных материалов», г. Заречный, Свердловская обл.

С.И. Крашенинников (Krasheninnikov), профессор, д.ф.-м.н., University of California at San Diego, San Diego, CA, USA

М.В. Кривошеев, к.ф.-м.н., СПб политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург

А.С. Кукушкин, в.н.с., к.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

А.Ю. Лешуков, зам. начальника отдела, НИКИЭТ им. Н.А. Доллежала, Москва

В.Б. Минаев, в.н.с., к.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

А.Б. Минеев, в.н.с., к.ф.-м.н., НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург

С.Л. Недосеев, нач. лаборатории, д.ф.-м.н., доцент, НИЦ «Курчатовский институт», Москва

А.Н. Романников, научный руководитель по УТС и плазменным технологиям, д.ф.-м.н., АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва

П.В. Романов, советник нач. отдела, к. техн. н., Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом», Москва

А.В. Спицын, с.н.с., к.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

И.Л. Тажибаева, зам. директора, д.ф.-м.н., профессор, ИАЭ НЯЦ Республики Казахстан, Курчатов, Республика Казахстан

В.М. Чернов, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор, ВНИИНМ им. А.А. Бочвара, Москва

В.М. Шарапов, в.н.с., д.ф.-м.н., ИФХЭ им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва

Редактор Карпова Татьяна Юрьевна
karpova.tat@fc.iterru.ru, тел.: 7-499-196-98-31

Соучредители: Автономная некоммерческая организация Координационный центр «Управляемый термоядерный синтез — международные проекты» (УТС-Центр), федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Журнал (основан в 1978 г.) зарегистрирован в реестре Федеральной службы по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций ПИ № ФС77-73164 от 02 июля 2018 г.; электронное периодическое издание Эл. № ФС77-73162 от 22 июня 2018 г.

Подписной индекс в каталоге «Газеты. Журналы» Агентства «Роспечать» № 70541

Журнал включён в Перечень журналов ВАК, индексируется в базах данных Scopus, Ulrich's Periodicals Directory и РИНЦ на платформе Web of Science, имеет цифровой идентификатор статей (digital object identifier — DOI), реферируется в РЖ ВИНТИ РАН, имеет в открытом доступе полнотекстовую электронную версию на сайте <http://vant.iterru.ru> и на платформе Российской научной электронной библиотеки <http://www.elibrary.ru>
Двухлетний импакт-фактор РИНЦ с учётом цитирования из всех источников за 2018 г. — 0,296.

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»

PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

THERMONUCLEAR FUSION

PUBLISHED since 1978

Volume 43

Issue 3

[Voprosy Atomnoi Nauki i Tekhniki. Seriya: Termoyadernyi Sintez]

MOSCOW — 2020

Editor-in-Chief

E.P. Velikhov, Member of the Russian Academy of Sciences (RAS), Honorary President of the NRC «Kurchatov Institute»

Editorial Board:

B.N. Kolbasov, Deputy Editor-in-Chief, Senior Research Scientist, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

A.B. Kukushkin, Deputy Editor-in-Chief, Leading Research Scientist, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

E.A. Filimonova, Technical Editor, Research Scientist, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

A.B. Alexeev, Head of the Department in the ITER International Organization, Dr. of Science Degree in Engineering, Saint Paul-lez Durance, France

V.A. Bykov, Group leader, PhD in Engineering, Max Planck Institute for Plasma Physics, Greifswald, Germany

A.V. Burdakov, Laboratory Head, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, G.I. Budker Institute of Nuclear Physics. Siberian Branch of RAS, Novosibirsk

Yu.M. Gasparyan, PhD in Physics and Mathematics, Associate Professor, National Research Nuclear University «Moscow Engineering Physics Institute», Moscow

L.E. Zakharov, Leading Research Scientist, PhD in Physics and Mathematics, LiWFusion, NJ, Princeton, USA

N.A. Kirneva, Laboratory Head, PhD in Physics and Mathematics, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

D.V. Kovalenko, Research Scientist, Troitsk Institute for innovation & Fusion Research (TRINITI) Troitsk, Moscow

A.V. Kozlov, Advisor to the Director, Dr. of Science Degree in Engineering, joint-stock company «Institute of Reactor Materials» Zarechnyj, Sverdlovsk region

S.I. Krashenninikov, Professor, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, University of California at San Diego, San Diego, CA, USA

M.V. Krivosheev, PhD in Physics and Mathematics, Peter the Great Saint-Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg

A.S. Kukushkin, Leading Research Scientist, PhD in Physics and Mathematics, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

A.Yu. Leshukov, Deputy Head of Division, N.A. Dollezhal Research and Development Institute of Power Engineering, Moscow

V.B. Minaev, Leading Research Scientist, PhD in Physics and Mathematics, A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology, St. Petersburg

A.B. Mineev, Leading Research Scientist, PhD in Physics and Mathematics, D.V. Efremov Scientific Research Institute of Electrophysical Apparatus, St. Petersburg

S.L. Nedoseev, Laboratory Head, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Associate Professor, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

A.N. Romannikov, Adviser to the General Director, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Troitsk Institute for innovation & Fusion Research (TRINITI) Troitsk, Moscow

P.V. Romanov, Advisor to the Division Head, PhD in Engineering, State Corporation «Rosatom», Moscow

A.V. Spitsyn, Senior Research Scientist, PhD in Physics and Mathematics, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

I.L. Tazhibaeva, Deputy Director, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Professor, Institute of Atomic Energy, National Nuclear Centre, Kurchatov City, Kazakhstan

V.M. Chernov, Principal Research Scientist, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Professor, A.A. Bochvar High-Technology Research Institute of Inorganic Materials, Moscow

V.M. Sharapov, Leading Research Scientist, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, A.N. Frumkin Institute of Physical Chemistry and Electrochemistry, Moscow

Editor Karpova Tatyana Yurievna
karpova.tat@fc.iterru.ru, tel.: 7-499-196-98-31

Co-founders: Autonomous non-profit organization Coordinating center «Controlled Thermonuclear Fusion — International Projects» (CTF-Center); Federal state budgetary National Research Centre «Kurchatov Institute»

The journal (established in 1978) is filed in the registry of the Federal Service for Supervision of Communications, Information Technology and Mass Media PI № FS77-73164 of 02 June 2018; electronic periodical is filed in the registry El. № FS77-73162 of 22 June 2018
Subscription index in the newspapers and journals catalogue of the agency «Rospechat» № 70541

The journal is included into the list of the Supreme Certification Commission key journals. Its indexes are available in the databases Scopus, the Ulrich's Periodicals Directory and the Russian Science Citation Index (RSCI) on the Web of Science platform. The papers published in it have digital object identification (DOI). The abstracts of the papers published in it are available in the abstract journal of the VINITI RAS. All the free access full-text electronic versions of the papers are available on the site <http://iterru.ru> and on the platform of the Russian Scientific Electronic Library <http://www.elibrary.ru>

Biennial impact factor of Russian Index of Scientific Citation, taking into account citing in all the original sources, for 2018 — 0,296.

УДК 621.039.623

АЛЬТЕРНАТИВНАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ В ТЕХНОЛОГИИ НАЧАЛЬНОЙ ПОДГОТОВКИ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ ТОКАМАКА К ПЛАЗМЕННОМУ ЭКСПЕРИМЕНТУ НА ПРИМЕРЕ ТСП И Т-11М

В.А. Морозов¹, А.Н. Щербак¹, С.В. Мирнов^{1,2}

¹АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

В работе анализируется известный в вакуумной технике метод «осушения» вакуумных объёмов путём их продувания «сухими» газами в применении к разрядным камерам токамаков на этапе их «черновой» подготовки перед плазменным экспериментом. Конкурентным ему является традиционный метод термодесорбции путём нагрева камеры токамака в условиях высоковакуумной откачки. На примере токамаков ТСП и Т-11М показано, что в начальной фазе процесса подготовки камеры токамака, перед переходом к использованию плазменных методов подготовки стенок, простой метод «осушения» и тем более с использованием принудительной конвекции «сухих» газов может иметь серьёзные преимущества перед традиционным способом.

Ключевые слова: токамак, плазма, вакуумная камера, вакуумный насос, криогеника, тлеющий разряд.

ALTERNATIVE POSSIBILITY IN THE TECHNOLOGY OF INITIAL PREPARATION OF A TOKAMAK CHAMBER FOR A PLASMA EXPERIMENT ON THE EXAMPLE OF TSP AND T-11M

V.A. Morozov¹, A.N. Shcherbak¹, S.V. Mirnov^{1,2}

¹ JSC RF TRINITY, Moscow, Russia

² National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

The paper analyzes the well-known method of «drying» vacuum volumes by purging them with «dry» gases in application to tokamak discharge chambers at the stage of their «rough» preparation before the plasma experiment. The traditional method of thermal desorption by heating the tokamak chamber in high-vacuum pumping conditions is competitive to it. Using the example of TSP and T-11M tokamaks, it is shown that in the initial phase of the tokamak chamber preparation process, before switching to the use of plasma wall preparation methods, a simple method of «drying» and even more so with the use of forced convection of «dry» gases can have serious advantages over the traditional method.

Key words: tokamak, plasma, vacuum chamber, vacuum pump, cryogenics, glow discharge.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-5-10

ВВЕДЕНИЕ

Достижение высоких плазменных характеристик в токамаках возможно лишь в условиях жёсткого соблюдения чистоты плазменного шнура, т.е. минимального уровня его загрязнения примесями атомами поверхностных плёнок, стенки и диафрагм [1]. В связи с этим после завершения технологических работ, потребовавших напуска атмосферы в разрядную камеру, необходимо проведение специальной процедуры очистки её внутренних стенок от последствий их загрязнения попавшими извне компонентами атмосферного воздуха — прежде всего от паров воды, двуокиси углерода и азота (в случае работы с литием). Задача отчасти облегчается, если до открытия камеры токамака на атмосферу её объём заполнить инертным газом (аргоном либо гелием) до величины атмосферного давления. Это снижает последствия разгерметизации, но активным компонентам воздуха, как правило, удаётся частично проникнуть внутрь разрядной камеры либо в процессе разгерметизации, либо через неплотность временных заглушек, что неминуемо приводит к заметному росту всё тех же примесей — H_2O , N_2 , O_2 , CO_2 и соответственно к необходимости специальной очистки стенок вакуумной камеры.

Обычно цикл подготовки камеры состоит из двух этапов: первый — термодесорбция воды со стенок путём «чернового» прогрева на протяжении двух—трёх недель с постепенным подъёмом температуры стенок от 50—100 до 200—250 °С в рамках технически допустимой скорости откачки камеры турбомолекулярными насосами.

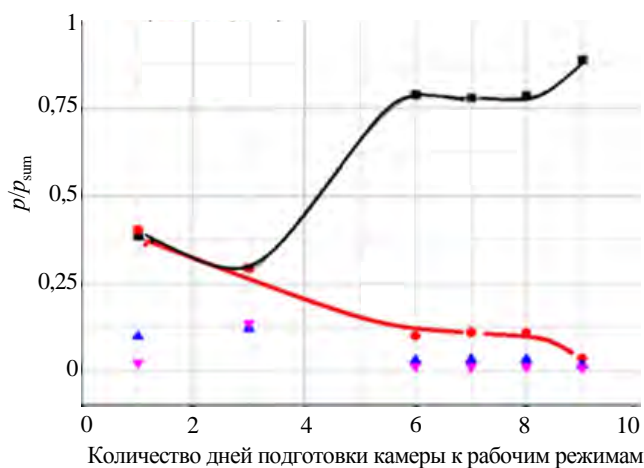


Рис. 1. Эволюция состава рабочего газа P/P_{sum} тлеющего разряда Т-11М на водороде за «последние 10 дней» до завершения фазы очистки тлеющим разрядом: ■ — H₂, ● — вода, ▲ — ¹⁷OH (либо ¹⁷NH₃), ▼ — ²⁸N₂ (либо ²⁸CO)

На рис. 1 в качестве примера показана эволюция состава рабочего газа тлеющего разряда Т-11М ($R/a = 0,7/0,25$ м) на водороде за «последние 10 дней» до завершения фазы очистки тлеющим разрядом и перехода токамака в так называемое «приемлемое состояние после открытия на атмосферу», т.е. когда становится возможным начинать попытки организации «тестового» рабочего разряда с током масштаба 70 кА и длительностью импульса больше 100 мс (в «чистом» длительность разряда в 2 раза выше, более 200 мс). Как следует из рис. 1, несмотря на ежедневную очистку тлеющим разрядом при прогреве камеры примерно до 200 °С, давление паров воды на протяжении 8 дней (~60 ч очистки) остаётся на уровне 20% от давления рабочего газа водорода.

Процесс вывода токамака в рабочий режим условно завершается, когда параметры рабочего разряда перестают заметно меняться от импульса к импульсу. Иногда, чтобы достичь этого между рабочими импульсами, снова включают тот или иной «тренировочный» разряд с целью устранить влияние продуктов эрозии внутрикамерных элементов, оставшихся на стенках после предыдущего импульса. Как показывают оптические измерения поведения протия (H₂), при использовании в качестве рабочего газа дейтерия (D₂) фракция водорода на протяжении ещё длительного времени экспериментальной кампании оказывается сравнима с дейтерием, постепенно снижаясь с 30—40 до 5—7%, что однозначно указывает на поступление в плазменный шнур воды с поверхности тех или иных внутрикамерных элементов в процессе разряда под действием, например, UV-излучения плазмы [2]. Естественно ожидать, что наиболее вероятными источниками воды являются поверхности менее нагретых элементов камеры по сравнению с прогреваемой стенкой, обязанные собирать своей поверхностью водяные пары как в процессе подготовки при нагреве камеры, так и после завершения рабочего импульса.

МЕТОД ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО «ОСУШЕНИЯ» СТЕНОК РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ ТСП И Т-11М

Тороидальная разрядная камера Т-11М, прогреваемая текущим по ней индукционным током, по классической для токамаков традиции состоит из тонкостенных сильфонов с промежуточными толстостенными вставками [1]. Прогрев сильфонных стенок вакуумной камеры до высоких температур является эффективным методом их очистки от паров воды, однако часть их должна неминуемо оседать на ее менее нагретых толстостенных патрубках и других плохо прогреваемых элементах.

Для ускорения процесса подготовки вакуумной камеры Т-11М к работе периодически применяется приём, использованный впервые на токамаке ТСП [2] и позволивший там в условиях крайне неравномерного нагрева различных частей разрядной камеры существенно выровнять температурные градиенты между её внутрикамерными элементами, что примерно на порядок снизило в ней остаточное давление паров воды. На рис. 2 показано поперечное сечение разрядной камеры ТСП [2]. Характерная особенность разрядной камеры ТСП состояла в том, что её конструкторы не посчитали нужным обеспечить её рабочую поверхность, обращённую в сторону плазмы, системой предварительного нагрева, посчитав, что для такой вакуумной камеры будет достаточно обеспечить нагрев горизонтальных и вертикальных патрубков до 300—400 °С (стрелки на рис. 2). Оказалось, однако, что, несмотря на столь высокие температуры патрубков, их теплопроводность и ИК-излучение не смогли обеспечить нагрев вакуумной камеры выше не-

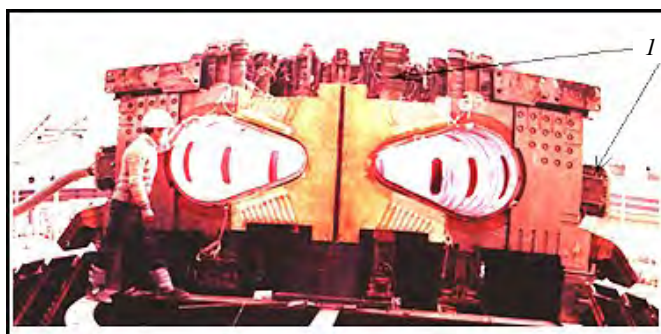


Рис. 2. Разрез разрядной камеры ТСП: 1 — элементы нагрева камеры

её конструкторы не посчитали нужным обеспечить её рабочую поверхность, обращённую в сторону плазмы, системой предварительного нагрева, посчитав, что для такой вакуумной камеры будет достаточно обеспечить нагрев горизонтальных и вертикальных патрубков до 300—400 °С (стрелки на рис. 2). Оказалось, однако, что, несмотря на столь высокие температуры патрубков, их теплопроводность и ИК-излучение не смогли обеспечить нагрев вакуумной камеры выше не-

скольких десятков градусов. Соответственно при всей включённой вакуумной откачке давление остаточных газов в камере составляло не меньше 10^{-4} Па, определяемое, в основном, парами воды. Для увеличения теплопереноса от патрубков к стенкам камеры был применён приём, получивший лабораторное название «осушение», а именно камера с предельно нагретыми патрубками заполнялась до атмосферного давления сухим азотом. Примерно через 1 ч экспозиции температура её отдельных частей достигала $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ и выше, после чего «влажный» азот откачивался из камеры вакуумными насосами и снова замещался на «сухой» при атмосферном давлении, который, в свою очередь, откачивался через 1 ч экспозиции. Операция повторялась трижды, после чего давление водяных паров в камере ТСП снижалось на порядок величины примерно до 10^{-5} Па. Это сделало возможным проведение плазменных экспериментов [1] с получением разрядного тока масштаба 100 кА.

Этот приём периодически использовался затем на токамаке Т-11М с целью ускорения перехода в рабочий режим после замены продольного литиевого лимитера и разгерметизации вакуумной камеры с той лишь разницей, что после включения индукционного прогрева камеры и достижения максимальной температуры её стенок до $150\text{--}220\text{ }^{\circ}\text{C}$ вакуумная камера Т-11М наполнялась не азотом, а гелием при атмосферном давлении и выдерживалась в течение $1,5\text{--}2$ ч. За счёт конвекции газ поступал в отдалённые места камеры, заметно прогревал удалённые патрубки, а также толстостенные вставки вакуумной камеры.

Выбору гелия предшествовал аналогичный эксперимент с аргоном, фактически заменившим азот, который был забракован в силу его высокой химической активности по отношению к литию, следы которого могли присутствовать на стенках камеры Т-11М после литиевых экспериментов.

В ходе проведения экспериментов температура камеры регистрировалась с помощью термопар, давление контролировалось с помощью вакуумного датчика Micro-Ion Plus. Температура прогрева различных элементов вакуумной камеры токамака Т-11М контролировалась с помощью инфракрасного термометра Mastech MS-6530. Парциальные давления различных примесей в вакуумной камере до и после прогрева регистрировались с помощью квадрупольного масс-спектрометра MKS RGA E-Vision 2.

На рис. 3 в качестве примера представлено распределение температуры в полярных координатах (вид сверху на Т-11М) по секциям вакуумной камеры, измеренное в ходе индукционного нагрева сразу после напуска газов Ar и He до давления 10^5 Па (пунктир), сплошная кривая — после выдержки (экспозиции) в течение 30 мин. Тонкостенные элементы вакуумной камеры (сильфоны) обозначены на рисунке стрелками.

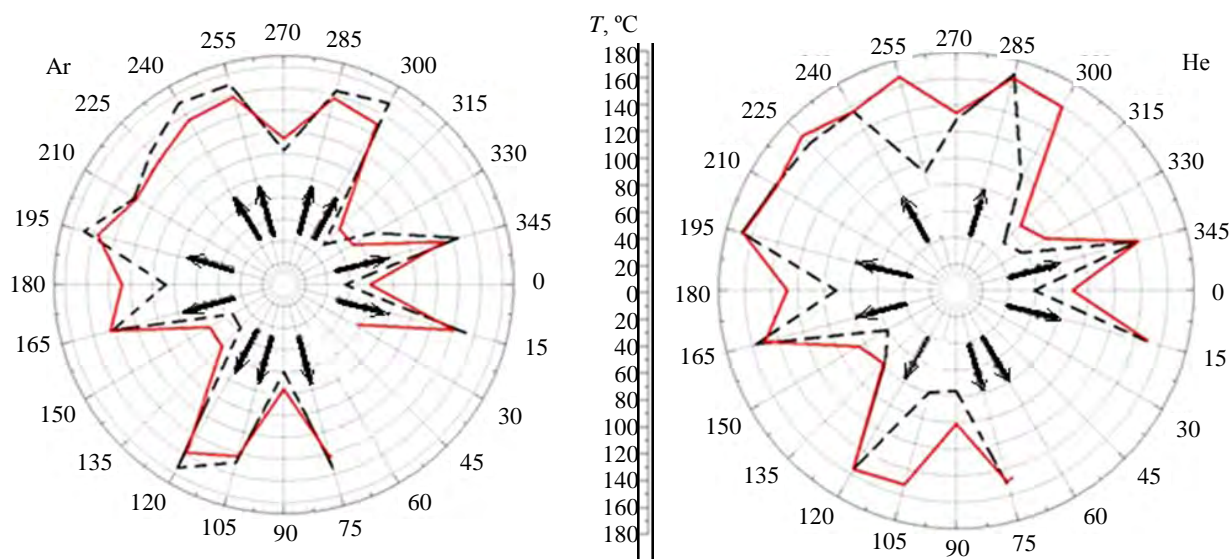


Рис. 3. Распределение температуры (длина луча от центра до кривой) вдоль камеры Т-11М при индукционном прогреве: — — — до напуска газов Ar и He; — — — после 30 мин экспозиции в атмосфере нагретых газов (стрелки отмечают положение сильфонов)

Как следует из приведённого рисунка, гелий оказался существенно более эффективным теплоносителем, чем аргон, что является очевидным следствием его меньшей массы, поэтому дальнейшие эксперименты по «осушению камеры» проводились с ним. Главной задачей, которую предстояло решить экс-

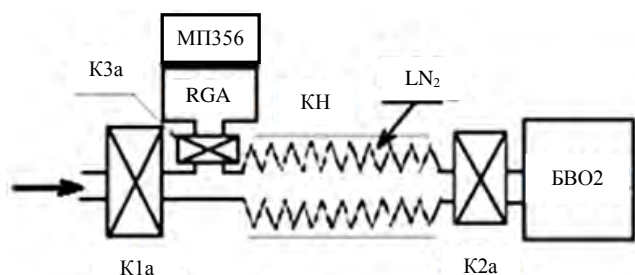


Рис. 4. «Пробник» содержания водяных паров во «влажном» гелии

спектрометра RGA, заблокированного с широкодиапазонным датчиком давления МП356 (Philips), криогенного насоса (КН) и блока высоковакуумной откачки БВО2. Всё устройство соединялось высоковакуумными клапанами К1а, К2а и К3а. Криогенный насос на основе сильфонного соединительного рукава Ду80 снаружи был изолирован теплозащитой с возможностью заливки жидким азотом пространства между сильфоном и защитой и затем быстрым прогревом током до 100—150 °С, подводимым к нему между К1а и К2а (100—150 А). Устройство соединялось с объёмом камеры (стрелка) через К1а и действовало следующим образом: внутренний объём КН, предварительно откаченный до вакуума масштаба 10^{-3} Па при закрытых клапанах К2а и К3а, заполнялся пробной порцией «влажного» гелия из камеры токамака через открытый клапан К1а, далее клапан К1а перекрывался, а в «рубашку» КН заливался жидкий азот вплоть до прекращения кипения, затем объём КН через открытый клапан К2а откачивался насосом БВО2 до 10^{-2} Па, после чего клапан К3а на RGA + МП356 открывался и включался прогрев «рубашки» КН до 100 °С. По мере нагрева давление в камере КН росло (в основном за счёт H_2O) вплоть до насыщения, являясь тем самым объективным индикатором содержания водяных паров в горячем гелии. Ход давления в начале прогрева фиксировался параллельно RGA и МП356. Если давление начинало существенно превышать 10^{-2} Па, RGA выключался и дальнейший контроль суммарного давления осуществлялся МП356. После открытия клапана К2а на спаде давления RGA включался снова. Тем самым состав газа удавалось контролировать как в начальной стадии, так и в заключительной фазе анализа.

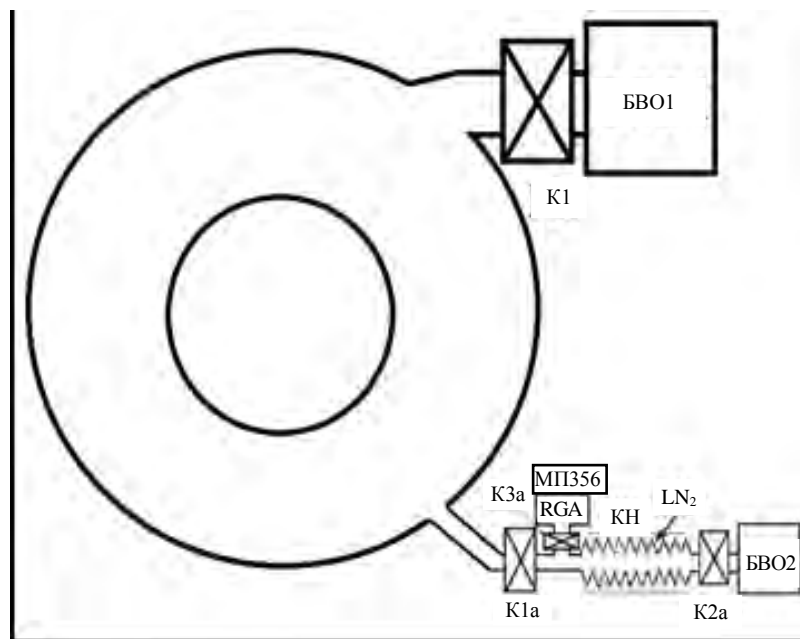


Рис. 5. Исходная схема «осушения» камеры Т-11М нагретым He

Далее объём КН был отсечён клапаном К1а от камеры и произведено его охлаждение снаружи жидким азотом. После охлаждения КН клапан К2а был открыт и гелий откачен из КН с помощью БВО2 вплоть до 10^{-2} Па. Затем КН был отсечён от БВО2 клапаном К2а и прогрет до 100 °С.

периментально, являлся выбор наиболее рациональной длительности гелиевой экспозиции, позволяющей «осушить» внутрикамерные элементы, наиболее удалённые от основных нагревателей — тонкостенных стальных сильфонов камеры. Для этого нужно было решить вспомогательную задачу детектирования содержания водяных паров в нагретом гелиевом объёме. Для её решения было собрано устройство, изображённое на рис. 4, состоящее из трёх основных элементов: масс-

С целью определения временной динамики поступления паров воды в нагретый «сухой» гелий со стенок камеры и с её удалённых, плохо прогреваемых патрубков был проведён следующий эксперимент: разрядная камера Т-11М (рис. 5), снабжённая высоковакуумной откачкой (блок БВО1, клапан К1) и «пробником» водяных паров (см. рис. 4), была откачена до предельно возможного технологического вакуума (около 10^{-4} Па), прогрета индукционным нагревом на протяжении 1 ч до температуры 100—200 °С (см. рис. 3), эвакуирована от БВО1 клапаном К1, а от БВО2 клапаном К1а, после чего заполнена гелием до атмосферного давления (10^5 Па). Через 30 мин была сделана одна проба. При закрытом клапане К2а клапан К1а был открыт и объём КН заполнен горячим «влаж-

При этом давление в его камере КН поднялось до $2,4 \cdot 10^{-1}$ Па (примерно в 25 раз), в основном, за счёт «вымороженной» из гелия группы масс «водяного спектра». Вторая проба с забором горячего «влажного» гелия из разрядной камеры Т-11М в КН по такой же схеме, проведённая через 2 ч после начала подачи гелия, дала близкое значение, но третья, проведённая ещё через 1,5 ч — примерно в 1,4 раза большее $3,4 \cdot 10^{-1}$ Па. Отсюда можно было сделать вывод, что конвекция горячего «влажного» гелия в камере токамака Т-11М происходила сравнительно медленно с временами, сравнимыми с длительностью рабочего дня.

Правда, уже и её было достаточно, чтобы снизить на порядок остаточное давление паров воды и N_2 (масса 28) в камере Т-11М. На рис. 6 показан RGA-спектр остаточных газов до «осушения» (сплошные линии) и на следующий день после него.

«ОСУШЕНИЕ» С ПРИНУДИТЕЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ ГЕЛИЯ

С целью ускорения процесса «осушения» путём организации принудительной конвекции гелия было предложено дополнить схему вакуумной подготовки токамака (см. рис. 4) дополнительным контуром, включающим в себя постоянно функционирующие циркуляционный насос (ЦН) и криогенную ловушку АЛ для «вымораживания» жидким азотом паров воды и углекислого газа (рис. 7).

Такой дополнительный контур (рис. 8) был реализован на базе «сухого» (безмасляного) форвакуумного насоса спирального типа Agilent IDP-15 (ЦН). Он был соединён с разрядной камерой Т-11М вакуумным затвором К16, сблокированным с регулируемым газовым натекателем (не показан) и стандартной стеклянной ловушкой, погружённой в сосуд Дьюара, заполненный жидким азотом (АЛ). Было замечено, что в процессе работы внутренняя поверхность стеклянной ловушки постепенно мутнеет и, будучи отогрета, покрывается мелкими каплями воды, извлечённой из камеры. На рис. 9 показан вид ловушки после трёхчасовой циркуляции нагретого He через азотную ловушку. В ходе более длительной экспозиции 14 ч (7 + 7) было собрано около $1,5 \text{ см}^3$ воды, что позволило её взвесить на лабораторных весах ВЛР-200 (точность измерения 0,5 мг) и тем самым оценить среднюю эффективность нового способа сбора воды. После 14-часового сбора его эффективность снизилась почти до нуля, и сбор был прекращён.

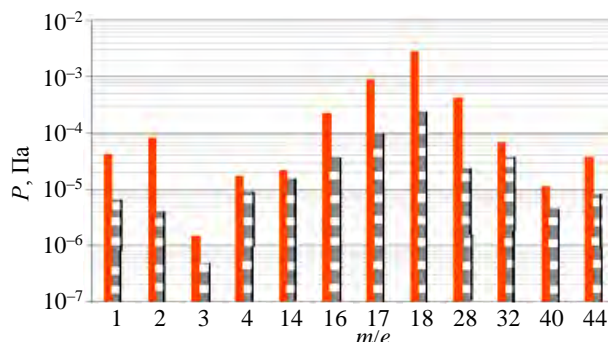


Рис. 6. RGA-спектр остаточных газов до осушения (■) и после (□)

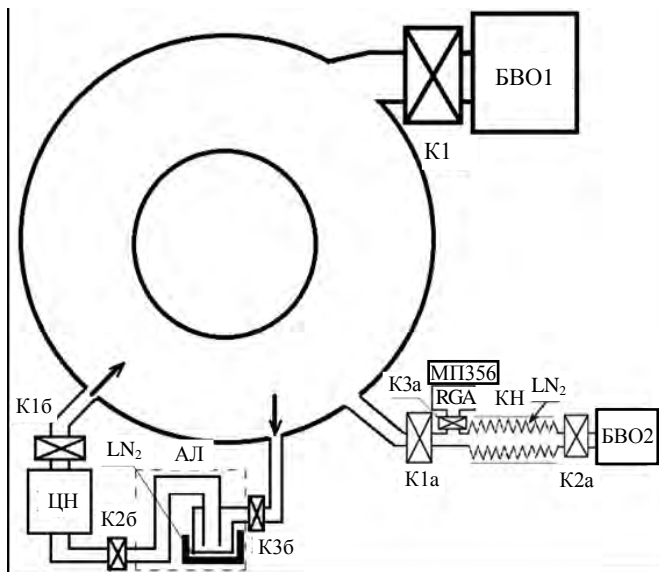


Рис. 7. Схема гелиевого «осушения» камеры токамака с дополнительным контуром циркуляции гелия



Рис. 8. Общий вид контура циркуляции гелия. На переднем плане шланг входа, на заднем плане шланг выхода в разрядную камеру

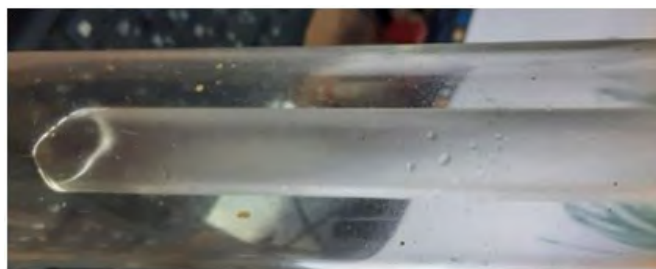


Рис. 9. Вид отогретой стеклянной ловушки с каплями воды на поверхности после трёхчасового сбора в составе контура циркуляции

Если бы удаление такого количества воды со стенок разрядной камеры Т-11М осуществлялось обычным способом — индукционным нагревом камеры до 200 °С и удалением воды высоковакуумными насосами (их фактическая скорость откачки в условиях Т-11М составляла около 30 л/с), то при среднем давлении 10^{-2} Па на это понадобилось бы около 200 ч — почти месяц с учётом односменной работы, что близко к реальности. Таким образом, новый метод оказался эффективней не менее чем в 15 раз по сравнению с обычным. Кроме того, он позволяет захватить область плохо прогреваемых внутрикамерных элементов — активных источников воды, поступающих в плазму в процессе разряда. Прямое указание на это нам даёт то экспериментальное наблюдение, что следующий этап подготовки стенок токамака — тлеющий разряд на гелии — начался на Т-11М сразу «с зелёного свечения», т.е. со свечения нейтрального гелия, в то время как при обычной подготовке после перехода на тлеющий разряд в гелии плазма на протяжении почти двух недель продолжала светиться «белым» или «беловатым», что явно указывало на активное присутствие в плазме воды подобно тому, как это происходило на рис. 1 в тлеющем разряде на водороде.

Метод «осушения» по сути своей прост и понятен в интерпретации. Он позволяет экономить время и силы в ходе реанимации токамака после его открытия на атмосферу. Особенно полезен он был бы при запуске больших токамаков, таких как Т-15МД и ИТЭР.

В заключение авторы выражают благодарность Евгению Владимировичу Красильникову, начальнику Отдела газокриогеники ГНЦ РФ ТРИНИТИ, за понимание проблем и активное участие в работах по «осушению» камеры ТСП.

Работа проведена в рамках договора на выполнение НИОКР от 13.09.2019 № 313/1694-Д с АО «Наука и инновации» Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Azizov E.A., Kovan I.A., Mirnov S.V.** Status of experiments on TSP. — In: Proc.14 IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Res. IAEA, Wurzberg, 30 Sept.—7 Oct. 1992. — Vienna: IAEA, 1993, vol. 1, p. 153—165.
2. **Artsimovich L.A.** — Nuclear Fusion, 1972, vol. 12, № 2, p. 215—252.



Валерий Алексеевич Морозов, ведущий инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
morozov@triniti.ru



Анастасия Николаевна Щербак, ведущий инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия



Сергей Васильевич Мирнов, начальник отдела, профессор, д.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат Государственной премии СССР и премии им. Л.А. Арцимовича РАН, член Международного комитета по координации физических исследований в поддержку проекта ИТЭР, эксперт МАГАТЭ по токамакам; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия; профессор; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия

Статья поступила в редакцию 20 мая 2020 г.

После доработки 28 июня 2020 г.

Принята к публикации 5 августа 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 5—10.

УДК 621.039.623:621.039.619

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АУСТЕНИТНЫХ НИКЕЛЕВЫХ И МАРГАНЦЕВЫХ СТАЛЕЙ ПРИ НЕЙТРОННЫХ ОБЛУЧЕНИЯХ В ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ ДЕЛЕНИЯ (БЫСТРЫХ) И СИНТЕЗА

А.И. Блохин¹, В.М. Чернов^{2,3}

¹Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН (ИБРАЭ РАН), Москва, Россия

²Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара (АО «ВНИИНМ»), Москва, Россия

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Определены ядерно-физические свойства аустенитной хромоникелевой стали ЭК-164 (Fe—16Cr—19Ni—2Mo—2Mn—Nb—Ti—В) и её модификаций на основе марганца ЭК-164Mn (Fe—16Cr—20Mn—2Mo—Nb—Ti—В) и ЭК-164MnW (Fe—16Cr—20Mn—2W—Nb—Ti—В) при облучении (до 5 эффективных лет) в нейтронных спектрах быстрого энергетического (БН-600) и термоядерного (ДЕМО-С) реакторов и после облучения (ядерное охлаждение до 1000 лет). Исследования проведены на базе расчётного комплекса ACDAM-2.0 с учётом элементных (легирующих и примесных) составов сталей и типичных нейтронных спектров реакторов деления (БН-600) и синтеза (ДЕМО-С). Получен набор ядерно-физических характеристик сталей (первичная радиационная повреждаемость, трансмутация элементов, радиогенное накопление элементов, включая водород, гелий и бор, мощность γ -дозы, радиоактивность, ядерное энерговыделение, изотопные вклады) и дан их сравнительный анализ. Определены временные интервалы выполнения критериев малой активированности сталей после облучения (мощность γ -дозы менее 10 мЗв/ч, радиоактивность менее 10^{10} Бк/кг, энерговыделение менее 10 Вт/м³).

Ключевые слова: сталь ЭК-164 (Fe—16Cr—19Ni—2Mo—2Mn—Nb—Ti—В), сталь ЭК-164Mn (Fe—16Cr—20Mn—2Mo—Nb—Ti—В), сталь ЭК-164MnW (Fe—16Cr—20Mn—2W—Nb—Ti—В), быстрый реактор БН-600, термоядерный реактор ДЕМО-С, нейтронные спектры, облучение, ядерно-физические свойства.

NUCLEAR PHYSICAL PROPERTIES OF AUSTENITIC NICKEL AND MANGANESE STEELS UNDER NEUTRON IRRADIATION IN NUCLEAR FISSION (FAST) AND FUSION REACTORS

A.I. Blokhin¹, V.M. Chernov^{2,3}

¹ Nuclear Safety Institute of the Russian Academy of Science (IBRAE RAS), Moscow, Russia

²A.A. Bochvar High-Technology Research Institute of Inorganic Materials (JSC «VNIINM»), Moscow, Russia

³National Research Nuclear University «MEPhI», Moscow, Russia

The nuclear physical properties of austenitic chromium-nickel steel EK-164 (Fe—16Cr—19Ni—2Mo—2Mn—Nb—Ti—B) and its manganese-based modifications EK-164Mn (Fe—16Cr—20Mn—2Mo—Nb—Ti—B) and EK-164MnW (Fe—16Cr—20Mn—2W—Nb—Ti—B) under irradiation (up to 5 effective years) in the neutron spectra of fast power (BN-600) and thermonuclear (DEMO-C) reactors and after irradiation (nuclear cooling up to 1000 years) were determined. The researches were performed on the basis of the ACDAM-2.0 calculation complex, taking into account the elemental (alloying and impurity) compositions of steels and typical neutron spectra of fission (BN-600) and fusion (DEMO-C) reactors. The entire set of nuclear physical characteristics of steels (primary radiation damage, transmutation of elements, radiogenic accumulation of elements, including hydrogen, helium and boron, γ -dose power, radioactivity, nuclear energy release, isotope contributions) is obtained and their comparative analysis is given. The time intervals for fulfilling the criteria of low activation of steels after irradiation (γ -dose rate less than 10 mSv/h, radioactivity less than 10^{10} Bq/kg, energy release less than 10 W/m³) were determined.

Key words: steel EK-164 (Fe—16Cr—19Ni—2Mo—2Mn—Nb—Ti—b), steel EK-164Mn (Fe—16Cr—20Mn—2Mo—Nb—Ti—B), steel EK-164MnW (Fe—16Cr—20Mn—2W—Nb—Ti—B), fast reactor BN-600, fusion reactor DEMO-C, neutron spectra, irradiation, nuclear physical properties.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-11-23

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время аустенитные хромоникелевые стали типа ЧС-68 (Fe—16Cr—15Ni—2Mo—Mn—Ti—V—В) и ЭК-164 (Fe—16Cr—19Ni—2Mo—2Mn—Nb—Ti—В) используются или планируются к применению как конструкционные материалы (КМ) для активных зон российских быстрых [1—6] (БН-600, БН-800, БН-1200, МБИР, др.) и термоядерных [7—9] (ДЕМО-С, ДЕМО-ТИН, др. проекты НИЦ «Курчатовский институт») реакторов. Сдерживающими факторами применения аустенитных хромоникелевых сталей в ядерных и термоядерных реакторах являются их высокая радиоактивность, высокое радиационное распухание и

высокотемпературное радиационное охрупчивание (ВТРО). С целью уменьшения распухания при нейтронном облучении в стали ЭК-164 увеличена концентрация никеля (относительно стали ЧС-68). Однако увеличение концентрации никеля в аустенитных сталях усиливает другие проблемы их применения в реакторах с разными типами теплоносителей (ВТРО, коррозия, радиоактивность, стоимость).

Применение высоконикелевых сталей делает практически невозможной реализацию полного замкнутого ядерного топливного цикла (ПЗЯТЦ), включающего переработку и повторное использование (рециклирование) облучённых топлива и КМ за исторически короткое время после нейтронного облучения (для КМ менее 100 лет).

С целью уменьшения ядерных и радиационных проблем применения аустенитных хромоникелевых сталей предложены и разрабатываются для ядерного применения аустенитные хромомарганцевые стали типа Fe—(10—18)Cr—(10—30)Mn—2Mo—W [10—24]. Аустенитные хромомарганцевые стали являются по сравнению с аустенитными хромоникелевыми сталями потенциально менее радиоактивными, менее гелий-образующими, более прочными и коррозионно-стойкими сталями, что представляет потенциальный интерес их ядерного применения и обосновывает потенциальную перспективность их дальнейших разработок для применения в ядерных (быстрых) и термоядерных реакторах. Особый интерес потенциально малоактивируемые аустенитные хромомарганцевые стали (не магнитные) представляют для термоядерных реакторов с магнитным удержанием плазмы (типа токамак), в которых применение таких сталей в качестве КМ является важным преимуществом.

С целью оптимизации элементных составов сталей хромомарганцевого типа для ядерного применения представляется важным исследование всего комплекса их ядерно-физических свойств при длительных облучениях в нейтронных спектрах быстрых и термоядерных реакторов и длительных выдержках (ядерное охлаждение) после облучения. Такие исследования облучённых сталей позволят определить условия обращения с ними (переработка, захоронение), их соответствие критериям малой активируемости и сроки выполнения таких критериев после нейтронных облучений.

Степень радиационной опасности радиоактивных материалов (РМ) характеризуется [25—30]:

— мощностью дозы γ -излучения (Зв/ч), которое сопровождает радиоактивный распад элементов в стали. Эта мощность является ориентиром при определении радиационной опасности РМ и определяет условия обращения с ними:

при уровне мощности γ -дозы менее 0,025 мЗв/ч (уровень hands-on level) материал рассматривается как обычное (не радиоактивное) вещество;

при уровне мощности γ -дозы в интервале от 0,025 до 10,0 мЗв/ч (уровень remote level) РМ можно повторно использовать (рециклировать);

при уровне мощности γ -дозы более 10,0 мЗв/ч РМ не может быть рециклирован для повторного использования и подлежит только захоронению разной сложности в зависимости от класса радиоактивности (целью является остаточная радиоактивность класса 3 и ниже);

— радиоактивностью облучённых материалов (Бк/кг), определяемой скоростью распада радиоактивных ядер и характеризуемой разными классами радиоактивности облучённых материалов и радиоактивных отходов (РАО). Твёрдые РАО относятся к классу 3, если это:

среднеактивные РАО, содержащие β -излучающие нуклиды (за исключением трития) удельной активностью от 10^7 до 10^{10} Бк/кг;

низкоактивные долгоживущие РАО, содержащие радионуклиды с периодом полураспада более 31 года (^{14}C , ^{26}Al , ^{39}Ar , ^{53}Mn , ^{59}Ni , ^{63}Ni , ^{91}Nb , ^{92}Nb , ^{94}Nb , ^{93}Zr , ^{93}Mo , ^{99}Tc) и удельной активностью от 10^6 до 10^7 Бк/кг для РАО, содержащих β -излучающие радионуклиды (за исключением трития);

— энерговыделением (Вт/м³, Вт/кг), производимым в КМ ядерными реакциями во время и после нейтронного облучения и определяющим температуру облучённого КМ: при уровне энерговыделения менее 10 Вт/м³ возможна радиохимическая переработка облучённых КМ.

В данной работе на основе расчётного комплекса ACDAM-2.0 [31—33] выполнены исследования ядерно-физических характеристик аустенитной хромоникелевой стали ЭК164 (Fe—16Cr—19Ni—2Mo—2Mn—Nb—Ti—B) и её марганцевых модификаций ЭК-164Mn (Fe—16Cr—20Mn—2Mo—Nb—Ti—B) и ЭК-164MnW (Fe—16Cr—20Mn—2W—Nb—Ti—B), облучаемых до 5 эффективных лет в типичных нейтронных спектрах быстрых (БН-600) и термоядерных (ДЕМО-С) реакторов. Проведён сравнитель-

ный анализ изменений ядерно-физических свойств сталей ЭК-164, ЭК-164Mn и ЭК-164MnW, включая первичную радиационную повреждаемость (ПРП), активацию, трансмутацию, радиоактивность, энерговыделение, наработку водорода и гелия, ядерное охлаждение после облучения и соответствующие изотопные вклады. Определены временные интервалы после облучения, обеспечивающие выполнение критериев малой активируемости и радиационной безопасности для облучённых сталей.

КОМПОЗИЦИОННЫЙ СОСТАВ АУСТЕНИТНОЙ ХРОМНИКЕЛЕВОЙ СТАЛИ ЭК-164 И ЕЁ МАРГАНЦЕВЫХ МОДИФИКАЦИЙ

В табл. 1 приведены композиционные составы хромоникелевой стали ЭК-164 [1—5] и её марганцевых модификаций, обозначенных как ЭК-164Mn (никель заменён на марганец) и ЭК-164MnW (никель заменён на марганец, молибден заменён на вольфрам), использованные при расчётах в данной работе.

Т а б л и ц а 1. Композиционные составы (масс. %) стали ЭК-164 и её модификаций ЭК-164Mn и ЭК-164MnW, использованные при расчётах в данной работе

Z	Элемент	ЭК-164	ЭК-164Mn	ЭК-164MnW
5	B	0,004	0,004	0,004
6	C	0,07	0,07	0,07
7	N	0,01	0,01	0,01
13	Al	0,10	0,10	0,10
14	Si	0,41	0,41	0,41
15	P	0,02	0,02	0,02
16	S	0,01	0,01	0,01
22	Ti	0,30	0,30	0,30
23	V	0,13	0,13	0,13
24	Cr	15,91	15,91	15,91
25	Mn	1,60	20,99	20,99
26	Fe	59,606	59,606	59,606
27	Co	0,01	0,01	0,01
28	Ni	19,39	—	—
41	Nb	0,17	0,17	0,17
42	Mo	2,26	2,26	—
74	W	—	—	2,26

Элементный состав стали ЭК-164 (см. табл. 1) определяется соответствующими техническими условиями на её композиционный состав и соответствует элементному составу типичной плавки этой стали. Концентрация хрома и ниобия в модифицированных марганцевых сталях оставлена без изменений (концентрация хрома не уменьшена до максимального уровня 15% масс. для аустенитных хромомарганцевых сталей) для более точного сравнения ядерно-физических свойств стали ЭК-164 и её модификаций ЭК-164Mn и ЭК-164MnW.

НЕЙТРОННЫЕ СПЕКТРЫ РЕАКТОРОВ БН-600 И ДЕМО-С И УСЛОВИЯ ОБЛУЧЕНИЯ

На рис. 1 представлены нейтронные спектры реакторов БН-600 и ДЕМО-С [4, 8, 32], для которых в данной работе проведены расчёты радиационных параметров сталей ЭК-164, ЭК-164Mn и ЭК-164MnW, облучённых в таких нейтронных спектрах длительностью до 5 эффективных лет. Предполагается неизменность нейтронных спектров за время облучения.

Для реактора БН-600 нейтронные спектры взяты для центральной области активной зоны. Для реактора ДЕМО-С взяты данные по нейтронному

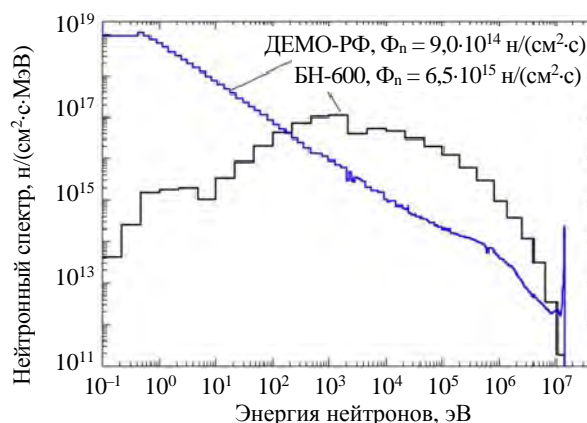


Рис. 1. Нейтронные спектры для реакторов БН-600 и ДЕМО-С

спектру первой стенки. Полные потоки нейтронов ($E > 0$) составляют значения $6,5 \cdot 10^{15}$ н/(см²·с) (БН-600) и $9,0 \cdot 10^{14}$ н/(см²·с) (ДЕМО-С).

При вычислениях трансмутации и активации рассматриваемой стали масса её образца принималась равной 1 кг. Результатом таких вычислений являются уровни ядерной активации сталей при нейтронном облучении и их спад (ядерное охлаждение) после прекращения облучения, изменённые исходные составы первоначальных элементов в сталях из-за их ядерной трансмутации, включая радиогенные концентрации водорода, трития, гелия и бора, в зависимости от типа сталей, длительности облучения (до 5 эффективных лет) в нейтронных спектрах быстрого (БН-600) и термоядерного (ДЕМО-С) реакторов и длительности после реакторных выдержек (до 1000 лет).

ПЕРВИЧНАЯ РАДИАЦИОННАЯ ПОВРЕЖДАЕМОСТЬ

Расчёты ПРП (сна — смещений на атом) для стали ЭК-164 и её модификаций были выполнены при облучении в нейтронных спектрах реакторов, следуя известной модели TRN-стандарта с использованием сечений радиационных повреждений, подготовленных с помощью программы NJOY-99 на основе библиотек оцененных ядерных данных ENDF/B-VII.1 и БРОНД-3.1, входящих в состав комплекса ASCRAM-2.0 [31—33]. Величина ПРП для этих сталей представляется выражением $ПРП = K_d t$, где K_d — скорость образования ПРП (сна/год), t — время облучения (годы). Расчёты скорости образования ПРП K_d приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Скорости образования ПРП K_d при облучении в нейтронных спектрах реакторов БН-600 и ДЕМО-С

Сталь	Первичная повреждаемость, сна/год	
	БН-600 ($\Phi_n = 6,5 \cdot 10^{15}$ см ⁻² ·с ⁻¹)	ДЕМО-С ($\Phi_n = 9,0 \cdot 10^{14}$ см ⁻² ·с ⁻¹)
ЭК-164	48,24	48,60
ЭК-164Mn	49,88	46,90
ЭК-164MnW	47,89	48,23
Fe	62,24	47,77

Следует отметить (см. табл. 2) небольшую разницу для уровней ПРП во всех сталях и нейтронных спектрах деления (БН-600) и синтеза (ДЕМО-С). Для стали ЭК-164 и её марганцевых модификаций значения K_d близки и находятся в малом интервале 47—50 сна/год для всех нейтронных спектров.

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА НУКЛИДНЫЙ СОСТАВ АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЕЙ

Полученные результаты расчётов изменения нуклидных составов аустенитной стали ЭК-164 и её модификаций ЭК-164Mn и ЭК-164MnW при их нахождении в нейтронных полях быстрого (БН-600) и термоядерного (ДЕМО-С) реакторов представлены в табл. 3—5. Изменения элементных составов сталей зависят от типа нейтронного спектра (деления, синтеза) и длительности облучения, а концентрация отдельных элементов может как увеличиться, так и уменьшиться при облучении. Элементы, отсутствующие в исходном элементном составе сталей, образуются в результате ядерных реакций.

Т а б л и ц а 3. Расчётное изменение элементного состава (вес. %) стали ЭК-164, облучённой в реакторах БН-600 и ДЕМО-С в течение 5 эффективных лет

Z	Элемент	Исходный состав ЭК-164	Состав ЭК-164, конец облучения (5 лет)	
			БН-600	ДЕМО-С
1	H	—	0,0053	0,01815
2	He	—	0,00149	0,00914
3	Li	—	$4,5768 \cdot 10^{-4}$	$2,63023 \cdot 10^{-5}$
4	Be	—	$1,41287 \cdot 10^{-5}$	$1,58122 \cdot 10^{-4}$
5	B	0,004	0,00345	0,00409
6	C	0,07	0,07012	0,0697
7	N	0,01	0,0097	0,00967
11	Na	—	$7,8488 \cdot 10^{-9}$	$3,08663 \cdot 10^{-5}$
12	Mg	—	$1,67209 \cdot 10^{-4}$	0,00303
13	Al	0,1	0,09975	0,10031
14	Si	0,41	0,40986	0,40687

15	P	0,02	0,02014	0,01964
16	S	0,01	0,00991	0,00965
20	Ca	—	$7,30976 \cdot 10^{-6}$	$1,34201 \cdot 10^{-4}$
21	Sc	—	$5,57749 \cdot 10^{-6}$	$3,16604 \cdot 10^{-4}$
22	Ti	0,3	0,3003	0,32162
23	V	0,13	0,14849	0,27858
24	Cr	15,91	15,92113	15,85418
25	Mn	1,6	1,58482	1,96782
26	Fe	59,606	59,8037	59,55167
27	Co	0,01	0,03142	0,09885
28	Ni	19,39	19,14514	18,84721
29	Cu	—	0,00251	$1,19831 \cdot 10^{-4}$
30	Zn	—	$3,11225 \cdot 10^{-5}$	$2,02882 \cdot 10^{-7}$
39	Y	—	$3,44964 \cdot 10^{-6}$	$1,65412 \cdot 10^{-4}$
40	Zr	—	$5,04256 \cdot 10^{-4}$	0,00451
41	Nb	0,17	0,16775	0,17677
42	Mo	2,26	2,20183	2,23792
43	Tc	—	0,03773	0,00942
44	Ru	—	0,02412	$2,18382 \cdot 10^{-4}$
45	Rh	—	$1,27121 \cdot 10^{-4}$	$1,43162 \cdot 10^{-10}$
46	Pd	—	$1,72537 \cdot 10^{-5}$	$1,73822 \cdot 10^{-13}$

Примечание. Не указаны радиогенные элементы с концентрацией $<10^{-5}$ масс. % одновременно для обоих спектров: O, F, Ne, Cl, Ar, K, Ga, Ge, Se, Br, Kr, Rb, Sr, Ag, Cd.

Т а б л и ц а 4. Расчётное изменение элементного состава (вес. %) стали ЭК-164Мп, облучённой в реакторах БН-600 и ДЕМО-С в течение 5 эффективных лет

Z	Элемент	Исходный состав ЭК-164Мп	Состав ЭК-164Мп, конец облучения (5 лет)	
			БН-600	ДЕМО-С
1	H	—	0,0012	0,01084
2	He	—	$6,73724 \cdot 10^{-4}$	0,00454
3	Li	—	$4,58893 \cdot 10^{-4}$	$2,63055 \cdot 10^{-5}$
4	Be	—	$1,40995 \cdot 10^{-5}$	$1,58141 \cdot 10^{-4}$
5	B	0,004	0,00345	0,00409
6	C	0,07	0,07012	0,0697
7	N	0,01	0,0097	0,00967
11	Na	—	$7,86008 \cdot 10^{-9}$	$3,08701 \cdot 10^{-5}$
12	Mg	—	$1,75114 \cdot 10^{-4}$	0,00303
13	Al	0,1	0,0997	0,10032
14	Si	0,41	0,4099	0,40692
15	P	0,02	0,02014	0,01964
16	S	0,01	0,00992	0,00965
20	Ca	—	$6,96157 \cdot 10^{-6}$	$1,34218 \cdot 10^{-4}$
21	Sc	—	$6,21861 \cdot 10^{-6}$	$3,16642 \cdot 10^{-4}$
22	Ti	0,3	0,30054	0,32167
23	V	0,13	0,14852	0,27926
24	Cr	15,91	15,9219	16,14715
25	Mn	20,99	20,2855	21,0318
26	Fe	59,606	60,27368	59,14186
27	Co	0,01	0,01221	0,00985
28	Ni	—	$7,72932 \cdot 10^{-5}$	$2,36381 \cdot 10^{-6}$
39	Y	—	$8,03862 \cdot 10^{-6}$	$1,65432 \cdot 10^{-4}$
40	Zr	—	$5,99818 \cdot 10^{-4}$	0,00451
41	Nb	0,17	0,16776	0,17679
42	Mo	2,26	2,20199	2,2382
43	Tc	—	0,03757	0,00942
44	Ru	—	0,02403	$2,18409 \cdot 10^{-4}$
45	Rh	—	$1,27609 \cdot 10^{-4}$	$1,43179 \cdot 10^{-10}$
46	Pd	—	$1,73015 \cdot 10^{-5}$	$1,73843 \cdot 10^{-13}$

Примечание. Не указаны радиогенные элементы с концентрацией $<10^{-5}$ масс. % одновременно для обоих спектров: O, F, Ne, Cl, Ar, K, Cu, Zn, Se, Br, Kr, Rb, Sr, Ag, Cd.

Т а б л и ц а 5. Расчётное изменение элементного состава (вес. %) стали ЭК-164МnW, облучённой в реакторах БН-600 и ДЕМО-С в течение 5 эффективных лет

Z (№)	Элемент	Исх. состав ЭК-164МnW	Состав ЭК-164МnW, конец облучения (5 лет)	
			БН-600	ДЕМО-С
1	H	—	0,0012	0,01074
2	He	—	$6,66884 \cdot 10^{-4}$	0,00451
3	Li	—	$4,58891 \cdot 10^{-4}$	$2,63054 \cdot 10^{-5}$
4	Be	—	$1,40994 \cdot 10^{-5}$	$1,58141 \cdot 10^{-4}$
5	B	0,004	0,00345	0,00409
6	C	0,07	0,07012	0,0697
7	N	0,01	0,0097	0,00967
11	Na	—	$7,86005 \cdot 10^{-9}$	$3,087 \cdot 10^{-5}$
12	Mg	—	$1,75113 \cdot 10^{-4}$	0,00303
13	Al	0,1	0,0997	0,10032
14	Si	0,41	0,4099	0,40692
15	P	0,02	0,02014	0,01964
16	S	0,01	0,00992	0,00965
20	Ca	—	$6,96154 \cdot 10^{-6}$	$1,34218 \cdot 10^{-4}$
21	Sc	—	$6,21858 \cdot 10^{-6}$	$3,16642 \cdot 10^{-4}$
22	Ti	0,3	0,30054	0,32167
23	V	0,13	0,14852	0,27926
24	Cr	15,91	15,92184	16,14712
25	Mn	20,99	20,28542	21,03176
26	Fe	59,606	60,27345	59,14175
27	Co	0,01	0,01221	0,00985
28	Ni	—	$7,72929 \cdot 10^{-5}$	$2,36381 \cdot 10^{-6}$
39	Y	—	$1,72454 \cdot 10^{-7}$	$1,86154 \cdot 10^{-5}$
40	Zr	—	$2,31395 \cdot 10^{-5}$	0,00234
41	Nb	0,17	0,16764	0,1676
42	Mo	—	0,00263	$5,63104 \cdot 10^{-7}$
72	Hf	—	$1,26149 \cdot 10^{-6}$	$4,50549 \cdot 10^{-4}$
73	Ta	—	$9,70735 \cdot 10^{-4}$	0,02675
74	W	2,26	2,05923	2,19369
75	Re	—	0,13938	0,03848
76	Os	—	0,06258	$3,0204 \cdot 10^{-4}$
77	Ir	—	$3,77658 \cdot 10^{-5}$	$2,2741 \cdot 10^{-14}$

Примечание. Не указаны радиогенные элементы с концентрацией $<10^{-5}$ масс. % одновременно для обоих спектров: O, F, Ne, Cl, Ar, K, Cu, Zn, Kr, Rb, Sr, Er, Tm, Yb, Lu, Pt, Au, Hg.

ЯДЕРНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ И НАКОПЛЕНИЕ ВОДОРОДА В СТАЛЯХ

Ядерное образование и накопление водорода и его изотопа трития в сталях при их облучении до 5 лет в нейтронных спектрах реакторов БН-600 и ДЕМО-С приведены в табл. 3—6 и показаны на рис. 2—4 (концентрация дана в вес. %, аррм — атомных частиц на миллион, Бк/кг). Накопление водорода в сталях ЭК-164Мn и ЭК-164МnW практически одинаково для всех нейтронных спектров, но меньше, чем в стали ЭК-164, примерно в 4 раза для БН-600 и примерно в 2 раза для ДЕМО-С. Накопление водорода в сталях в

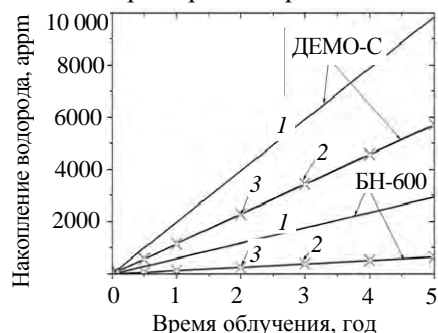


Рис. 2. Радиогенное накопление водорода в стали ЭК-164 (1, —) и её модификациях ЭК-164Мn (2, Δ) и ЭК-164МnW (3, ×) при облучении в реакторах БН-600 и ДЕМО-С

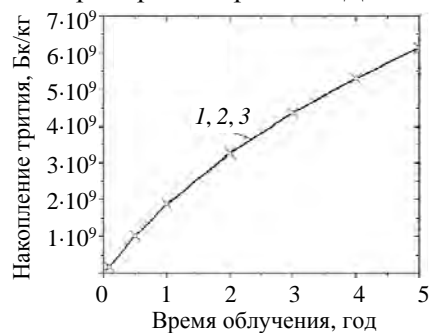


Рис. 3. Радиогенное накопление трития в сталях ЭК-164 (1, —), ЭК-164Мn (2, Δ) и ЭК-164МnW (3, ×) при облучении в реакторе БН-600 в зависимости от времени облучения

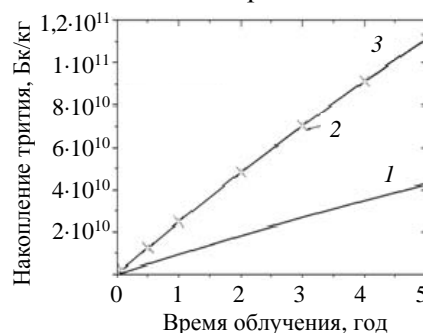


Рис. 4. Радиогенное накопление трития в сталях ЭК-164 (1, —), ЭК-164Мn (2, Δ) и ЭК-164МnW (3, ×) при облучении в реакторе ДЕМО-С в зависимости от времени облучения

термоядерном спектре (ДЕМО-С) существенно выше, чем в спектре деления (БН-600): для стали ЭК-164 выше примерно в 3,4 раза, для сталей ЭК-164Мп и ЭК-164МпW примерно в 9 раз.

Т а б л и ц а 6. Накопление водорода (аррм) в сталях ЭК-164, ЭК-164Мп и ЭК-164МпW при облучении в реакторах до 5 эффективных лет БН-600 и ДЕМО-С

Время облучения, год	Накопление водорода, аррм					
	БН-600			ДЕМО-С		
	ЭК-164	ЭК-164Мп	ЭК-164МпW	ЭК-164	ЭК-164Мп	ЭК-164МпW
1	583,96	130,79	130,88	1978,14	1146,49	1141,70
3	1759,44	391,66	391,96	5925,46	3441,78	3427,49
5	2931,66	650,76	651,27	9848,14	5732,31	5708,59

ЯДЕРНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ И НАКОПЛЕНИЕ ГЕЛИЯ В СТАЛЯХ

Ядерное образование и концентрация (вес. %, аррм) гелия в сталях при их облучении до 5 эффективных лет в нейтронных спектрах реакторов БН-600 и ДЕМО-С показаны на рис. 5 и приведены в табл. 3—5, 7. Накопление гелия в сталях ЭК-164Мп и ЭК-164МпW практически одинаково для нейтронных спектров деления и синтеза, но ниже примерно в 2 раза, чем в стали ЭК-164. Накопление гелия при облучении в сталях ЭК-164, ЭК-164Мп и ЭК-164МпW в термоядерном спектре (ДЕМО-С) существенно выше (примерно в 6—7 раз), чем в спектре деления (БН-600).

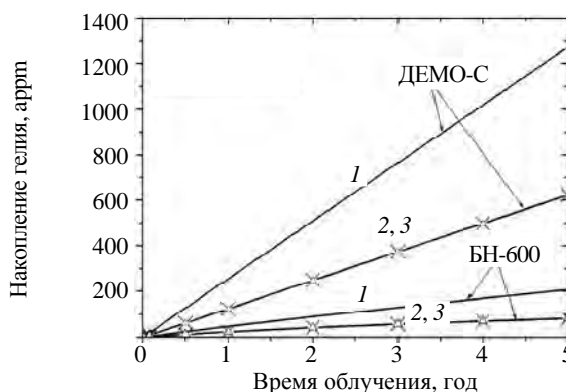


Рис. 5. Радиогенное накопление гелия в сталях ЭК-164 (1, —), ЭК-164Мп (2, Δ) и ЭК-164МпW (3, ×) при облучении в реакторах БН-600 и ДЕМО-С

Т а б л и ц а 7. Накопление радиогенного гелия (аррм) в сталях ЭК-164, ЭК-164Мп и ЭК-164МпW при облучении до 5 эффективных лет в реакторах БН-600 и ДЕМО-С

Время облучения, год	Накопление гелия, аррм					
	БН-600			ДЕМО-С		
	ЭК-164	ЭК-164Мп	ЭК-164МпW	ЭК-164	ЭК-164Мп	ЭК-164МпW
1	47,43	23,72	23,83	255,22	124,10	124,06
3	130,62	57,03	57,28	765,04	373,68	373,54
5	207,95	81,32	81,63	1272,87	624,17	623,92

ЯДЕРНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ И НАКОПЛЕНИЕ БОРА И ЕГО ИЗОТОПОВ В СТАЛЯХ

Ядерное образование и накопление бора (^{10}B + ^{11}B) и его изотопов (^{10}B , ^{11}B) в сталях при их облучении до 5 лет в нейтронных спектрах реакторов БН-600 и ДЕМО-С показаны на рис. 6—7 и приведены в табл. 3—

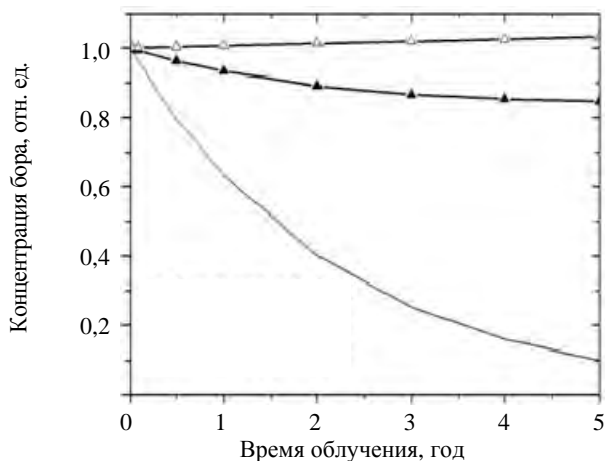


Рис. 6. Временная зависимость изменения концентрации В (^{10}B + ^{11}B) (▲) и его изотопов ^{10}B (—) и ^{11}B (Δ) в стали ЭК-164 при облучении в БН-600 от времени облучения

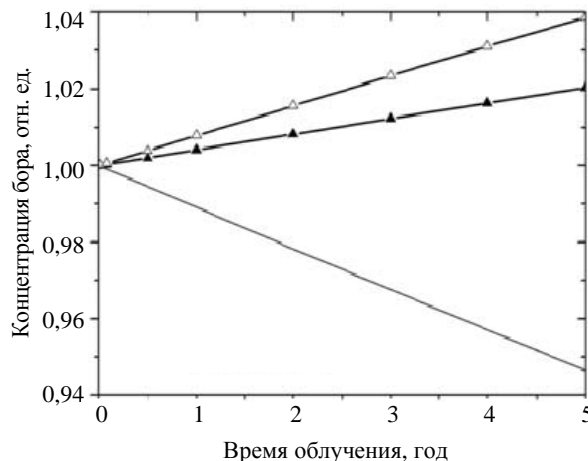


Рис. 7. Временная зависимость изменения концентрации В (^{10}B + ^{11}B) (▲) и его изотопов ^{10}B (—) и ^{11}B (Δ) в стали ЭК-164 при облучении в ДЕМО-С от времени облучения

5, 8. Радиогенная концентрация бора ($^{10}\text{B} + ^{11}\text{B}$) во всех сталях одинакова при облучении в нейтронном спектре деления или синтеза, но для спектра синтеза такая концентрация существенно выше (см. табл. 3—5).

Т а б л и ц а 8. Относительные изменения концентрации бора ($^{10}\text{B} + ^{11}\text{B}$) и его изотопов ^{10}B и ^{11}B в стали ЭК-164 при облучении в реакторах БН-600 и ДЕМО-С

Время облучения, год	БН-600			ДЕМО-С		
	$^{10}\text{B} + ^{11}\text{B}$	^{10}B	^{11}B	$^{10}\text{B} + ^{11}\text{B}$	^{10}B	^{11}B
0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
0,5	0,962	0,796	1,003	1,002	0,995	1,004
1	0,933	0,633	1,007	1,004	0,989	1,008
3	0,868	0,253	1,020	1,012	0,968	1,023
5	0,848	0,101	1,033	1,020	0,947	1,039

При облучении в реакторе БН-600 концентрация бора ($^{10}\text{B} + ^{11}\text{B}$) во всех сталях понижается на 15%, при этом концентрация ^{10}B понижается на 90%, а концентрация ^{11}B увеличивается на 3%. При облучении в реакторе ДЕМО-С концентрация бора ($^{10}\text{B} + ^{11}\text{B}$) во всех сталях увеличивается на 2%, при этом концентрация ^{10}B уменьшается на 5%, а концентрация ^{11}B увеличивается на 4%. Исходная концентрация изотопов в исходном (натуральном) В определяется значением 19,8% для ^{10}B и 80,2% для ^{11}B . Радиогенная наработка гелия в сталях при облучении в термоядерных нейтронных спектрах (ДЕМО-С) практически не зависит от концентрации в них бора.

РАДИОАКТИВНОСТЬ

Ядерное образование и накопление (распад) радионуклидов в сталях при их облучении до 5 эффективных лет в нейтронных спектрах реакторов деления (БН-600) и синтеза (ДЕМО-С) показаны на рис. 8, 9 и приведены в табл. 9. Только для стали ЭК-164MnW спад радиоактивности до уровня 10^{10} Бк/кг (класс 3 радиоактивности) при нейтронном облучении длительностью до 5 эффективных лет в быстрых (БН-600) и термоядерных (ДЕМО-С) реакторах достигается за время менее 100 лет после облучения. Для других сталей (ЭК-164, ЭК-164Mn) время такого уменьшения радиоактивности более 1000 лет после облучения. Существенный вклад в радиоактивность облучённых сталей вносят долгоживущие изотопы ^{93}Mo , ^{91}Nb и ^{94}Nb (см. табл. 9).

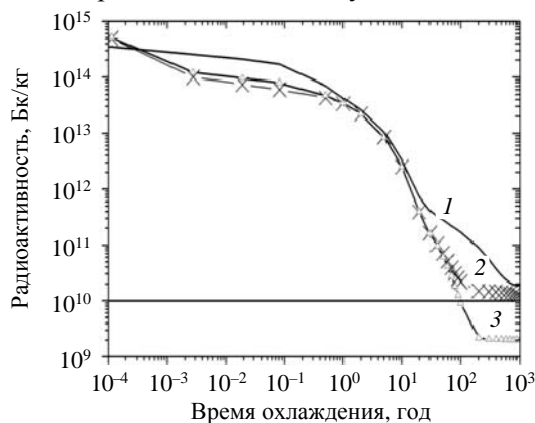


Рис. 8. Временная зависимость спада наведённой радиоактивности (Бк/кг) в сталях ЭК-164 (1, —), ЭК-164Mn (2, ×) и ЭК-164MnW (3, Δ) после их облучения в течение 5 эффективных лет в реакторе БН-600. Горизонтальной линией отмечен уровень радиоактивности 10^{10} Бк/кг

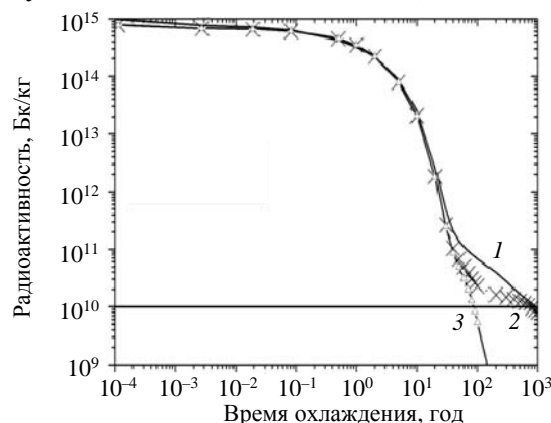


Рис. 9. Временная зависимость спада наведённой радиоактивности в сталях ЭК-164 (1, —), ЭК-164Mn (2, ×) и ЭК-164MnW (3, Δ) после их облучения в течение 5 эффективных лет в реакторе ДЕМО-С. Горизонтальной линией отмечен уровень радиоактивности 10^{10} Бк/кг

Т а б л и ц а 9. Вклад в остаточную радиоактивность (%) основных изотопов в облучённых сталях ЭК-164, ЭК-164Mn и ЭК-164MnW через 31 год после облучения длительностью 5 эффективных лет в реакторах БН-600 и ДЕМО-С

БН-600						ДЕМО-С					
ЭК-164		ЭК-164Mn		ЭК-164MnW		ЭК-164		ЭК-164Mn		ЭК-164MnW	
Изотоп	%	Изотоп	%	Изотоп	%	Изотоп	%	Изотоп	%	Изотоп	%
^{63}Ni	56,03	^{93m}Nb	87,02	^{93m}Nb	89,87	^{60}Co	29,40	^{55}Fe	42,87	^{55}Fe	46,72
^{93m}Nb	34,09	^{55}Fe	6,59	^{55}Fe	6,99	^{55}Fe	25,60	^{93m}Nb	41,10	^{93m}Nb	44,07
^{55}Fe	3,07	^{93}Mo	3,25	^{94}Nb	1,24	^{93m}Nb	22,22	^3H	8,36	^3H	9,09
^{60}Co	2,72	^{94}Nb	1,17	^{60}Co	1,01	^{63}Ni	16,55	^{91}Nb	7,07	^{91}Nb	0,05
^{59}Ni	1,96	^{60}Co	0,95	^3H	0,72	^{91}Nb	3,82	^{93}Mo	0,50	^{14}C	0,03
^{93}Mo	1,28	^3H	0,68	^{14}C	0,17	^3H	1,73	^{14}C	0,03	^{60}Co	0,02

Примечание. Полужирным шрифтом выделены изотопы с временем полураспада более 31 года.

НАВЕДЁННАЯ γ -АКТИВНОСТЬ (МОЩНОСТЬ γ -ДОЗЫ)

Уровни наведённой нейтронным облучением в сталях γ -активности показаны на рис. 10, 11 и приведены в табл. 10. При облучении в нейтронных спектрах быстрых реакторов (БН-600) все стали (ЭК-164, ЭК-164Mn, ЭК-164MnW) не являются малоактивируемыми (время спада мощности γ -дозы до уровня 10 мЗв/ч более 1000 лет даже после очень коротких длительностей нейтронного облучения). В этом случае (быстрые реакторы) повторное использование (рециклирование) облучённых сталей возможно при времени выдержки более 1000 лет после облучения. Существенный вклад в мощность γ -излучения облучённых сталей вносят долгоживущие изотопы ^{94}Nb , ^{91}Nb и ^{93}Mo . При облучении в нейтронных спектрах термоядерных реакторов (ДЕМО-С) только сталь ЭК-164MnW относится к классу малоактивированных КМ. Повторное использование (рециклирование) облучённой стали ЭК-164MnW возможно при времени выдержки менее 50 лет после длительного (до 5 эффективных лет) нейтронного облучения в термоядерных реакторах (ДЕМО-С).

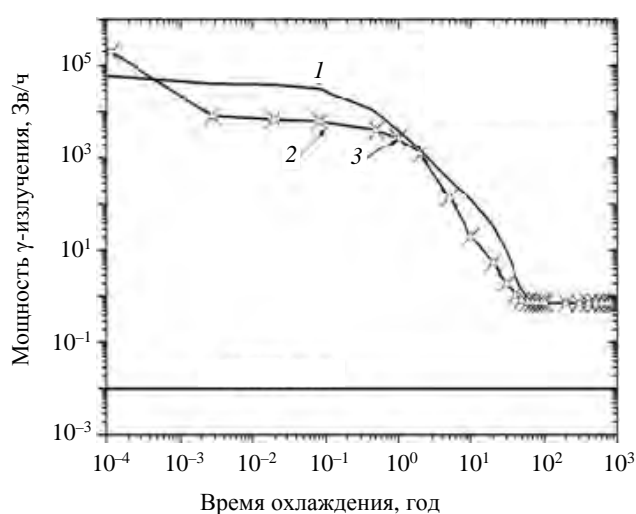


Рис. 10. Временная зависимость спада наведённой γ -активности (Зв/ч) в сталях ЭК-164 (1, —), ЭК-164Mn (2, \times) и ЭК-164MnW (3, Δ) после облучения в течение 5 эффективных лет в реакторе БН-600. Горизонтальной линией отмечен уровень радиоактивности 10 мЗв/ч

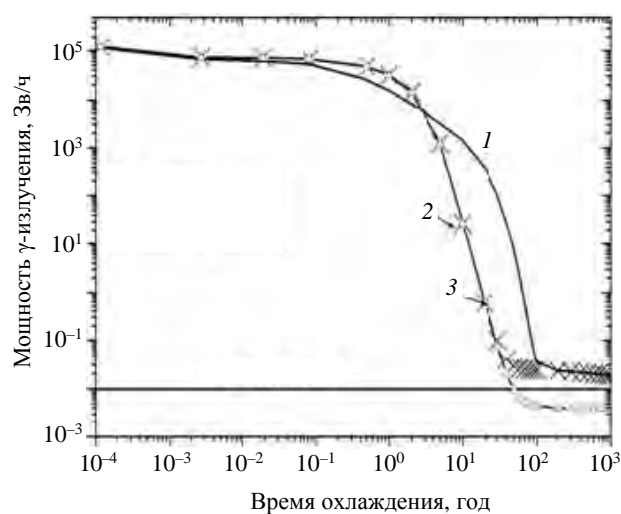


Рис. 11. Временная зависимость спада наведённой γ -активности (Зв/ч) в сталях ЭК-164 (1, —), ЭК-164Mn (2, \times) и ЭК-164MnW (3, Δ) после облучения в течение 5 эффективных лет в реакторе ДЕМО-С. Горизонтальной линией отмечен уровень радиоактивности 10 мЗв/ч

Стали ЭК-164 и ЭК-164Mn удовлетворяют требованиям малой активируемости только при очень малой длительности нейтронного облучения (менее 1 эффективного года) в термоядерных реакторах (ДЕМО-С).

Т а б л и ц а 10. Вклад в мощность γ -излучения (%) основных изотопов в облучённых сталях ЭК-164, ЭК-164Mn и ЭК-164MnW через 31 год после облучения длительностью 5 эффективных лет в реакторах БН-600 и ДЕМО-С

БН-600						ДЕМО-С					
ЭК-164		ЭК-164Mn		ЭК-164MnW		ЭК-164		ЭК-164Mn		ЭК-164MnW	
Изотоп	%	Изотоп	%	Изотоп	%	Изотоп	%	Изотоп	%	Изотоп	%
^{60}Co	61,80	^{93m}Nb	54,39	^{93m}Nb	60,57	^{60}Co	99,94	^{60}Co	37,28	^{60}Co	48,00
^{93m}Nb	25,07	^{60}Co	18,35	^{60}Co	20,98	^{55}Fe	0,03	^{55}Fe	29,95	^{55}Fe	38,58
^{94}Nb	7,00	^{94}Nb	15,18	^{94}Nb	17,35	^{94}Nb	0,02	^{94}Nb	16,26	^{93m}Nb	6,13
^{93}Mo	5,08	^{93}Mo	11,02	^{55}Fe	1,10	^{91}Nb	0,01	^{91}Nb	10,92	^{94}Nb	5,46
^{55}Fe	0,53	^{55}Fe	0,96	—	—	—	—	^{93m}Nb	4,97	^{178m}Hf	0,75
^{59}Ni	0,48	^{91}Nb	0,10	—	—	—	—	^{26}Al	0,29	^{178m}Hf	0,52

Примечание. Полу жирным шрифтом выделены изотопы с временем полураспада более 31 года.

ЯДЕРНОЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В СТАЛЯХ

Уровни ядерного энерговыделения в сталях к концу облучения длительностью 5 эффективных лет в нейтронных спектрах реакторов БН-600 и ДЕМО-С и после облучения (до 1000 лет) показаны на рис. 12, 13 и приведены в табл. 11.

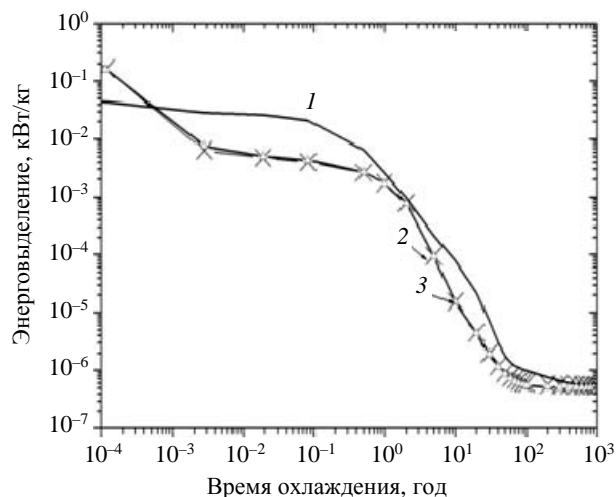


Рис. 12. Временная зависимость спада остаточного энерговыделения (кВт/кг) в сталях ЭК-164 (1, —), ЭК-164Мп (2, ×) и ЭК-164МпW (3, Δ) после облучения в течение 5 эффективных лет в реакторе БН-600

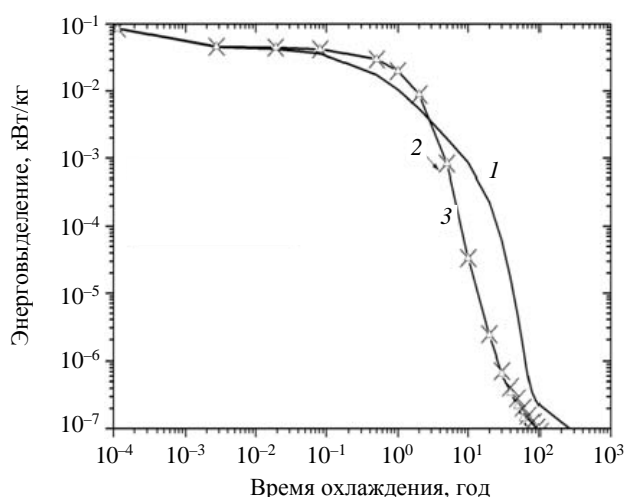


Рис. 13. Временная зависимость спада остаточного энерговыделения для сталей ЭК-164 (1, —), ЭК-164Мп (2, ×) и ЭК-164МпW (3, Δ) после облучения в течение 5 эффективных лет в реакторе ДЕМО-С

Уровни энерговыделения в хромомарганцевых сталях (ЭК-164Мп, ЭК-164МпW) практически одинаковы, но меньше, чем в хромоникелевой стали (ЭК-164). Уровень энерговыделения 10 Вт/м³ в облучённых сталях достигается после облучения в реакторе БН-600 через 50 лет для сталей ЭК-164Мп и ЭК-164МпW и через 90 лет для стали ЭК-164, а после облучения в реакторе ДЕМО-С через 25 лет для хромомарганцевых сталей (ЭК-164Мп, ЭК-164МпW) и через 60 лет для хромоникелевой стали (ЭК-164). Заметный вклад в энерговыделение дают долгоживущие изотопы ⁶³Ni, ⁹⁴Nb, ⁹¹Nb, ⁹³Mo.

Таблица 11. Вклад в энерговыделение (%) основных изотопов в облучённых сталях ЭК-164, ЭК-164Мп и ЭК-164МпW через 31 год после облучения длительностью 5 эффективных лет в реакторах БН-600 и ДЕМО-С

БН-600						ДЕМО-С					
ЭК-164		ЭК-164Мп		ЭК-164МпW		ЭК-164		ЭК-164Мп		ЭК-164МпW	
Изотоп	%	Изотоп	%	Изотоп	%	Изотоп	%	Изотоп	%	Изотоп	%
⁶⁰ Co	70,98	^{93m} Nb	36,82	^{93m} Nb	36,54	⁶⁰ Co	98,42	^{93m} Nb	71,29	^{93m} Nb	77,93
^{93m} Nb	10,59	⁶⁰ Co	33,78	⁶⁰ Co	34,42	^{93m} Nb	0,88	⁵⁵ Fe	13,63	⁵⁵ Fe	15,14
⁶³ Ni	9,81	⁹⁴ Nb	27,84	⁹⁴ Nb	28,35	⁶³ Ni	0,37	⁹¹ Nb	7,32	⁶⁰ Co	3,16
⁹⁴ Nb	8,01	⁹³ Mo	0,70	⁵⁵ Fe	0,52	⁵⁵ Fe	0,19	⁶⁰ Co	2,84	³ H	2,97
⁹³ Mo	0,20	⁵⁵ Fe	0,51	¹⁴ C	0,11	⁹¹ Nb	0,09	³ H	2,68	⁹⁴ Nb	0,44
⁵⁵ Fe	0,17	⁹⁹ Tc	0,17	³ H	0,05	⁹⁴ Nb	0,02	⁹⁴ Nb	1,52	¹⁴ C	0,10

Примечание. Полужирным шрифтом выделены изотопы с временем полураспада более 31 года.

ВЫВОДЫ

На базе расчётного комплекса ACDAM-2.0 проведены исследования ядерно-физических свойств аустенитной хромоникелевой стали ЭК-164 (Fe—16Cr—19Ni—2Mo—2Mn—Nb—Ti—V) и её хромомарганцевых модификаций ЭК-164Мп (Fe—16Cr—20Mn—2Mo—Nb—Ti—V) и ЭК-164МпW (Fe—16Cr—20Mn—2W—Nb—Ti—V) при их облучении (до 5 эффективных лет) в типичных нейтронных полях быстрых (БН-600) и термоядерных (ДЕМО-С) реакторов и после реакторных облучений (до 1000 лет).

Дан сравнительный анализ для каждой стали и каждого нейтронного спектра. Результаты представлены в виде рисунков и таблиц. Полученные результаты дают целостную картину динамики ядерно-

физических характеристик сталей при длительном нейтронном облучении в ядерных реакторах деления (быстрых) и синтеза и длительной выдержки (ядерное охлаждение). Полученные результаты необходимы при разработке аустенитных хромоникелевых и хромомарганцевых сталей для их применения как КМ для быстрых и термоядерных реакторов.

Определены радиогенные изменения элементных составов сталей, включая концентрацию Н, Не и В. Радиогенная концентрация исходных и новых элементов существенно зависит от исходных элементных составов сталей и нейтронных спектров облучения. Радиогенная концентрация Н и Не существенно выше при облучении в нейтронном спектре реактора синтеза, чем в реакторе деления (быстром).

Накопление водорода в сталях ЭК-164Mn и ЭК-164MnW практически одинаково для нейтронных спектров деления и синтеза и меньше, чем в стали ЭК-164, примерно в 4 раза для БН-600 и примерно в 2 раза для ДЕМО-С. Накопление водорода в сталях в термоядерном спектре (ДЕМО-С) существенно выше, чем в спектре деления (БН-600): для стали ЭК-164 выше примерно в 3—4 раза, для сталей ЭК-164Mn и ЭК-164MnW примерно в 9 раз.

Наработка гелия при облучении в нейтронных спектрах деления и синтеза практически одинакова для сталей ЭК-164Mn и ЭК-164MnW и меньше примерно в 2 раза, чем для стали ЭК-164. Нарработка гелия во всех сталях при облучении в термоядерных нейтронных спектрах (ДЕМО-С) существенно (в 6—7 раз) превышает соответствующие значения при облучении в нейтронных спектрах быстрых реакторов (БН-600).

Определены уровни наведённой радиоактивности (Бк/кг), мощность γ -излучения (Зв/ч) и энерговыделения (Вт/кг) к концу облучения длительностью 5 эффективных лет в реакторах деления (БН-600) и синтеза (ДЕМО-С) и их уменьшение (спад) после облучения длительностью 1000 лет.

Все аустенитные стали (ЭК-164, ЭК-164Mn, ЭК-164MnW) не являются малоактивируемыми при облучении в быстрых реакторах (БН-600) длительностью более 1 года. В этом случае повторное использование (рециклирование) облучённых сталей возможно только при времени выдержки более 1000 лет после облучения.

Только сталь ЭК-164MnW относится к классу малоактивируемых при облучении в термоядерных нейтронных спектрах (ДЕМО-С). В этом случае переработка (рециклирование) стали ЭК-164MnW после облучения длительностью 5 эффективных лет возможна при времени выдержки менее 50 лет после облучения.

Только для стали ЭК-164MnW спад радиоактивности до уровня 10^{10} Бк/кг (3-й класс радиоактивности) после облучения длительностью 5 эффективных лет в нейтронных спектрах БН-600 и ДЕМО-С достигается при времени выдержки менее 100 лет после облучения.

Указаны основные изотопы, определяющие радиоактивность, мощность γ -дозы и энерговыделения во всех сталях через 31 год после их облучения в нейтронных спектрах быстрых (БН-600) и термоядерных (ДЕМО-С) реакторов.

Радиоактивность стали ЭК-164MnW, малоактивируемой при облучении в термоядерном нейтронном спектре, в значительной мере определяется долгоживущими изотопами ^{94}Nb , ^{91}Nb и ^{14}C . Перспективным является дальнейшая модификация элементного состава этой стали с заменой в её элементном составе Nb на Ta или V (сталь ЭК-164MnW-Ta(V)). Такая модификация стали, дополненная также уменьшением концентрации азота, существенно уменьшит её радиоактивность с выполнением критериев малой активируемости при облучении в нейтронных спектрах реакторов деления и синтеза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Митрофанова Н.М., Чурюмова Т.А. Сталь ЭК164 — конструкционный материал оболочек твэлов реакторов БН. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2019, вып. 2(98), с. 100—109.
2. Барсанова С.В., Козлов А.В., Шило О.Б. Влияние облучения быстрыми нейтронами на изменения механических свойств аустенитных сталей ЭК-164 и ЧС-68. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2018, вып. 5(96), с. 4—12.
3. Бобков В.П., Блохин А.И., Румянцев В.Н., Соловьев В.А., Тарасиков В.П. Справочник по свойствам материалов для перспективных реакторных технологий. Т. 5. Свойства реакторных сталей и сплавов. Под общей редакцией доктора технических наук, профессора В.М. Поплавского. — М.: ИздАТ, 2014. 584 с.
4. Блохин Д.А., Чернов В.М., Митрофанова Н.М., Целищев А.В., Блохин А.И. Ядерно-физические свойства аустенитных сталей ЧС-68 и ЭК-164 в условиях длительного нейтронного облучения в реакторе БН-600. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2015, вып. 3(82), с. 22—37.

5. **Никитина А.А., Агеев В.С., Леонтьева-Смирнова М.В., Митрофанова Н.М., Науменко И.А., Целищев А.В., Чернов В.М.** Развитие работ по конструкционным материалам активных зон быстрых реакторов. — Атомная энергия, 2015, т. 119, вып. 5, с. 292—300.
6. **Соловьёв В.А., Белозеров В.И., Орлова Е.А., Алексеев В.В.** Исследования процессов коррозии в жидких металлах. — М.: НИЯУ МИФИ, 2014. 336 с.
7. **Sokolov Yu.A.** Overview of the Russian Demo plant study. — Fusion Engineering and Design, 1995, vol. 29, p. 18—27.
8. **Проект ДЕМО-С.** Основы концепции демонстративного термоядерного реактора ДЕМО-С. Ч. V. Составители А.А. Борисов, Г.Е. Шаталов. — М.: РНЦ «Курчатовский институт», 2001. 302 с.
9. **Азизов Э.А., Гладуш Г.Г., Минеев А.Б.** УТС с магнитным удержанием и разработка гибридного реактора синтез-деление на основе токамака. — М.: Троянт, 2016. 320 с.
10. **Гольдштейн М.И., Грачёв С.В., Векслер Ю.Г.** Специальные стали. — М.: Металлургия, 1985. 468 с.
11. **Cole J.L., Gelles D.S., Hoyt J.J.** Phase stability of reduced — activation Mn-stabilized austenitic steels. — J. Nucl. Mater., 1992, vol. 191—194, p. 657—661.
12. **Piatti G., Boerman D., Dos Santos Marques F.** Microstructural and mechanical characterization of new low-activation austenitic steels. — Ibid., p. 662—667.
13. **Abe F., Noda T., Araki H., Nakazawa S.** High temperature strength of simple and solute-modified 10Cr-30Mn austenitic steels. — Ibid., p. 668—671.
14. **Hosoi Y., Shimode Y., Abraham M., Kutsuna M., Miyahara K.** Influence of tungsten, carbon and nitrogen to toughness and weldability of low activation austenitic high manganese stainless. — Ibid., p. 686—690.
15. **Shamardin V.K., Bulanova T.M., Neustroyev V.S., Ostrovsky Z.E., Kosenkov V.M.** Study of Fe—12Cr—20Mn—W—C austenitic steels irradiated in the SM-2 reactor. — Ibid., p. 706—711.
16. **Ivanov L.I., Bystrov L.N., Platov Yu.M., Lazorenko V.M., Bondarenko G.G., Kasjanov O.M., Ustinovshchikov V.M.** Electron irradiation induced structure-phase transformation in low radioactivation chromium-manganese steel. — Ibid., p. 733—736.
17. **Ohnuki S., Takahashi H., Kinoshita H., Moshizuki S.** Mechanical properties of low-activated Fe-Cr-Mn alloys neutron-irradiated at lower temperature. — Ibid., 1994, vol. 212—215, p. 755—759.
18. **Abe F., Garner F.A., Kayano H.** Effect of carbon on irradiation hardening of reduced-activation 10Cr—30Mn austenitic steels. — Ibid., p. 760—765.
19. **Miyahara K., Dong-Su Bae, Shimoide Y.** Improvement of high temperature strength and low toughness of high manganese-chromium austenitic steels. — Ibid., p. 766—771.
20. **Shamardin V.K., Bulanova T.M., Golovanov V.N., Neustroyev V.S., Povstyanko A.V., Ostrovsky Z.E.** Change in the properties of Fe—Cr—Ni and Fe—Cr—Mn austenitic steels under mixed and fast neutron irradiation. — Ibid., 1996, vol. 233—237, p. 162—168.
21. **Klueh R.L.** Tensile behavior of irradiated manganese-stabilized stainless steels. — Ibid., p. 197—201.
22. **Lyakishev N.P., Dyomina E.V., Ivanov L.I., Kolotov V.P., Kashin V.I., Platov Yu.M., Savvateev N.N., Vinogradova N.A.** Prospect of development and manufacturing of low activation metallic materials for fusion reactor. — Ibid., p. 1516—1522.
23. **Takahashi H., Shindo Y., Kinoshita H., Shibayama T., Ishiyama S., Fukaya K., Eto M., Kusubashi M., Hatakeyama T., Sato I.** Mechanical properties and damage behavior of non-magnetic high manganese austenitic steels. — Ibid., 1998, vol. 258—263, p. 1644—1650.
24. **Suzuki Y., Saida T., Kudough F.** Low activation austenitic Mn-steel for in-vessel fusion materials. — Ibid., p. 1687—1693.
25. **Постановление** Правительства РФ «О критериях отнесения твёрдых, жидких и газообразных отходов к радиоактивным отходам, критериях отнесения радиоактивных отходов к особым радиоактивным отходам и к удаляемым радиоактивным отходам и критериях классификации удаляемых радиоактивных отходов» № 1069. — Москва. Правительство РФ, 2012. 15 с.
26. **Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010).** Санитарные правила и нормы СП 2.6.1.2612-10. С изменениями от 16 сентября 2013 г.
27. **Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009).** Санитарные правила и нормы (СанПиН 2.6.1.2523-09). Критерии приемлемости РАО для захоронения. НП-093-14.
28. **Кашеев В.А.** Обращение с конструкционными материалами оболочек твэлов и ТВС при переработке ОЯТ реакторной установки БРЕСТ-ОД-300. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2015, вып. 3(82), с. 71—79.
29. **Хала И., Навратил Дж.Д.** Радиоактивность, ионизирующее излучение и ядерная энергетика. Пер. с англ. — М.: Изд-во ЛКИ, 2013. 432 с.
30. **Hancock D., Homfray D., Porton M., Todd I., Wynne B.** Refractory metals as structural materials for fusion high heat flux components. — J. Nucl. Mater., 2018, vol. 512, p. 169—183.
31. **Блохин А.И., Дёмин Н.А., Манохин В.Н., Сипачев И.В., Блохин Д.А., Чернов В.М.** Расчётный комплекс ASCAM-2.0 для исследований ядерных физических свойств материалов в условиях нейтронного облучения. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2015, вып. 3(82), с. 81—109.
32. **Блохин А.И., Дёмин Н.А., Манохин В.Н., Сипачев И.В., Блохин Д.А., Чернов В.М.** Расчётный комплекс ASCAM для исследований ядерных физических свойств материалов в условиях длительного нейтронного облучения. — Перспективные материалы, 2010, № 2, с. 46—55.
33. **Блохин А.И., Дёмин Н.А., Чернов В.М.** Нейтронные источники для исследования конструкционных материалов. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2006, вып. 1(66), с. 70.



Анатолий Иванович Блохин, в.н.с., к.ф.-м.н., доцент; ИБРАЭ РАН, 115191 Москва, ул. Большая Тульская 52, Россия
bai@ibrae.ac.ru



Вячеслав Михайлович Чернов, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор; АО «ВНИИНМ», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия; профессор; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
VMChernov@bochvar.ru

Статья поступила в редакцию 28 декабря 2019 г.

После доработки 15 июня 2020 г.

Принята к публикации 5 августа 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 11—23.

УДК 621.039.665

ТЕПЛОВЫЕ НАГРУЗКИ НА УЗЕЛ ВХОДНОГО ЗЕРКАЛА ДИАГНОСТИКИ СВЛ В ЭКВАТОРИАЛЬНОМ ПОРТУ № 12 ИТЭР

Р.С. Афанасенко^{1, 2, 3}, А.Г. Алексеев^{1, 2}, Б.В. Кутеев^{1, 3}, А.А. Морозов^{1, 2}, Д.К. Вуколов^{1, 2}, А.М. Козлов²

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²Координационный центр «Управляемый термоядерный синтез — международные проекты», Москва, Россия

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Для оценки радиационных нагрузок проведено трёхмерное моделирование нейтронно-физических процессов в зоне узла входного зеркала диагностики ИТЭР «Спектроскопия водородных линий и примесей», расположенной в экваториальном порту № 12 ИТЭР. С использованием нейтронной 40° модели токамака C-Model и разработанной с помощью кода SuperMC высокодетализированной конструкторской модели выполнены расчёты трёхмерных профилей нейтронного и гамма-нагревов, а также поглощённой дозы в элементах диагностической системы. Температурный анализ конструкции проводился на основе расчётных данных полного энерговыделения. Наибольший радиационный нагрев приходится на переднюю стенку корпуса УВЗ. За расчётное время работы ИТЭР средний радиационный нагрев составляет ~0,8 Вт/см³. Температурный анализ показал небольшие перепады температур около 50 °С на поверхности всего защитного корпуса УВЗ. Максимальная температура достигает 460 °С на поверхности молибденового зеркала М2.

Ключевые слова: ИТЭР, оптическая диагностика, узел входного зеркала, энерговыделение, поглощённая доза.

NUCLEAR HEAT LOADS TO THE FIRST MIRROR UNIT OF H-ALPHA DIAGNOSTIC IN THE ITER EQUATORIAL #12 PORT

R.S. Afanasenko^{1, 2, 3}, A.G. Alekseev^{1, 2}, B.V. Kuteev^{1, 3}, A.A. Morozov^{1, 2}, D.K. Vukolov^{1, 2}, A.M. Kozlov²

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²International Fusion Projects Coordinating Centre, Moscow, Russia

³National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

3D modeling of neutron associated processes is performed to assess radiation loads in the area of the first mirror unit (FMU) of H-Alpha and Visible Spectroscopy Diagnostic located in ITER Equatorial port #12, including neutron/gamma and total heating, and absorbed dose rate in the FMU components. A temperature analysis of the structure elements is done being based on the nuclear heating data. Calculations are based on the latest ITER 40° neutronic C-Model and highly detailed FMU model developed using code SuperMC. The highest nuclear heat load 0.8 W/cm³ is derived for the front-end wall of the First Mirror Unit. Thermal analysis shows low temperature gradient around 50 °C in FMU housing area. Maximum temperature obtained does not exceed 460 °C on the front-end wall of the FMU.

Key words: ITER, optical diagnostic, first mirror unit, nuclear heating, absorbed dose.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-24-30

ВВЕДЕНИЕ

Спектроскопия является неотъемлемой частью диагностического комплекса токамаков при измерениях важнейших параметров плазмы (плотность атомов водорода и примесей в SOL, ионная температура, топливное отношение, индикатор перехода, L—H-мода и т.д.). Имея опыт разработки спектроскопической диагностики на отечественных токамаках Т-10, Т-11, Глобус-М, российские учёные принимают участие в проектировании аналогичного оборудования для ИТЭР. В частности, диагностика «Спектроскопия водородных линий и примесей» (СВЛ) представлена двумя каналами в экваториальном порту (ЭП) № 11 для наблюдения верхней и нижней частей внутренней стенки камеры (полоидальный обзор) и одним каналом в ЭП № 12, дающим тангенциальный обзор внутренней и внешней стенок ИТЭР.

Основными функциональными компонентами оптических диагностик ИТЭР являются узлы входных зеркал (УВЗ), расположенные в вакуумных портах в непосредственной близости от плазмы. Такое размещение приводит к значительным радиационным нагрузкам, в том числе и к повреждениям зеркал УВЗ. В СВЛ-диагностике использование небольшого входного зрачка в конструкции УВЗ обеспечивает эффективную защиту первого зеркала от прямого воздействия потоков излучений и частиц с малой глубиной поглощения (ультрафиолет, мягкий рентген, нейтральные атомы) [1]. Наряду с оптическим каналом СВЛ-диагностики в диагностическом защитном модуле (ДЗМ) № 1 ЭП № 12 ИТЭР расположены также три оптических канала системы широкоугольного обзора (Wide Angle View System -WAVS) [2].

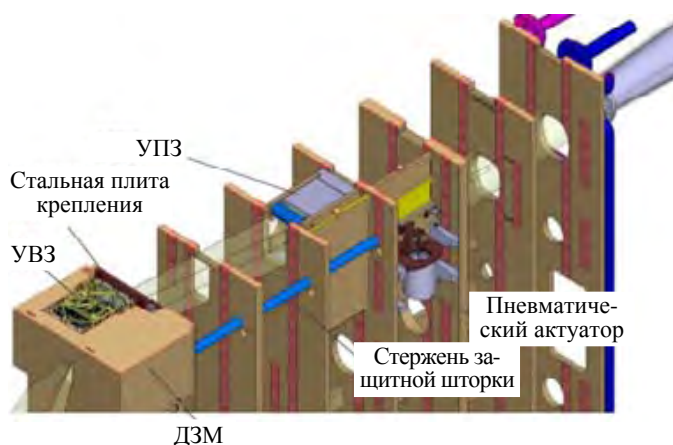


Рис. 1. CAD-модель основных компонентов СВЛ-диагностики в модульном ДЗМ № 1 ЭП № 12

онных элементов. Основываясь на теплофизическом расчёте (расчёт энерговыделения и оценка температурных показателей) в зоне УВЗ, будет приниматься решение о необходимости и целесообразности использования водяного охлаждения для элементов диагностики с критическими температурными показателями.

В связи с ухудшением качества передачи изображения под влиянием радиационного облучения оценка поглощённой дозы в диагностическом оборудовании с элементами, передающими свечение плазмы (зеркала М1 и М2), является одной из приоритетных задач развития диагностики. Поглощённая доза — величина энергии ионизирующего излучения, переданной веществу. Она выражается как отношение энергии излучения, поглощённой в объёме, к массе вещества в этом объёме. В результате захвата электронов или дырок в потенциальных энергетических «ямах», образованных структурными или примесными дефектами, в материале появляются радиационные центры окраски, которые приводят к снижению отражательной способности зеркал с ростом поглощённой дозы. Число образующихся электронно-дырочных пар не всегда пропорционально поглощённой дозе. Их количество зависит от энергии облучаемых заряженных частиц и их типа [3]. Также стоит отметить тот факт, что потери энергии нейтронов на ионизацию вещества (их вклад в поглощённую дозу) значительно меньше, чем у γ -квантов. По предварительным оценкам, уровень мощности поглощённой дозы в диагностической передней стенке (ДПС) будет порядка $2 \cdot 10^3$ Гр/с [4] при условии времени работы ИТЭР $2 \cdot 10^7$ с.

На рис. 2 показаны CAD-модель 3D и вертикальное сечение PY нейтронной модели УВЗ СВЛ-диагностики.

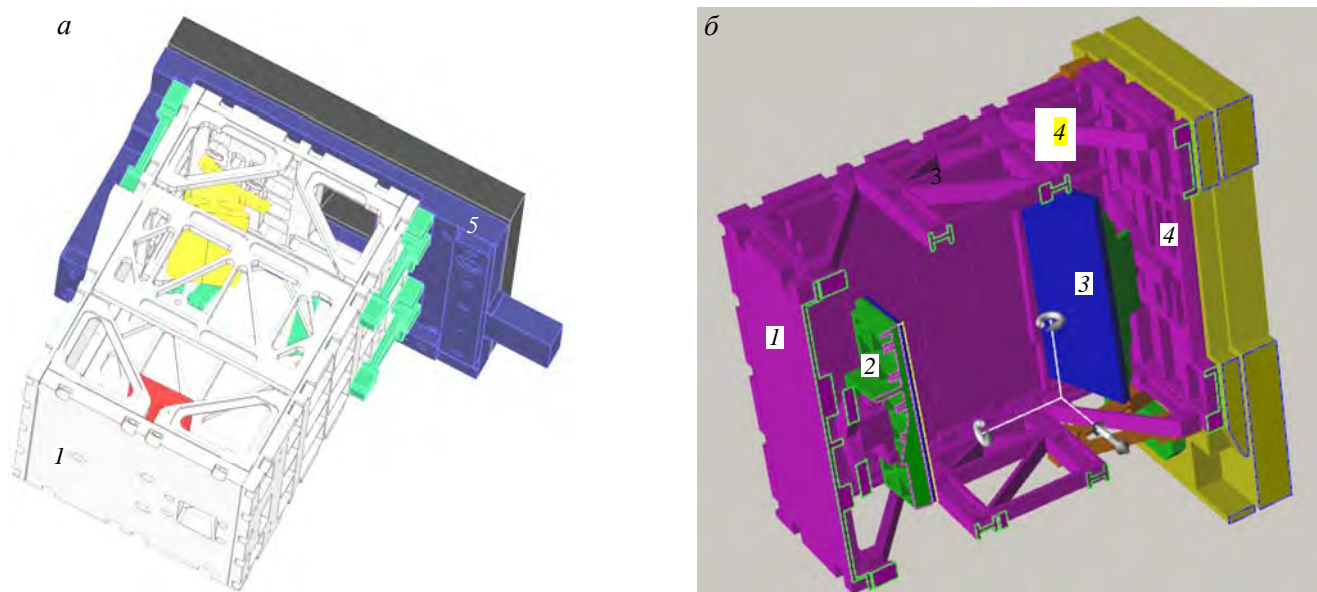


Рис. 2. CAD-модель УВЗ (а) и вертикальное сечение PY нейтронной модели УВЗ СВЛ-диагностики: 1 — передняя стенка корпуса УВЗ; 2 — зеркало М2; 3 — зеркало М1; 4 — задняя стенка УВЗ; 5 — стальная пластина

С использованием кода переноса излучения MCNP [5] получены локальные пространственные профили энерговыделения от нейтронов и γ -квантов, а также оценена поглощённая доза в конструкционных элементах УВЗ СВЛ-диагностики в ЭП № 12. На основе данных полного объёмного тепловыделения проведён расчёт температурных показателей на поверхности элементов диагностической системы с помощью универсальной программной системы конечно-элементного анализа ANSYS [6].

НЕЙТРОННАЯ МОДЕЛЬ

Для анализа нейтронных полей с помощью MCNP используется 40° тороидальный сектор трёхмерной модели ИТЭР C-Model R181031 REV. 190110 issued 10/01/2019 [7] (далее C-Model). Заданный в C-Model экваториальный порт был модифицирован с учётом параметров реальной конструкции компонентов СВЛ-диагностики. Программа SuperMC [8] — программный код конвертации CAD-файлов использовалась для создания MCNP-модели внутривакуумных компонентов СВЛ. Расчёты нейтронных и γ -нагрузок проводились с помощью метода Монте-Карло с использованием ядерных констант FENDL 3.1d [9] (библиотека нейтронных сечений от 10^{-11} до 55 МэВ, библиотека для γ -квантов от 1 кэВ до 50 МэВ). Процесс переноса частиц моделируется отражающими граничными условиями для области, обратной модельному сектору, и периодическими граничными условиями на боковых плоскостях, ограничивающих тороидальный сектор модели. Для моделирования сложных и мелких частей конструкции была выбрана кубическая сетка с шагом решётки 5 мм, что, в свою очередь, вызывает большие нагрузки на вычислительные ресурсы. Для набора статистики расчёта была использована программная утилита ADVANTG [10], которая позволяет генерировать файл весовых окон, что существенно ускоряет процесс моделирования. Результаты расчёта нормированы на термоядерную мощность 500 МВт при стандартном дейтерий-тритиевом (DT) источнике ИТЭР с интенсивностью $1,775 \cdot 10^{20}$ нейтр./с [11].

На рис. 3 показано вертикальное сечение упрощённой модели ДЗМ № 1, использованной для анализа

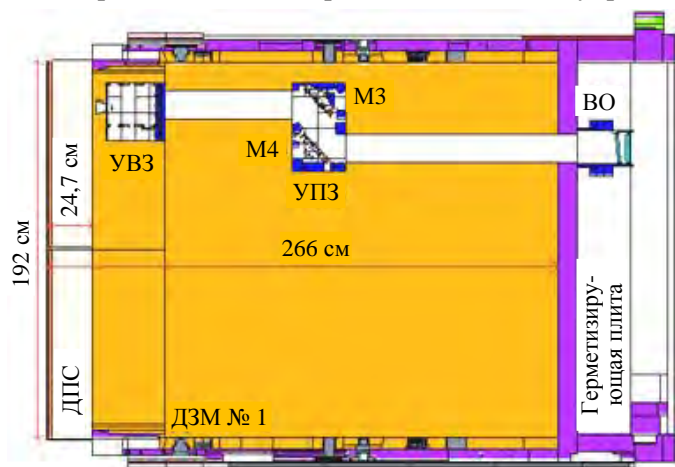


Рис. 3. Вертикальное сечение XZ ЭП № 12 в зоне ДЗМ № 1 с СВЛ-диагностикой: ДПС — диагностическая первая стенка; ДЗМ — диагностический защитный модуль; УВЗ — узел входного зеркала; УПЗ — узел промежуточного зеркала; ВО — вакуумное окно

радиационных нагрузок. Весь ЭП, за исключением пространства размещения СВЛ-диагностики, заполнен смесью стали SS316L(N)-IG, карбида бора и воды. Объёмные доли материалов в гомогенной защитной смеси определены в проекте ЭП и составляют 31% сталь с примесями Со 0,03% мас., Nb 0,01% мас., Ta 0,01% мас., 41% карбид бора, 1% вода и 27% пустоты [12]. Детализированная модель оптических компонентов диагностики (УВЗ, узел промежуточного зеркала (УПЗ), привод защитной шторки и вакуумное окно) дополнена точными вырезами в защитном материале, предназначенными для транспортировки светового луча от диагностической первой стенки (ДПС) до герметизирующей плиты. Никакие другие диагностики или соответствующие системы в защитном модуле не приняты во внимание.

В дальнейшем в расчётную модель необходимо будет добавить вырезы для компонентов соседней диагностики WAVS, расположенной в том же ДЗМ № 1 и в ДПС № 1, откуда высокоэнергичные нейтроны и γ -кванты будут рассеиваться в сторону канала СВЛ-диагностики. Также, возможно, потребуется учёт вырезов в соседних защитных модулях ДЗМ № 2, 3.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Тепловые нагрузки, вызванные быстрыми нейтронами и мгновенными γ -квантами, рассчитаны на всём протяжении портовой заглушки в месте, где интегрирована СВЛ-диагностика в ДЗМ № 1. Вклады как нейтронов, так и γ -квантов суммируются, и приводится их общее значение в виде полного энерговыделения.

На рис. 4 показаны полные нейтронные и γ -потоки в зоне УВЗ СВЛ-диагностики в ЭП № 12. Показаны изометрические сечения, где обозначены контуры элементов СВЛ-конструкции (корпус УВЗ из сплава TZM [13], стальная пластина и молибденовые зеркала М1, М2). Детальный расчёт профилей проводился для ограниченной области модели. Кубическая сетка с шагом 0,5 см использовалась от края ДПС со стороны плазмы ($X = 844$ см в системе координат порта) до стальной пластины крепления УВЗ ($X = 904$ см).

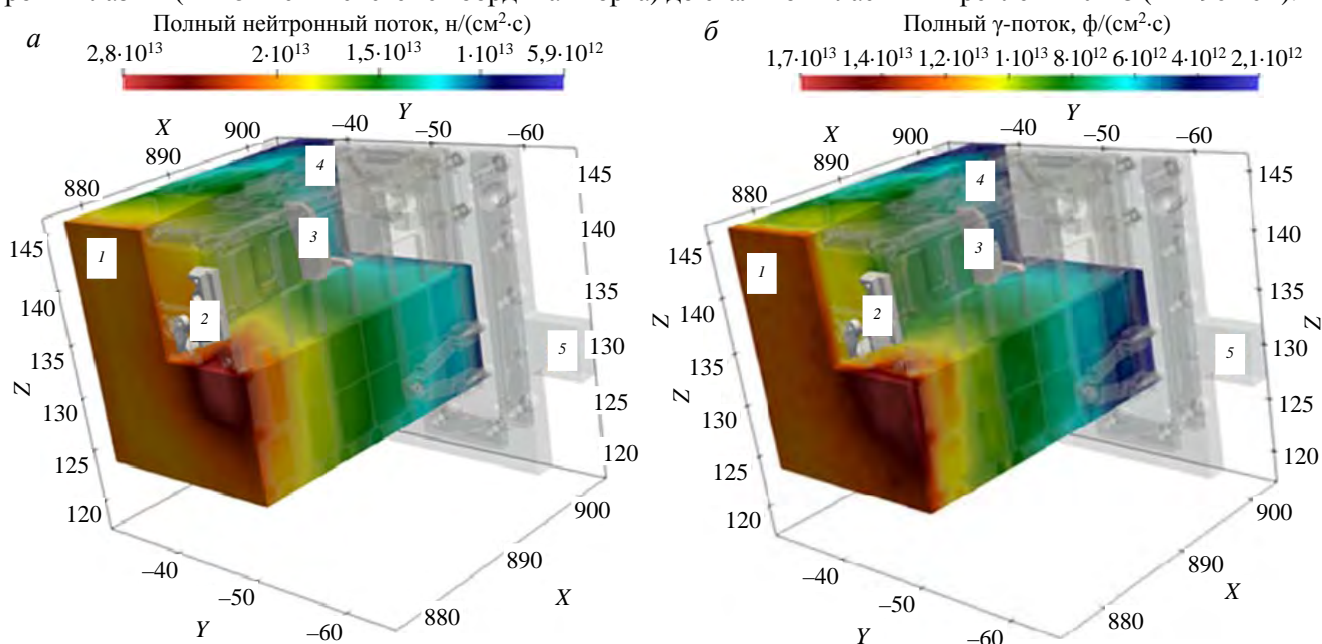


Рис. 4. Профиль полного нейтронного (а) и γ -потоков (б) в сечении $PY = -41$ см: 1 — передняя стенка корпуса УВЗ; 2 — зеркало М2; 3 — зеркало М1; 4 — задняя стенка корпуса УВЗ; 5 — стальная пластина

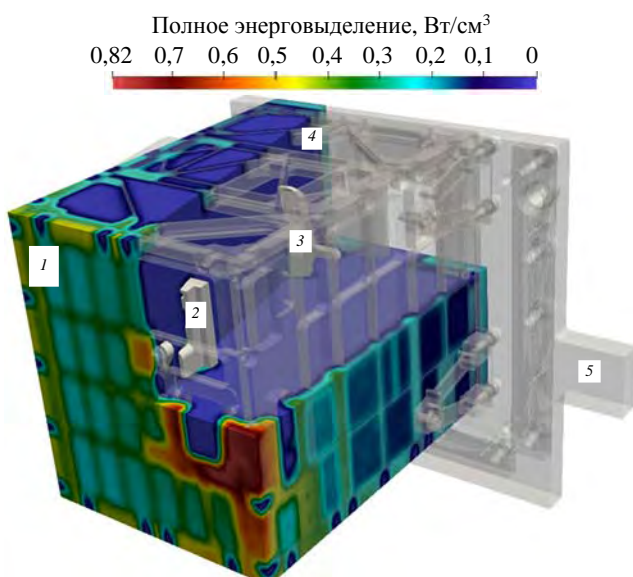


Рис. 5. Профиль полного энерговыделения элементов УВЗ СВЛ-диагностики: 1 — передняя стенка корпуса; 2 — зеркало М2; 3 — зеркало М1; 4 — задняя стенка корпуса УВЗ; 5 — стальная пластина

Для вывода о необходимости водяного охлаждения корпуса УВЗ или его отдельных элементов оценено полное энерговыделение. На рис. 5 показан полный нагрев в элементах УВЗ СВЛ-диагностики.

В таблице приведены значения нейтронного, гамма- и полного энерговыделения в значимых конструктивных элементах СВЛ-диагностики, полученные путём оценки в целом элементе конструкции (не используется сеточный метод расчёта). Наибольший нагрев наблюдается на передней стенке корпуса УВЗ. Это связано со слишком близким расположением к плазме и прямым попаданием высокоэнергетических частиц через вырез в ДПС для светового пучка. Максимальное энерговыделение в зеркале М1 составляет $0,56 \text{ Вт/см}^3$, что по порядку величины совпадает с результатами аналогичного расчёта для диагностики томсоновского рассеяния в ЭП № 10 [14], имеющем схожее положение и материал первого зеркала.

Радиационный нагрев от нейтронов, γ -квантов и суммарный в основных элементах УВЗ СВЛ-диагностики в ЭП № 12, Вт/см^3

Элементы конструкции УВЗ	Материал	Нагрев от нейтронов	Нагрев от γ -квантов	Полный нагрев
Зеркало М1	Mo	0,05	0,36	0,41
Зеркало М2	Mo	0,08	0,48	0,56
Передняя стенка корпуса УВЗ	TZM	0,09	0,81	0,82
Задняя стенка корпуса УВЗ	TZM	0,04	0,26	0,3
Левая стенка корпуса УВЗ (вид со стороны плазмы)	TZM	0,05	0,41	0,46
Правая стенка корпуса УВЗ (вид со стороны плазмы)	TZM	0,01	0,39	0,4
Стальная плита крепления УВЗ	SS316	0,02	0,12	0,14

Полная мощность поглощённой дозы, Вт/см³
 3,9·10⁶ 3·10⁶ 2,5·10⁶ 2·10⁶ 1,5·10⁶ 1·10⁶ 0,5·10⁶ 1,0·10⁵

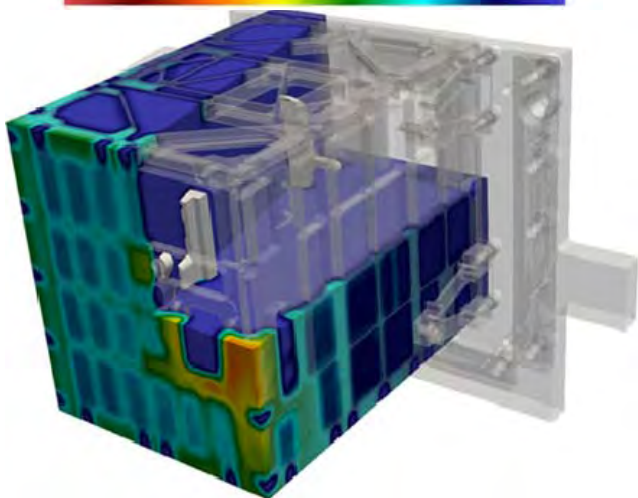


Рис. 6. Профиль полной мощности поглощённой дозы в УВЗ СВЛ-диагностики

Температура, °С

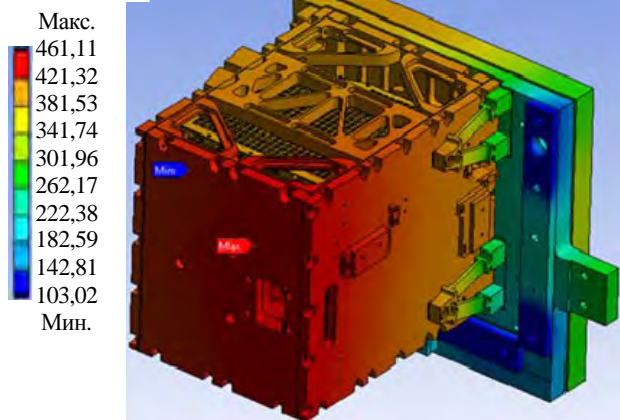


Рис. 7. Профиль температурного распределения в УВЗ СВЛ-диагностики

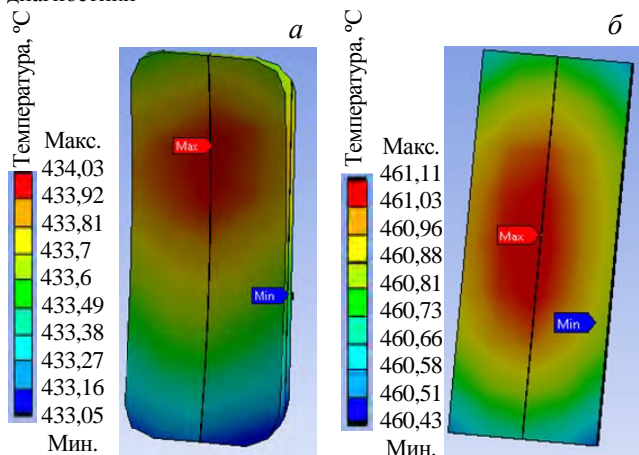


Рис. 8. Профиль температурного распределения в зеркалах М1 (а) и М2 (б) СВЛ-диагностики

Температурный анализ показывает незначительный перепад температур в молибденовом защитном корпусе УВЗ порядка 50 °С. Максимальная температура 461 °С наблюдается на поверхности зеркала М2 (рис. 8).

ВЫВОДЫ

Необходимые условия работы узла входного зеркала СВЛ-диагностики — это высокая температура, сильное магнитное поле, интенсивное радиационное облучение (нейтроны и мгновенные γ -кванты) и

Как видно из таблицы, нейтроны вносят гораздо меньший вклад в нагрев элементов конструкции СВЛ-диагностики, чем γ -кванты. Это вызвано тем, что защитные материалы в данной области представлены химическими элементами с малой атомной массой, такие как железо, вода и карбид бора. Максимальное локальное энерговыделение от нейтронов в отдельных местах конструкции достигает значения 0,09 Вт/см³. В свою очередь, локальный нагрев от γ -квантов достигает значения 0,8 Вт/см³.

На рис. 6 показаны результаты расчёта мощности поглощённой дозы. Аналогично с тепловым взаимодействием вклад в поглощённую дозу от нейтронов в разы ниже (порядка 10 раз), чем от γ -квантов. На рис. 6 показан профиль полной (суммарной от нейтронов и γ -квантов) мощности поглощённой дозы в материалах конструкции УВЗ СВЛ-диагностики.

На рисунке видно, что мощность дозы практически во всём защитном корпусе УВЗ не будет превышать 3 МГр/ч, что не является критичным для молибденового защитного корпуса. Отражательная способность молибденовых зеркал практически не будет снижаться при поглощённой дозе до 10 МГр, более значительные повреждения нанесёт эрозия.

На рис. 5 наблюдается резкое уменьшение энерговыделения на краях элементов. Это вызвано захватом пустоты частью расчётной сетки, что приводит к ошибочному уменьшению получаемой локальной плотности объёмного нагрева. Полное энерговыделение в таких ячейках определяется точно только в имеющемся материале, однако результат (плотность энерговыделения) рассчитывается для объёма всей ячейки, который содержит частицу и материал, и пустоту.

Входными данными для расчёта температурных показателей в зоне УВЗ СВЛ-диагностики являлись данные полного энерговыделения, полученные ранее в нейтронном анализе, которые накладывались на расчётную сетку ANSYS. При расчёте учитывалось прямое тепловое излучение плазмы на поверхность зеркала М1, однако в связи с маленькой апертурой выреза входного оптического зрачка диагностики (диаметр 1 см) оно не превышает 5 Вт. На рис. 7 показана полученная карта максимальных температур УВЗ в условиях вакуума и заданного профиля температуры ДЗМ вокруг УВЗ (80—250 °С).

высокий вакуум окружающей среды портовой заглушки. С помощью кода MCNP проведены моделирование переноса нейтронов и γ -квантов в модели экваториального порта № 12 ИТЭР и расчёт радиационных нагрузок на компоненты УВЗ-диагностической системы СВЛ. Результаты ранних работ свидетельствуют о значительном градиенте потоков в зоне УВЗ с двукратным снижением нагрузок от передней к задней стенке УВЗ [13].

Тепловой анализ свидетельствует о перепаде температуры в зоне УВЗ СВЛ-диагностики порядка 50 °С и максимальной температуре зеркала М2 461 °С. Данные тепловые нагрузки, под которые попадает СВЛ-диагностика, не являются критическими и позволяют использовать молибден в качестве основного конструкционного материала без использования дополнительного водяного охлаждения. Съём тепла будет происходить путём переизлучения. Для молибденовых зеркал критическая температура составляет 700 °С. При такой температуре молибден распухает, в следствие чего механическая нагрузка на зеркало превышает его предел прочности. Также при данных температурах тепловое излучение зеркала искажает измерения СВЛ-диагностики.

Полный нагрев от нейтронов и мгновенных γ -квантов 0,56 Вт/см³ наблюдается в зеркале М2, что по порядку величины не превышает результаты аналогичного расчёта для диагностики томсоновского рассеяния в ЭП № 10.

Передняя стенка корпуса УВЗ в ЭП № 12 подвержена наибольшим радиационным нагрузкам в связи с близким расположением к плазме — поглощённая доза в молибдене не превышает 3 МГр в течение всего срока службы ИТЭР.

Следует отметить, что при использовании детальной модели внутри вакуумной части СВЛ-диагностики не наблюдалось проблем с «потерянными частицами» в процессе проведения расчёта. Кроме того, использование детальной модели позволило получить уточнённую картину нейтронных и γ -полей в области УВЗ с более высоким разрешением по сравнению с результатами аналогичных работ для ИТЭР [15]. В дальнейшем по мере обновления дизайна конструкции ЭП № 12 в расчётную модель планируется добавить модель всех трёх ДЗМ с сопутствующими диагностиками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Orlovskiy I., Andreenko E., Alekseev A.** Estimation of neutral fluxes on the first mirror of H-alpha diagnostics in ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 146, part A, p. 827—830; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.01.091>.
2. **Letellier L., Guillon Ch. et al.** System level design of the ITER equatorial visible/infrared wide angle viewing system. — *Fusion Engineering and Design*, 2017, vol. 123, p. 650—653; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.06.005>.
3. **Вуколов К.Ю.** Радиационная стойкость оптических диагностик в условиях термоядерного реактора ИТЭР. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, 2012.
4. **Готт Ю.В., Курнаев В.А.** На пути к энергетике будущего, 2017. ISBN 978-5-7262-22-96-7.
5. **X-5 Monte Carlo Team, MCNP.** A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. V. 5, vol. I. MCNP Overview and Theory, Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-03-1987, April 24, 2003.
6. **ANSYS Inc.,** ANSYS Mechanical APDL Theory Reference. Release 17.0, January 2016.
7. **Polunovskiy E.** C-model R181031. Revision 190110. ITER_D_XEU24H_v2 (private communication).
8. **Wu Y., Song J., Zheng H. et al.** CAD-based Monte Carlo program for integrated simulation of nuclear system SuperMC. — *Annals of Nuclear Energy*, 2015, vol. 82, p. 161—168.
9. **Forrest R., Capote R., Otsuka N., Kawano T., Koning A., Kunieda S., Sublet J.-C., Watanabe Y.** FENDL-3 Library Summary documentation. INDC(NDS)-0628, Dec. 2012.
10. **ADVANTG.** An Automate Variance Reduction Generator ORNL/TM-2013/416.
11. **Colling B., Eade T., Joyce M.J., Pampin R., Seyvet F., Turner A., Udintsev V.** Neutronics analysis for integration of ITER diagnostics port EP10. — *Fusion Eng. and Des.*, 2016, vol. 109—111, p. 1109—1113; [doi:10.1016/j.fusengdes.2016.01.013](https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.01.013).
12. <https://www.plansee.com/en/materials/molybdenum.html>.
13. **Афанасенко Р.С., Алексеев А.Г., Кутеев Б.В., Морозов А.А., Вуколов Д.К.** Радиационные нагрузки на узел входного зеркала диагностики СВЛ в экваториальном порту ИТЭР № 12. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2020, т. 43, вып. 1; DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-1-39-45
14. **Mota F., Suarez A.** Equatorial Port Plug Core Thomson Scattering Diagnostics Neutronics Evaluations. ITER_D_Q8XGBC, version 1.3.
15. **Colling B. et al.** Neutronics analysis for integration of ITER diagnostics port EP10. — *Fusion Eng. Des.*, 2016; <http://dx.doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.01.013>.



Роман Станиславович Афанасенко, инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; инженер 2-й категории; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; аспирант; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
Aphanasenko_RS@nrcki.ru



Андрей Геннадьевич Алексеев, начальник отдела, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; начальник отдела диагностики СВЛ; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Alekseev_AG@nrcki.ru



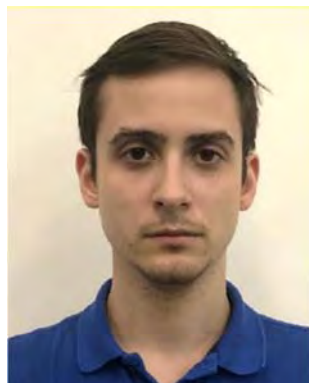
Борис Васильевич Кутеев, заместитель руководителя Отделения по гибридным системам, д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
Kuteev_BV@nrcki.ru



Антон Александрович Морозов, конструктор 1-й категории, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; инженер 1-й категории; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Morozov_AA@nrcki.ru



Дмитрий Константинович Вуколов, инженер-конструктор 1-й категории; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; главный конструктор Конструкторского отдела; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
vukolov_dk@fc.iterru.ru



Андрей Михайлович Козлов, инженер 2-й категории; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
a.kozlov@fc.iterru.ru

Статья поступила в редакцию 8 июня 2020 г.

После доработки 7 июля 2020 г.

Принята к публикации 5 августа 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 24—30.

УДК 621.318.1: 537.312.62

НОВАЯ КОНСТРУКЦИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПРОВОДА ТИПА CABLE-IN-CONDUIT ДЛЯ КРУПНЫХ МАГНИТОВ

В.Е. Сытников¹, С.А. Лелехов²

¹Научно-технический центр ФСК ЕЭС, Москва, Россия

²Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

Статья посвящена вопросам разработки высокоэффективных проводов для создания крупных сверхпроводящих электромагнитных систем (СЭМС), в том числе для СЭМС перспективных термоядерных установок. Одной из основных проблем, которые нужно решить для успешной реализации таких проектов, является создание сильноточных высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) проводников для катушек тороидального поля и секций центрального соленоида. Для успешного решения этой проблемы необходимо разработка ВТСП-проводов с высокой конструктивной плотностью тока в сильных магнитных полях вплоть до 20 Тл. При этом в конструкции проводника должно быть достаточно места для размещения стабилизирующего и упрочняющего материалов и каналов охлаждения. Предварительные расчёты показывают, что для различных электромагнитных подсистем термоядерного реактора необходимая конструктивная плотность тока по проводнику колеблется от 30 А/мм² до 50 А/мм². В статье представлен анализ предложенных ранее различных вариантов конструкций сильноточных проводников на основе ВТСП-материалов и предложены принципиально новые, оригинальные конструктивные решения, позволяющие, по мнению авторов, достичь более высоких эксплуатационных характеристик.

Ключевые слова: сверхпроводник, термоядерный реактор, электромагнитная система, конструктивная плотность тока.

NEW HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTING CABLE-IN-CONDUIT CONDUCTOR DESIGN FOR LARGE MAGNETS APPLICATION

V.E. Sytnikov¹, S.A. Lelekhov²

¹Science and Technology Center of the Federal Grid Company of United Energy System, Moscow, Russia

²Institution «Project Center ITER», Moscow, Russia

The article is devoted to the development of high-performance high-temperature superconducting (HTS) cable and cable-in-conduit conductor (CICC) design for large magnets application, including magnets for prospective thermonuclear installations. One of the main problem that needs to be solved for the successful implementation of such projects is the creation of high-current HTS conductors for toroidal field coils and central solenoid sections. To solve successfully this problem, it is necessary to develop a HTS conductor with a high engineering current density in strong magnetic fields up to 20 T. There should be enough space in the conductor structure, for the placement of stabilizing and strengthening materials, and for cooling channels. Preliminary calculations show that for various electromagnetic subsystems of a thermonuclear reactor, the required design current density along the conductor ranges from 30 A/mm² to 50 A/mm². The article provides an analysis of the previously proposed various design options for high-current conductors based on HTS materials and proposes new, original design solutions that, according to the authors opinion, allows to achieve higher performance.

Key words: superconductor, fusion reactor, electromagnetic system, engineering current density.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-31-40

ВВЕДЕНИЕ

Предварительные концептуальные проекты магнитов термоядерных установок и иных крупных магнитов предусматривают разработку технических решений для сверхпроводящей электромагнитной системы с использованием ВТСП-проводников. При этом предпочтительной является конструкция типа «кабель в оболочке» (в англоязычной литературе — cable-in-conduit conductors или CICC) в различных вариациях. В ряде случаев предусматривается комбинация в одной установке как обмоток с низкотемпературными (НТСП), так и с ВТСП-проводниками. Конкретный выбор определяется техническими, технологическими и стоимостными характеристиками. Уникальные характеристики ВТСП-материалов позволяют увеличить индукцию магнитного поля в рабочем объёме, уменьшить размер и снизить стоимость установки.

Современные ВТСП-материалы выпускаются в форме тонких лент REBCO и многожильных проводов круглого сечения на основе Bi-2212 с токонесущей способностью несколько сотен ампер в поле ~20 Тл при температуре 4,5 К. В представленной работе предлагается новая конструкция ВТСП-жилы для проводника типа CICC на основе лент REBCO. Рабочие токи крупных магнитных систем составляют

несколько десятков кило-ампер и достигают в некоторых проектируемых системах 100 кА. Таким образом, возникает задача агрегатирования большого количества сверхпроводящих лент в единую токопроводящую систему. При этом следует добиваться равномерного распределения токов между всеми лентами, что не является тривиальной задачей в связи с тем, что омическое сопротивление ВТСП-лент в рабочем режиме равно нулю. Рассмотрены варианты решения задачи создания сильноточных проводов с высокой конструктивной плотностью тока на базе ВТСП-лент второго поколения.

СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО СОЗДАНИЮ СИЛЬНОТОЧНЫХ ВТСП-ПРОВОДОВ

В существующих и проектируемых крупных магнитных системах сильноточные провода обеспечивают генерацию магнитных полей с максимальной индукцией магнитного поля на обмотке 5,0—20,0 Тл. При этом рабочие токи могут составлять 5,0—100,0 кА. В таких магнитах на провод воздействуют значительные механические нагрузки, вызванные силами Лоренца. Кроме того, значительная запасённая энергия в крупных магнитах требует наличия в обмотке элементов, обеспечивающих аварийный вывод энергии при приемлемых напряжениях и нагреве обмотки, не приводящих к повреждению её элементов. Таким образом, в сверхпроводящем сильноточном проводе типа «кабель в оболочке», кроме собственно сверхпроводника, должны присутствовать упрочняющие элементы, стабилизирующий металл (обычно медь или алюминий), электрическая изоляция и каналы для прокачки охлаждающего агента. В настоящее время в литературе описано большое количество сверхпроводящих сильноточных проводов, предназначенных, в первую очередь, для создания магнитов термоядерных установок, которые условно можно разделить на несколько групп [1, 2].

Провода на основе стопок ВТСП-лент [3, 4]. Первичным элементом в таких проводах являются стопки лент, которые либо располагаются в плоскости (рис. 1, а) [5], либо скручиваются вдоль продольной оси (рис. 1, б, в). Далее несколько таких стопок лент собираются в токопроводящую жилу провода, как это показано на рис. 1, г, д. Сильноточные провода обычно заключаются в кожух из нержавеющей стали для обеспечения механической прочности и устойчивости.

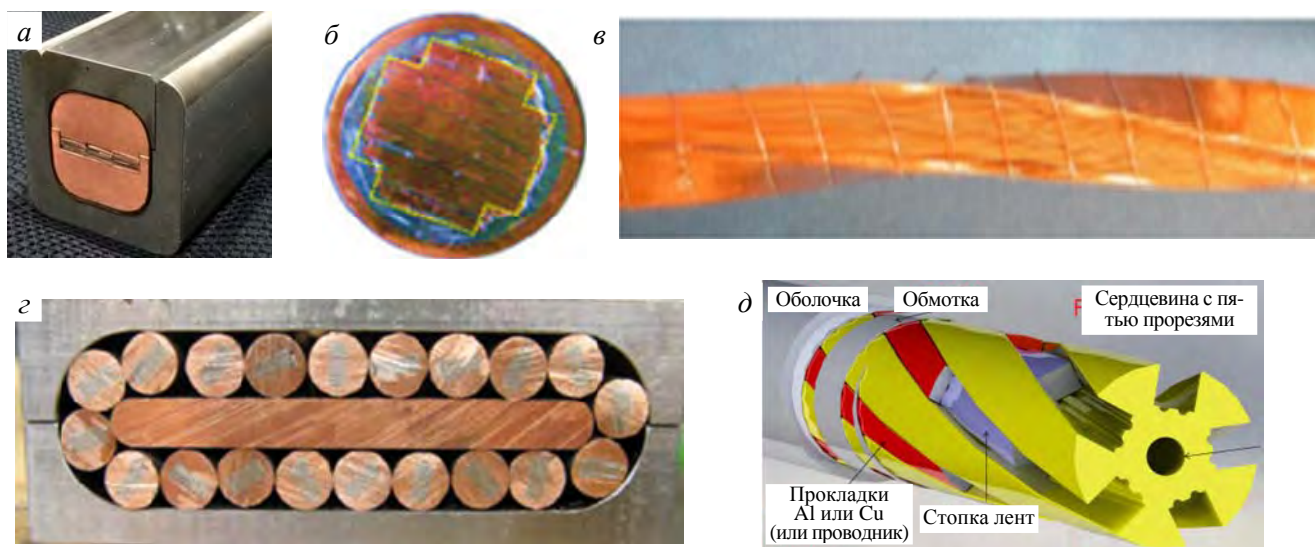


Рис. 1. Конструкции ВТСП-проводов типа Stacked-Tape Cable (провода, показанные на рисунке, обозначают обычно общим термином Stacked-Tape Cables)

Токопроводящая часть провода собирается в две стадии. На первой стадии собираются стопки лент, которые могут пропаиваться (см. рис. 1, б, г), скручиваться (см. рис. 1, в, г) и/или заключаться в медную оболочку (см. рис. 1, б, г). На второй стадии подготовленные стопки либо располагаются в плоскости (см. рис. 1, а), либо скручиваются вокруг сердечника (см. рис. 1, г, д).

Характерной особенностью таких проводов является отсутствие транспозиции ВТСП-лент на первой стадии и транспозиции стопок лент на второй стадии (кроме рис. 1, а).

Провода на основе скруток ВТСП-лент. Первичным элементом в таких проводах является многослойная скрутка лент (рис. 2, *а, б, з*), которые скручиваются вдоль продольной оси (рис. 2, *в, д*). Как и в предыдущих конструкциях, токопроводящая часть провода собирается в две стадии. Первичная многослойная скрутка получила название CORC wire [6, 7], и соответственно провода, показанные на рис. 2, *в, д*, называют проводами типа CORC. Основным стимулирующим фактором создания таких проводов послужило желание создать более гибкий по сравнению со стопками ВТСП-элемент, позволяющий изгибать провод на меньший радиус. Это достигается скруткой вокруг сердечника малого диаметра большого количества очень тонких (30—50 мкм) и узких (1—4 мм) ВТСП-лент (см. рис. 2, *з*).

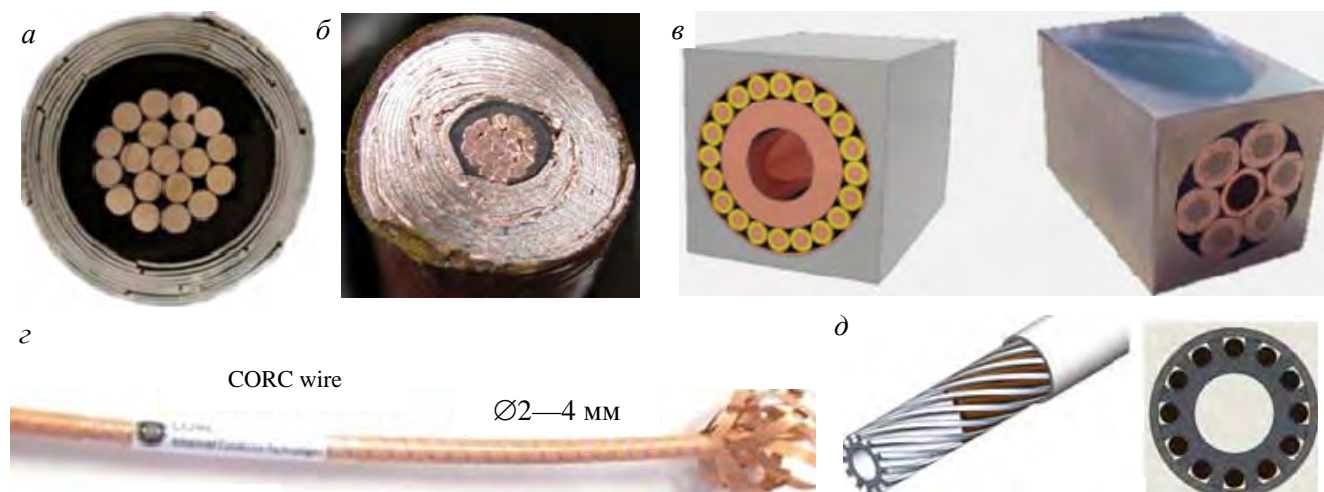


Рис. 2. Конструкции ВТСП-проводов типа CORC

Первичная многослойная скрутка ВТСП-лент, как и в предыдущих конструкциях, не является транспонированной, и для неё характерны все проблемы, связанные с неравномерностью распределения токов между лентами. Кроме того, такая конструкция является весьма рыхлой и очень чувствительной к поперечным нагрузкам. В экспериментах были обнаружены потеря устойчивости и нарушение геометрии при воздействии поперечных электромагнитных усилий [8].

В качестве полностью транспонированного первичного элемента могут использоваться так называемые кабели Рёбеля (Roebel cable) [9, 10]. Однако это направление пока не получило достаточного развития, что связано с низкими механическими характеристиками и высокой стоимостью кабеля, при изготовлении которого не менее половины дорогостоящей ВТСП-ленты уходит в отходы.

Многочисленные испытания коротких образцов проводов типа Stacked-Tape Cable и CORC Cable выявили ряд их существенных недостатков, связанных с неравномерным распределением токов между лентами в стопках, недостаточной устойчивостью к термомеханическим и циклическим воздействиям. Критический ток в проводниках заметно меньше суммы критических токов лент, из которых они изготовлены. Исключением из общего ряда является прототип проводника для японского стелларатора FFHR (см. рис. 1, *а*), изготовленного из параллельных не скрученных стопок лент [5]. В этом эксперименте удалось добиться равномерного распределения тока между лентами на коротком образце за счёт сравнительно большого входного сопротивления на соединении каждой ленты с токовводом. Такое решение не приемлемо при создании длиномерных проводников. Ещё одним конструктивным решением, обеспечивающим равномерное распределение токов между лентами, является многоповивная конструкция жил сверхпроводящих силовых кабелей, в которых удаётся выровнять индуктивности повивов [11, 12]. Однако в таких конструкциях не удаётся достичь высокой конструктивной плотности тока в сильных магнитных полях.

Таким образом, в настоящее время не разработаны ВТСП-конструкции проводов типа Cable-in-Conduit, удовлетворяющие всем требованиям, предъявляемым к ним разработчиками крупных магнитных систем.

НОВАЯ КОНСТРУКЦИЯ ПРОВОДОВ С ПОЛНОСТЬЮ ТРАНСПОНИРОВАННОЙ ТОКОПРОВОДЯЩЕЙ ВТСП-ЖИЛОЙ

Общая концепция конструкции первичного элемента токопроводящей жилы:
— ВТСП-ленты располагаются только в один повив;

- ВТСП-ленты располагаются радиально;
- между ВТСП-лентами располагаются трапециевидные или треугольные вставки из несверхпроводящего материала;
- каждая лента (или две ленты) с вставкой образуют V-образные элементы, которые скручиваются вокруг сердечника.

Такой первичный элемент в ряде случаев может использоваться в качестве токопроводящей жилы провода однократной сборки либо в качестве элемента скрутки в жиле двукратной сборки, как и в описанных конструкциях.

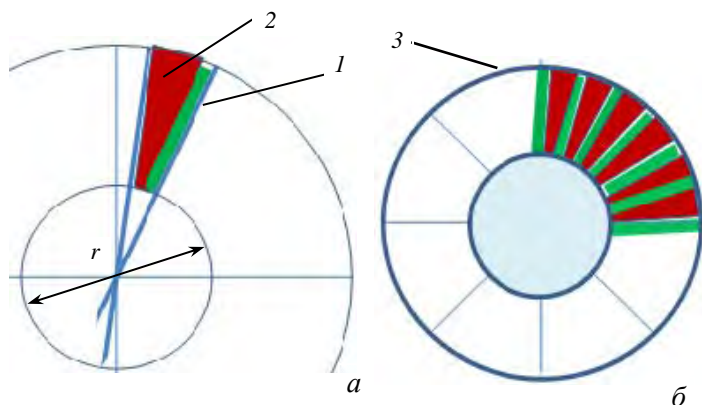


Рис. 3. Схема V-образного элемента, содержащего ВТСП-ленту 1 и трапециевидную вставку 2 (а), и схема ВТСП-токопроводящей жилы, обмотанной фиксирующей лентой 3 (б)

V-образный элемент показан на рис. 3, а. Он состоит из плоской сверхпроводящей ленты (или двух лент) и трапециевидной вставки. ВТСП-лента и вставка могут предварительно спаиваться или соединяться непосредственно в процессе скрутки токопроводящего элемента первой стадии. Границы элемента строго определяются радиальными линиями. Такие элементы наматываются на ребро в один слой по всей окружности круглого опорного элемента и обматываются сверху фиксирующей лентой (рис. 3, б).

Для уменьшения влияния поперечной нагрузки на ВТСП-ленту возможно изготовление трапециевидного элемента несколько большей высоты, чем ширина ленты. В качестве материала такой вставки может использоваться медь, латунь, нержавеющая сталь или другие материалы.

Чтобы не путать полученный V-образный элемент со Stack и CORC, предлагаем его назвать (V-Shape) VS-элемент и соответственно проводники VS-типа.

Количество таких элементов в конструкции определяется следующим образом:

$$N = 2\pi r / (a + b)k, \quad (1)$$

где r — радиус центрального опорного элемента; a — толщина ВТСП-ленты; b — ширина нижней части трапециевидного элемента; k — коэффициент укрутки.

Коэффициент укрутки связан с увеличением эффективного поперечного размера элемента при его наложении под углом к продольной оси. Токопроводящую VS-жилу получаем путём скрутки V-образных элементов вокруг центральной опоры, как это показано на рис 3, б.

Преимущества конструкции токопроводящей VS-жилы:

- полная транспозиция;
- высокая конструктивная плотность тока;
- высокая жёсткость конструкции за счёт использования прочных клиновых вставок;
- возможность легко варьировать поперечное сопротивление провода и потери энергии в нестационарных режимах работы за счёт использования различных материалов;
- защита сверхпроводника от поперечных механических нагрузок;
- широкие возможности варьирования количеством лент и диаметром элемента;
- широкие возможности варьирования сечением меди за счёт размеров вставки, размещения меди в центральном опорном элементе, наложения повива медных элементов поверх обмотки фиксирующей лентой.

Недостатки конструкции:

- отсутствие опыта изготовления VS-элемента и сборки токопроводящей ВТСП-жилы провода;
- отсутствие результатов испытаний.

При использовании VS-провода в качестве самостоятельного токопроводящего элемента его конструкция может выглядеть так, как показано на рис. 4. При изготовлении полномасштабного проводника

VS-жила заключается в упрочняющую трубчатую оболочку и слегка обжимается. Далее накладывается вторая оболочка, которая может играть роль упрочняющего или стабилизирующего элемента, а также образует каналы для прокачки охлаждающего агента (см. рис. 4, а). На рис. 4, б, в показана жила с размещением дополнительного стабилизатора между двумя упрочняющими оболочками. В этой же зоне организуются каналы для прокачки хладагента.

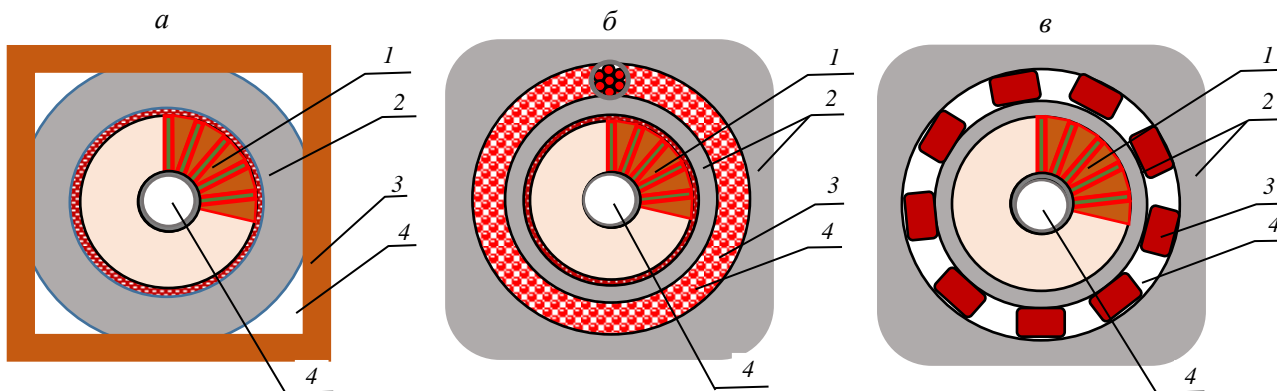


Рис. 4. ВТСП-проводники на основе VS-провода однократной скрутки: 1 — VS-жила; 2 — упрочняющие оболочки; 3 — стабилизирующий материал; 4 — каналы для прокачки хладагента

Рабочая величина максимального расчётного тока в такой конструкции может оцениваться очевидным соотношением

$$I_{\max} = i_t 2\pi r / (a + b) k, \tag{2}$$

где i_t — критический ток одной ленты.

Рассмотрим несколько примеров возможной реализации такого VS-провода. Примем за базовую ленту компании «СуперОкс» (Россия) [13]. Критический ток лент в поперечном поле 16—20 Тл порядка 500 А для ленты шириной 4 мм (рис. 5). Толщина ленты с подложкой толщиной 60 мкм — 76 мкм, с подложкой 100 мкм — 116 мкм.

Примеры оценочных расчётов приведены в табл. 1. Расчёт проведён для лент, предназначенных для эксплуатации в жидком гелии шириной 4 мм ($I_c = 500$ А) и 3 мм ($I_c = 375$ А).

Как видно из приведённых в таблице примеров, вариабельность конструкции VS-жилы достаточно высокая. Основными изменяемыми параметрами являются ширина и толщина ВТСП-ленты, диаметр сердечника и размеры несверхпроводящей вставки. Так, значение максимального тока в табл. 1 может в предельном случае быть удвоено при уменьшении ширины нижнего основания вставки до нуля, т.е. при переходе от трапециевидной к клиновидной (треугольной) форме вставки. Необходимое количество стабилизирующего металла может быть размещено как в самой VS-жиле, так и поверх неё. Механическое упрочнение провода осуществляется путём наложения внешней оболочки из высокопрочного материала (см. рис. 4 б).

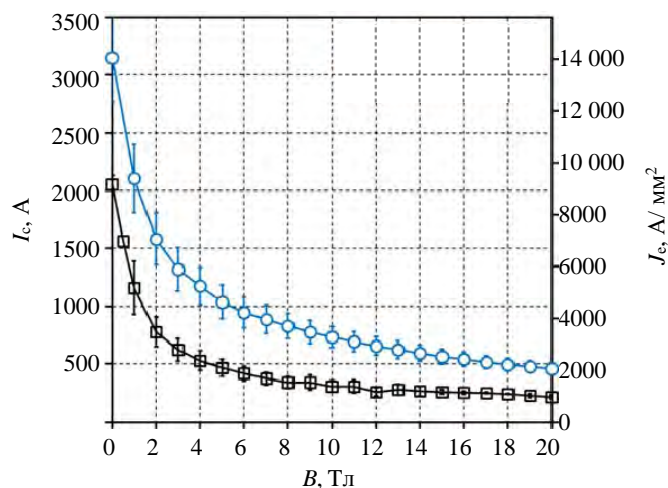


Рис. 5. Зависимость критического тока и критической плотности тока от индукции магнитного поля для двух лент шириной 4 мм [13], предназначенных для эксплуатации при температуре жидкого гелия (○) и жидкого азота (◼). Все измерения при 4,2 К

Таблица 1. Оценка максимального расчётного критического тока в VS-проводнике при индукции магнитного поля 16—20 Тл и температуре 4,2 К

VS-жила	Ширина ленты, мм	Толщина ленты и вставки (a + b), мкм	Диаметр сердечника D, мм	Количество VS-элементов	Диаметр ВТСП-жилы, мм	Максимальный ток I_{\max} , кА	Максимальная плотность тока, кА/см ²
VS-1	4	76+76	4	80	12	40	35
VS-2	3	76+76	4	80	10	30	38
VS-3	3	76+76	3	58	9	22	34
VS-4	4	76+76	8	162	16	81	40

Рабочие токи в таких конструкциях могут достигать 20—70 кА. Ключевым вопросом во многих конструкциях проводников на основе ВТСП-лент является их устойчивость к термомеханическим воздействиям, что связано с низкими механическими характеристиками самой сверхпроводящей ленты. В конструкции VS-типа лента наматывается радиально, что не является наилучшим вариантом с точки зрения возникающих в кабеле напряжений при изгибе проводника в процессе намотки магнита. Однако в такой конструкции достигается размещение большого количества лент при ограниченном внешнем диаметре (9—12 мм), что позволяет надеяться на достижение удовлетворительных механических характеристик. При отсутствии прямых экспериментов можно провести сравнение с характеристиками, полученными при изгибе скрученной стопки лент (см. рис. 1, в). При изгибе такой скрутки ленты периодически изгибаются «на ребро». Авторы работы [14] при испытаниях скрученной стопки лент на изгиб получили результаты, представленные в табл. 2. Стопка лент имела габариты 4,8×4,8 мм и была скручена с шагом 200 мм. При испытаниях катушки диаметром 500 мм, намотанной из этого кабеля, деградация критического тока не наблюдалась [3].

Таблица 2. Деградация критического тока под действием деформации изгиба

Диаметр изгиба	Величина деградации, %
250 мм	1,9
140 мм	5,4
Выпрямление после изгиба 140 мм	3,6

Сравнение данных табл. 1 и 2 позволяет надеяться на минимальный диаметр изгиба конструкций 1, 2 и 3 порядка 500—700 мм и для конструкции 4 порядка 800—1000 мм. При этом снижение суммарного критического тока лент не должно превышать 5%.

ВАРИАНТЫ КОНСТРУКЦИЙ ПРОВОДА ТИПА CABLE-IN-CONDUIT С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕСКОЛЬКИХ VS-ЖИЛ В КАЧЕСТВЕ СУБЭЛЕМЕНТОВ

На рис. 6 показаны несколько возможных вариантов изготовления VS-проводов на большие токи. Принимая во внимание коэффициенты заполнения (табл. 3), при скрутке различного количества субэлементов получаем возможную максимальную конструктивную плотность тока (по токопроводящей жиле под упрочняющим элементом) на уровне 20—25 кА/см² при 4,2 К в поле 16—18 Тл.

Сечение упрочняющих элементов и стабилизирующего металла может изменяться в подобных конструкциях в широких пределах.

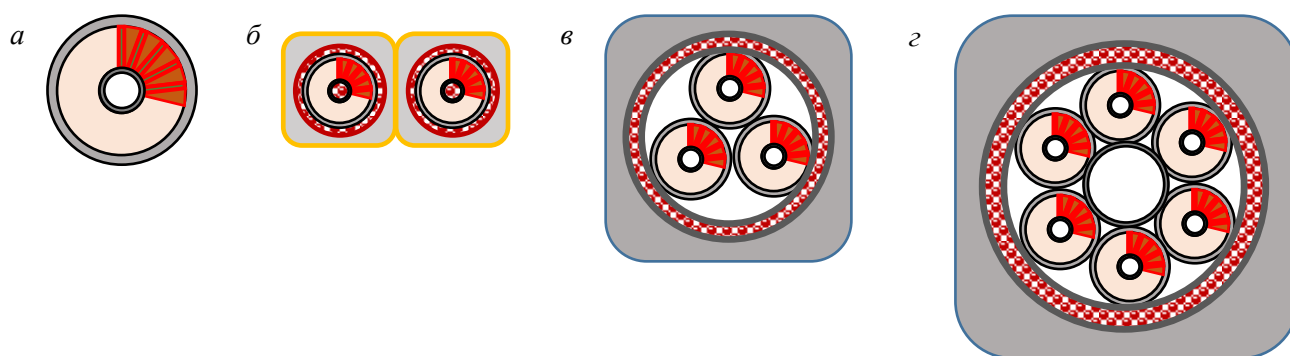







Рис. 6. Варианты конструкций VS-проводников единичной (а) и двухстадийной сборки (б, в, з)

В табл. 3 представлены пять возможных конструкций жилы сильноточного провода, состоящего из VS-элементов VS-1 и VS-3 из табл. 1. В столбце 3 табл. 3 указаны габаритные размеры или диаметр описанной окружности токопроводящей ВТСП-жилы провода в единицах диаметра первичного элемента.

Максимальный расчётный ток конструкций, равный сумме критических токов лент, охватывает широкий диапазон значений. Рабочий ток магнита должен быть меньше указанных в таблице значений на величину, определяемую разработчиками магнитной системы с учётом результатов предварительных испытаний проводов.

Т а б л и ц а 3. Варианты конструкций VS-проводов двухстадийной сборки

Номер п/п	Количество VS-субэлементов	Внешний диаметр	Коэффициент заполнения	Максимальный ток для VS-1, кА	Максимальный ток для VS-3, кА
1	2	3	4	5	6
1*		1:2		80 (12×24)	44 (9×18)
2		≈2,154	0,6466	120 (25,9)	66 (19,4)
3		≈2,414	0,6864	160 (29,0)	88 (21,7)
4		≈2,701	0,6854	200 (32,4)	110 (24,3)
5		3,0	0,6667	240 (36,0)	132 (27,0)

Примечание. Конструкция из двух субэлементов (кабелей) возможна при намотке двух изолированных проводников параллельно (two-in-hand).

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ВАРИАНТЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПРОВОДОВ ТИПА VS

Как видно из табл. 1, при изготовлении VS-жилы используется большое количество первичных элементов (58—162 шт.). Если в первичном V-образном элементе (см. рис. 3, *a*) сверхпроводящую ленту и вставку не спаивать, тогда количество первичных элементов удваивается. Для скрутки такого количества элементов использование крутильных машин классической скрутки нецелесообразно. Это связано с тем, что в таких машинах скрутка производится путём вращения отдающих катушек, расположенных во вращающихся клетях. Стандартное количество отдающих катушек в клети 6—12—18—24. Более рациональным представляется использование машин типа Drum-Twister. В таких машинах отдающие катушки располагаются на неподвижных стойках, а скрутка жилы происходит за счёт вращения приёмного барабана. На такой же машине целесообразно скручивать и жилы двухстадийной скрутки, показанные в табл. 3 и на рис. 6.

Технологическую операцию скрутки можно заметно упростить, сгруппировав часть ВТСП-лент в пакеты, как это показано на рис. 7. В этой конструкции ленты сгруппированы в шесть пакетов, обмотанных металлической лентой (из титана или из нержавеющей стали). Трапецевидные или треугольные вставки изготовлены из формованных металлических трубок, которые в зависимости от материала могут служить и стабилизатором, и каналом для прокачки хладагента, и упрочняющим элементом.

В этой конструкции внутри пакетов транспозиция лент по отношению к собственному полю отсутствует, однако расположение лент радиально в один слой обеспечивает транспозицию пакетов по отношению к внешнему полю. Шаг транспозиции в этом случае, конечно, больше, чем в VS-варианте с единичными лентами.

Представленные в качестве примера на рис. 7, *a*, *б* конструкции проводников имеют существенно различное поперечное сопротивление. Очевидно, что в конструкции на рис. 7, *б* потери в нестационарных режимах работы будут существенно меньше, чем в конструкции на рис. 7, *a*. В качестве стабилизи-

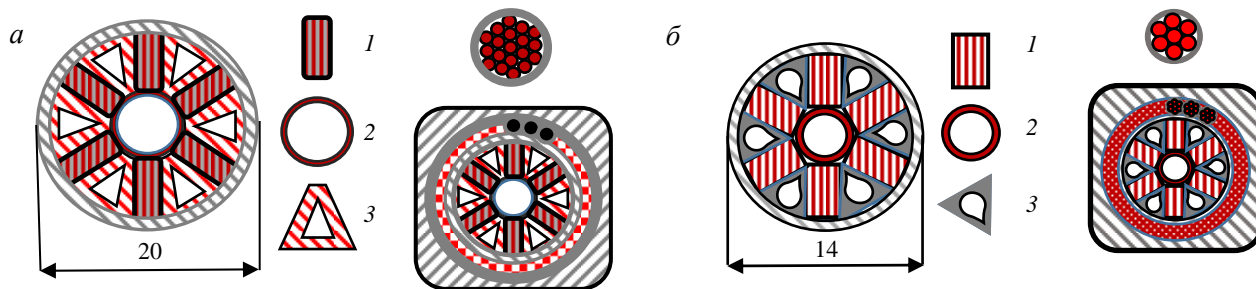


Рис. 7. Варианты конструкций единичных кабелей с групповым размещением ВТСП-лент: 1 — шесть радиально ориентированных пакетов из филаментированных ВТСП-лент с медным покрытием шириной 6 мм, обмотанных титановой фольгой $\Delta = 0,025$ мм, 2 — формер—спираль (или трубка) из нержавеющей стали $\text{Ø}6 \times 0,5$ мм, 3 — трапецевидные клинья, изготовленные из медной трубки $\text{Ø}8 \times 1$ мм² (*a*); 1 — шесть радиально ориентированных пакетов из филаментированных ВТСП-лент с латунным покрытием шириной 4 мм, обмотанных титановой фольгой $\Delta = 0,025$ мм, 2 — формер — медная трубка $\text{Ø}4 \times 0,5$ мм, 3 — треугольные клинья, изготовленные из стальной трубки $\text{Ø}4 \times 0,5$ мм (*б*)

рующих элементов для обеих конструкций проводника используются субэлементы, скрученные из никелированных медных ($RRR = 100\text{—}200$) проволок $\varnothing 1,2$ мм и обмотанные стальной или титановой лентой (см. рис. 7, а, б). Медные субэлементы обматываются вокруг сверхпроводящей VS-жилы, заключённой в стальную оболочку. Скрутка субэлементов обматывается стальной или титановой лентой, затягивается в стальную оболочку типа круг в квадрате и слегка компактируется до конечного размера.

ПРОЕКТИРУЕМЫЕ УСТАНОВКИ В ОБЛАСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ УТС И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В НИХ ПРОВОДНИКОВ ТИПА VS

В настоящее время в стадии разработки находится большое количество крупных физических установок для исследования в области УТС. В этих установках для удержания плазмы предполагается использовать магнитные системы как на основе НТСП, так и на основе ВТСП-материалов. Основные параметры магнитных систем большинства этих установок представлены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4. Основные параметры некоторых из проектируемых магнитных систем для установок УТС

Установка/подсистема	Рабочий ток I_{op} , кА	Рабочая температура T , К	Максимальное магнитное поле B_{max} , Тл
ITER/TF*	68	4,5	12
ITER/CS**	46	4,5	12
FNSF/TF	70	4,75	16
EU-DEMO/TF	82	4,75	13,4
EU-DEMO/CS	51	10,5	17,5
K-DEMO/TF	66	4,5	16
FFHR/HD***	~100	20	12
DTT/TF	44,8	4,5	11,9
DTT/CS	29	4,5	13,4
DTT/CS HTS insert	30—35	4,5	~18—20
SPARC/TF	~50	?	23
ARC/TF	~100	20	20

Примечание. TF* — катушки тороидального поля; CS** — секции центрального соленоида; HD*** — геликоидальный магнит.

Предлагаемая новая конструкция провода на основе ВТСП-лент REBCO может быть успешно использована для создания проводников в установках с сильным полем и/или в установках, где рабочая температура предполагается выше 10 К. Конечно, идея конструкции должна быть всесторонне опробована и исследована как с точки зрения технологии изготовления проводника, так и с точки зрения электрофизических и механических свойств и возможностей использования в конкретной установке. В качестве примера мы рассмотрели возможность использования проводников VS-типа в исследовательской установке относительно скромных размеров. Для этого нами выбрана магнитная система установки с размерами масштаба DTT, но с максимальной индукцией магнитного поля как на катушках тороидального поля, так и на секциях центрального соленоида порядка 18—20 Тл. Основные характеристики таких проводников приведены в табл. 5. Сразу оговоримся, что приведённые здесь конструкции носят весьма условный характер, но в перспективе могут быть доработаны в соответствии с конкретными требованиями, предъявляемыми к проводнику установки. К таким требованиям относятся соотношение между критическим и рабочим током, требования к АС-потерям и устойчивости в нестационарных режимах работы, максимальные напряжение и температура проводника при защитном выводе энергии и пр.

Т а б л и ц а 5. Основные характеристики проводников

Проводник	Сечение, мм	I_c , кА		Провод	S меди, мм ²	S стали, мм ²
		$(B = 19 \text{ Тл}, T = 4,2 \text{ К})$	I_{op} , кА			
ЦС	23×23	40	32	VS-1, рис. 6, б	120	340
	16×32	44	32	VS-3, рис. 6, б	120	340
	26×26	64	32	Рис. 7, б	120	340
ТП	32×32	90	67,5	VS-2, рис. 6, в	430	450
	36×36	106	67,5	Рис. 7, а	430	450

БЛИЖАЙШИЕ ШАГИ НА ПУТИ РЕАЛИЗАЦИИ ВТСП-ПРОВОДНИКОВ VS-ТИПА

Любая идея от её предложения и первичной оценки её преимуществ до реализации в конкретном изделии должна пройти непростой путь, состоящий из нескольких основных этапов. Первым из таких этапов является проведение исследований в области разработки технологии изготовления VS-проводников, пред-

ложенных конструкций как на основе единичных лент, так и на основе пакетов (стопок) ВТСП-лент. Необходимо также провести расчётно-теоретические исследования предложенных конструкций применительно к конкретной проектируемой электромагнитной системе. Параллельно с этим необходимо провести исследования механических и электрофизических свойств одностадийных скруток и пакетов лент на представительных макетах. Всё это планируется провести в ближайшие 1,5 года.

Следующим этапом является изготовление и представительные испытания макетов и полномасштабных проводников, а также создание на основе результатов испытаний и уже существующих методик расчёта [15, 16] доработанных конструкций проводников. Предполагается, что при благоприятных обстоятельствах все указанные экспериментальные и расчётные исследования будут завершены в течение ближайших 2—3 лет.

ВЫВОДЫ

Представленные принципиально новые конструкции сильноточных сверхпроводящих проводов позволяют проектировать обмотки крупных сверхпроводящих магнитов с высокой конструктивной плотностью тока в полях индукцией 16—20 Тл. Наличие полной транспозиции сверхпроводящих лент в проводниках VS-типа обеспечивает равномерное распределение токов между ВТСП-лентами и рациональное использование дорогостоящего сверхпроводящего материала. Большие возможности варьирования характеристиками проводников делают их перспективными для использования при создании широкой гаммы сверхпроводящих магнитных систем. Первостепенной задачей в настоящее время является проведение полномасштабных расчётно-теоретических и технологических исследований предложенных конструкций проводников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ten Kate H.** Super-Conductors for Successful Magnets. — IEEE/CSC & ESAS SUPERCONDUCTIVITY NEWS FORUM, November 2019. Plenary Presentation Mo—Mo—PL1-01 given at MT26, 22—27 September 2019, Vancouver, Canada.
2. **Bruzzone P.** Cable Behavior and Specific Issues for HTS Tapes. — WAMHTS, Budapest, April 11—12, 2019.
3. **Takayasu M., Minervini J.V., Bromberg L., Rudziak M.K., Wong T.** Investigation of twisted stacked-tape cable conductor. — AIP Conf. Proc., 2012, vol. 1435, p. 273; <https://doi.org/10.1063/1.4712106>.
4. **Chiesa L., Allen N.C., Takayasu M.** Electromechanical Investigation of 2G HTS Twisted Stacked-Tape Cable Conductors. — IEEE Trans. on Appl. Supercond., June 2014, 24(3):6600405.
5. **Terazaki Y., Yanagi N., Ito S., Seino Y., Hamaguchi S., Tamura H., Mito T., Hashizume H., Sagara A.** Measurement and analysis of critical current of 100-kA class simply-stacked HTS conductors. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2015, vol. 25, p. 4602905.
6. **Van der Laan D.C., Weiss J.D., McRae D.M.** Status of CORC cables and wires for use in high-field magnets and power systems a decade after their introduction. — Supercond. Sci. Technol., 2019, vol. 32, p. 033001.
7. **Weiss J.D., Mulder T., ten Kate H.J.J., van der Laan D.C.** Introduction of CORC® wires: highly flexible, round high-temperature superconducting wires for magnet and power transmission applications. — Supercond. Sci. Technol., 2017, vol. 30, p. 014002.
8. **Mulder T., Weiss J., van der Laan D., Dudarev F., ten Kate H.** Development of ReBCO-CORC Cable-In-Conduit Conductors for Large-Scale Magnets. Report Mon-Af-Or6-02 on MT26, Vancouver, Canada, September, 2019.
9. **Goldacker W., Nast R., Kotzyba G., Schlachter S.I., Frank A., Ringsdorf B., Schmidt C., Komarek P.** High current DyBCO-ROEBEL Assembled Coated Conductor (RACC). — J. of Physics: Conference Series, June 2006, vol. 43, p. 901—904.
10. **Long N.J., Badcock R.A., Hamilton K., Wright A., Jiang Z., Lakshmi L.S.** Development of YBCO Roebel cables for high current transport and low AC loss applications. — J. of Physics: Conference Series, 2010, vol. 234, p. 022021.
11. **Корсунов П.Ю., Рябин Т.В., Сытников В.Е.** Проект ВТСП КЛ по соединению ПС 330 кВ Центральная и ПС 220 кВ РП-9 в Санкт-Петербурге. — Энергия единой сети, 2017, № 3, с. 32.
12. **Высоцкий В.С., Занегин С.Ю., Зубко В.В., Фетисов С.С.** Оптимизация конструкции компактных силовых кабелей на основе высокотемпературных сверхпроводящих проводников. — Кабели и провода, 2018, т. 5, с. 374.
13. **Molodyk A.** Present directions for 2G HTS wire development at SuperOx. Report on EUCAS, Glasgow, UK, September 2019.
14. **Minervini J.V., Takayasu M., Mangioaro F., Bromberg L., Michael P.** Report on International Symposium on DC Superconducting Power Transmission Line. — Development of HTS High Current Cables and Joints for DC Power Applications Chubu University, Japan, March, 2014.
15. **Lelekhov S.A.** A physical model and numerical method for losses investigation in superconducting cable-in-conduit conductors (CICC). — Cryogenics, 2006, vol. 46, № 1.
16. **Lelekhov S.A., Tronza V.I.** AC Loss before and after Cycling Mechanical Load in ITER RF Cable-in-Conduit Conductor (CICC). — IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2014, vol. 23, № 3, p. 4201005.



Виктор Евгеньевич Сытников, заместитель научного руководителя, действительный член АЭН РФ, д. техн. н.; АО «Научно-технический центр Федеральной сетевой компании Единой энергетической системы», 115201 Москва, Каширское ш. 22, к. 3, Россия



Сергей Андреевич Лелехов, в.н.с., к. техн. н., доцент, ветеран атомной науки и техники; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Статья поступила в редакцию 29 мая 2020 г.

После доработки 6 июня 2020 г.

Принята к публикации 5 августа 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 31—40.

УДК 621.318.3:537.312.62

ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВТСП-2-ПРОВОДОВ С ЛЕНТОЙ-ПОДЛОЖКОЙ ИЗ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ AISI 310S ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ И АЗОТА

А.В. Кривых, А.В. Поляков

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В настоящее время обсуждается вопрос о возможности создания компактного термоядерного реактора, на тороидальных обмотках которого магнитное поле достигает 18—20 Тл. Такие параметры в настоящее время могут быть обеспечены только с использованием проводников на основе высокотемпературных сверхпроводниковых материалов. Оценки показывают, что механические напряжения в таких системах могут превышать 1000 МПа. Проведены электромеханические испытания первых образцов ВТСП-2-проводов производства НИИ «Курчатовский институт» с подложкой из нержавеющей стали 310S при температурах жидкого гелия (4,2 К) и жидкого азота (77 К). Электрические и механические характеристики провода измерялись одновременно, причём деформация образцов определялась по показаниям экстензометра. Во время электромеханических испытаний получены кривые растяжения провода в жидком гелии и азоте. Определены уровни растягивающего механического напряжения и деформации, при которых начинается падение критического тока, и степень деградации токонесущей способности ВТСП-2-провода в собственном магнитном поле. В гелиевых испытаниях на образцах с остаточным критическим током изменено изменение электрического напряжения при уровнях растягивающего механического напряжения 850—1100 МПа.

Ключевые слова: электромеханические свойства, ВТСП-2-провод, азотная температура (77 К), гелиевая температура (4,2 К), механическое напряжение.

ELECTROMECHANICAL PROPERTIES OF HTSC-2G WIRE WITH AISI 310S STAINLESS STEEL SUBSTRATE IN LIQUID HELIUM AND NITROGEN

A.V. Krivikh, A.V. Polyakov

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

Now the possibility of creating a compact thermonuclear reactor with magnetic field 18—20 T is under consideration widely. It is obvious that only by the use of conductors based on HTSC-G2 materials such parameters can be provided. Estimates show that mechanical stresses in such systems can exceed 1000 MPa. Electromechanical tests of the first samples of HTSC-2G wires produced by NRC KI with a stainless steel substrate 310S at of liquid helium (4.2 K) and liquid nitrogen (77 K) temperatures has been carried out. Electrical and mechanical characteristics of the wire were measured simultaneously. The deformation of the samples was established by the readings of the extensometer. Wire stretching curves in liquid helium and nitrogen were obtained during electromechanical tests. The stress and strain values at which degradation of the current begins have been determined. The electrical voltage was measured in HTSC-2G wire with a critical current at levels of mechanical stresses 850—1100 MPa.

Key words: electromechanical properties, HTSC-2G wire, liquid nitrogen (77 K), liquid helium (4,2 K), mechanical stresses.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-41-46

ВВЕДЕНИЕ

Высокотемпературные сверхпроводниковые провода второго поколения (ВТСП-2), производство которых сейчас активно наращивается в различных странах, рассматриваются в качестве токонесущей основы для проводников электромагнитных систем термоядерных установок будущего, например, обмоток тороидального поля электромагнитной системы ТИН (термоядерного источника нейтронов). Однако задача определения пределов работоспособности проводов на основе ВТСП-2 при высоких механических напряжениях ещё не решена, поскольку влияние механических напряжений актуально прежде всего для магнитов, предназначенных для работы на гелиевом уровне температур. В опубликованных ранее работах утверждалось, что данных в жидком азоте достаточно, чтобы точно количественно спрогнозировать электромеханическое поведение ВТСП-2-проводов в жидком гелии [1—7]. Обычно сравнивались нормированные значения критических токов в жидком азоте и гелии, но в азоте в собственном поле, а в жидком гелии — во внешнем магнитном поле до 19 Тл. При этом не учитывались нагрузки, вызванные дополнительными механическими напряжениями, возникшими от пондеромоторной силы. В большинстве упомянутых работ с применением гелия деформация провода, которая помогла бы точ-

нее определить истинное механическое напряжение, измерялась только косвенно, поскольку измерение деформации экстензометром во внешнем магнитном поле — отдельная, далеко не простая задача.

В нашей работе измерение критических токов проводилось в жидком гелии при атмосферном давлении в собственном магнитном поле. При этом, естественно, не возникало дополнительной ponderomotorной нагрузки, поскольку не было внешнего магнитного поля. Практически по сравнению с испытанием в жидком азоте менялась только температура.

МЕТОДИКА

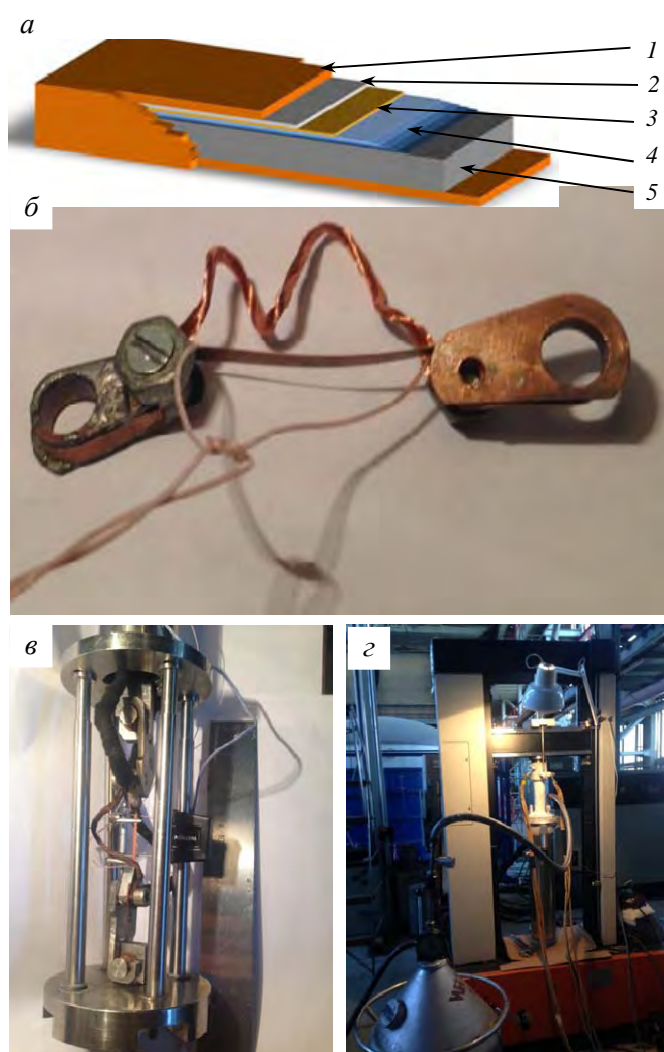


Рис. 1. Принципиальная послойная схема провода ВТСП-2 (толщина слоёв показана не в масштабе): 1 — медь (суммарно 25 мкм); 2 — серебро 2 мкм; 3 — ВТСП-2 1,5 мкм; 4 — буферный слой (YSZ) 2 мкм; 5 — нержавеющая сталь 310S 100 мкм (а); образец с серьгами, шунтом и потенциальными концами (б); внешний вид силового узла вставки с образцом провода ВТСП-2 с экстензометром (в); стенд для электромеханических испытаний в жидком гелии (з)

токовводами и надёжного механического сцепления образца с тягами. Важно также, что при этом одновременно можно было измерять и электрические, и механические характеристики провода, меняя транспортный ток и/или деформацию.

Относительная продольная деформация ($\Delta L/L$) непрерывно измерялась штатным экстензометром машины Инстрон-1195 с базой $L = 25$ мм во время всего процесса испытаний. Экстензометр был предва-

Проведены исследования электромеханических параметров пилотных образцов ВТСП-2 проводов в жидком азоте и гелии. Образцы провода шириной 4 мм были произведены на линии, поставленной в НИЦ «Курчатовский институт» фирмой Bruker. Технология изготовления провода презентована фирмой в работе [1]. Структура ВТСП-2-провода показана на рис. 1, а. Подложка провода изготовлена из нержавеющей стали марки AISI 310S толщиной 100 мкм.

Длина каждого образца 150 мм, образец разделён на три участка по 50 мм каждый. На центральном рабочем участке проводятся измерения, из крайних сформированы контактные соединения. Контактное соединение показано на рис. 1, б. Образец припаян на длине 50 мм по огибающей поверхности серьги силовой вставки. Пайка припоем с температурой плавления 110 °С обеспечивала механическую фиксацию, исключая проскальзывание ВТСП внутри меди образца, которое наблюдалось при меньших длинах контакта. Использование серьги обеспечивало отсутствие изгибающего момента в области выхода образца из захвата. Расстояние между захватами составляло 50 мм, между потенциальными концами — 35 мм. Для защиты образца от перегорания в жидком гелии параллельно ему устанавливалось шунтирующее сопротивление.

Нижняя часть криогенной вставки с образцом перед испытанием показана на рис. 1, в. При криогенных электромеханических испытаниях использовалась силовая вставка, где само крепление образца в захватах происходило путём припайки провода со стороны ВТСП к медным серьгам на концах силовых тяг. Это делалось для достижения хорошего электрического контакта с

рительно отградуирован при соответствующей температуре и повышал точность измерения деформации на рабочем участке образца.

Стенд во время испытаний в жидком гелии показан на рис. 1, з.

Стандартная процедура измерения заключалась в снятии вольт-амперных характеристик образца при фиксированных механических нагрузках. Критерием достижения критического тока в наших измерениях был уровень напряжённости электрического поля 1 мкВ/см на потенциальных концах. Полученные данные представлялись в виде зависимости механического напряжения и нормированного критического тока от деформации. Поскольку электрические и механические параметры образца можно было измерять одновременно, то дополнительно для высоких механических напряжений (850—1100 МПа) была опробована другая методика. В образец вводился ток, равный или больше критического, а измерялись электрическое и механическое напряжения от деформации и/или тока. Графики в этом случае строились в зависимости от времени.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 показаны результаты измерения механического напряжения и нормированной величины критического тока от деформации по экстензометру для образца ($I_{с77К} = 54$ А), изготовленного в НИЦ «Курчатовский институт», т.е. с критическим током 54 А в жидком азоте. При азотной температуре испытания образцов проводились без шунта.

В процессе испытания образец несколько раз разгружался с целью определения величины деформации, при которой начиналась необратимая деградация токонесущей способности. Если деформация не превышала 0,3%, нормированный критический ток образца обратимо падал до уровня $I_c/I_{c0} = 0,95$. Этой деформации соответствует уровень механического напряжения 550 МПа. При напряжении растяжения 650 МПа нормированный критический ток резко уменьшался до уровня $I_c/I_{c0} = 0,5$ и частично восстанавливался после снятия нагрузки.

На предварительном этапе было испытано более 30 различных образцов ВТСП-2-проводов. Иногда во время ввода тока наблюдалось появление омической составляющей электрического напряжения, достигавшей нескольких микровольт. Такое, например, могло быть, когда ВТСП-2-провод был припаян к сережке со стороны нержавеющей стали. После вычитания омической составляющей электрического напряжения для одинаковых образцов не наблюдалось существенных видоизменений графиков зависимости нормированной величины критического тока от деформации.

Критический ток ВТСП-2-провода в гелии в собственном магнитном поле в 10—15 раз выше его величины в азоте [8]. Во всех экспериментах, проведённых нами в гелии, ток всегда возрастал более чем десятикратно. Установка компактная, поэтому для неё возникают ограничения на величину максимального тока, который не должен превышать 500 А из-за разогрева медных тоководов и контактных соединений.

Для гелиевых измерений были подобраны два образца, критические токи которых в азоте оказались минимальны. Низкий критический ток этих образцов был связан только с уменьшением количества центров пиннинга. Измеренные бесконтактным методом в азоте на этапе выходного контроля производственной линии, критические токи этих образцов не имели провалов и были однородны на длине 150 мм. По всей видимости, толщина слоя сверхпроводника, его целостность и механические свойства оставались без изменения. При контактных измерениях в азоте они показали токи соответственно 28,5 и 22,5 А. В гелии образцы защищались низкоомным шунтом.

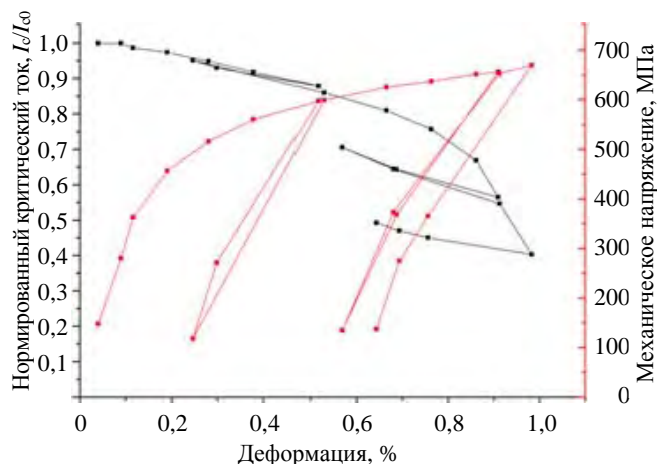


Рис. 2. Зависимости механического напряжения (■) и нормированной величины критического тока (■) от относительной деформации при температуре жидкого азота образца провода ВТСП-2

Несмотря на относительно низкое значение для первого образца ($I_{c77K} = 28,5$ А), его критический ток в жидком гелии без нагрузки определить не удалось из-за возникавшего омического сопротивления. Линейная составляющая электрического напряжения, появлявшаяся при токе 260 А, достигала 4 мкВ уже при 300 А. Вплоть до значения 500 А экспоненциальная составляющая электрического напряжения не появлялась. Сопротивление использованного шунта $0,4 \cdot 10^{-8}$ Ом оказалось слишком мало. Значительная часть тока, превышавшего 260 А, уходила в шунт. Экспоненциальная вольт-амперная характеристика (ВАХ) появилась только после того, как под действием растягивающей механической нагрузки критический ток упал ниже значения 260 А. Это произошло, когда механическое напряжение от растяжения превысило 750 МПа.

С учётом этого факта для второго образца ($I_{c77K} = 22,5$ А) сопротивление шунта было увеличено в 4 раза. Кроме того, была изменена схема подключения шунта. Дополнительное контактное сопротивление при этом, по всей видимости, увеличило итоговое сопротивление шунта более чем на порядок.

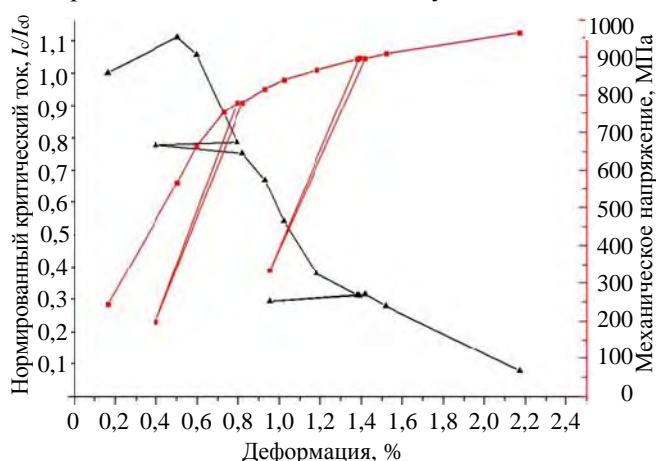


Рис. 3. Зависимости механического напряжения (■) и нормированной величины критического тока (▲) от относительной деформации при температуре жидкого гелия образца провода ВТСП-2

образцу и шунту в гелии вырос десятикратно по отношению к значению в жидком азоте. Он составил 230 А. Нормировка критических токов под нагрузкой проводилась путём деления на эту величину. Для построения графика нормированного критического тока линейная составляющая вычиталась подобно тому, как это делалось в подобных случаях в жидком азоте.

Допустимое механическое напряжение по сравнению с азотом выросло до 750 МПа. Нормированное значение критического тока сначала возросло до $I_c/I_{c0} = 1,1$, а затем уже упало до уровня $I_c/I_{c0} = 0,95$. Об этой особенности ВТСП-2-проводов производства

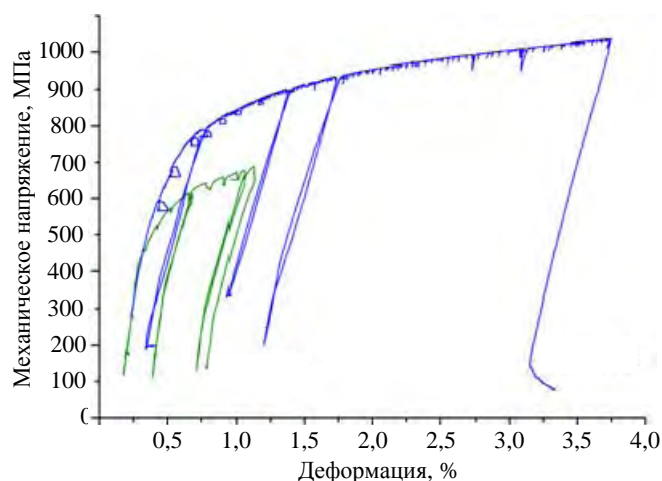


Рис. 4. Диаграммы растяжения провода ВТСП-2 с подложкой из ленты нержавеющей стали марки AISI 310S при температуре жидкого гелия 4,2 К (—) и азота 77 К (—)

На рис. 3 представлены результаты измерения механического напряжения и нормированной величины критического тока от деформации, измеренной по экстензометру на образце ($I_{c77K} = 22,5$ А) в жидком гелии. На его ВАХ резистивная составляющая электрического напряжения хотя и появилась уже при токе 35 А, но была всего 5 мкВ при токе 200 А, а экспоненциальный загиб на ВАХ образца без нагрузки появлялся при 230 А. Нельзя было точно определить долю тока, ушедшего в шунт, но подавляющая его часть продолжала течь по образцу. Этот вывод основан на том, что экспоненциальная составляющая напряжения на образце ($I_{c77K} = 22,5$ А) в жидком гелии без механической нагрузки достигла критических 3,5 мкВ (разность потенциалов, отвечающая критическому току), когда суммарный ток по

образцу и шунту в гелии вырос десятикратно по отношению к значению в жидком азоте. Он составил 230 А. Нормировка критических токов под нагрузкой проводилась путём деления на эту величину. Для построения графика нормированного критического тока линейная составляющая вычиталась подобно тому, как это делалось в подобных случаях в жидком азоте.

Допустимое механическое напряжение по сравнению с азотом выросло до 750 МПа. Нормированное значение критического тока сначала возросло до $I_c/I_{c0} = 1,1$, а затем уже упало до уровня $I_c/I_{c0} = 0,95$. Об этой особенности ВТСП-2-проводов производства фирмы Bruker с подложкой из нержавеющей стали марки 310S сообщалось ранее в работе [1]. Её авторы этот эффект наблюдали в жидком азоте.

Механическое напряжение, при котором произошло резкое необратимое снижение критического тока до уровня $I_c/I_{c0} = 0,50$, в гелии составило 850 МПа (в азоте было 650 МПа). После разгрузки ток в гелии восстанавливался слабее, чем в жидком азоте.

цессе вводов тока в образец. Их форма и размер зависели от величины тока. Предел упругости в жидком азоте составил 600 МПа, в жидком гелии он вырос до 800 МПа. Этому уровню механического напряжения как в азоте, так и в гелии отвечало падение критического тока до $I_c/I_{c0} = 0,90$. В гелии пластическая деформация ВТСП-2-провода сопровождалась скачками деформации.

Результаты следующих гелиевых испытаний при механических напряжениях 850—1100 МПа представлены в виде зависимостей электромеханических параметров от времени. На рис. 5 и 6 шкалы электрических характеристик образцов располагаются слева, механических — справа.

На рис. 5 показаны результаты испытаний для образца ($I_{c77K} = 28,5$ А) по этой методике. После пластической деформации образца в гелии до $\epsilon = 2,3\%$ (1000 МПа) его нормированный критический ток упал до уровня $I_c/I_{c0} \sim 0,1$. Затем образец разгрузили до 600 МПа и ввели фиксированный ток 40 А, равный остаточному критическому току (электрическое напряжение на потенциальных концах составило 3,5 мкВ). При повторном нагружении, поскольку образец уже был предварительно нагружен до 1000 МПа, он вплоть до этого уровня нагрузки работал упруго и электрическое напряжение на нём оставалось постоянным. Предел упругости образца в гелии после первого нагружения вырос с 800 до 1000 МПа. Когда уровень нагрузки превысил 1000 МПа, электрическое напряжение на потенциальных концах начало плавно расти, несмотря на появление скачкообразной деформации. Когда нагрузка возросла до 1100 МПа, произошёл скачок электрического напряжения, который соответствовал одному из скачков деформации. Рост электрического напряжения при этом скачке составил около 10 мкВ. После разгрузки очередной ввод тока в образец показал, что после этого его критический ток упал до 12 А.

На рис. 6 показаны результаты подобных гелиевых испытаний на образце ($I_{c77K} = 22,5$ А). Его максимальная деформация при первом растяжении составляла 1,3% (880 МПа). Затем в него вводился ток 85 А и одновременно увеличивалась деформация. Потом ток и деформация менялись уже по отдельности. Видно, что и то, и другое приводит к изменению электрического напряжения. С ростом деформации электрическое напряжение необратимо плавно возрастает, несмотря на скачки деформации. При напряжении 900 МПа отдельный скачок деформации привёл к скачку электрического напряжения на 10 мкВ.

В следующий раз образец разгружался и нагружался с током 70 А. Процесс сопровождался небольшим обратимым изменением величины электрического напряжения. Выше 900 МПа появилась скачкообразная деформация и начался плавный рост электрического напряжения. Новый скачок электрического напряжения на 10 мкВ произошёл при нагрузке 930 МПа и соответствовал одному из скачков деформации.

При возрастании механических напряжений от 850 до 1100 МПа нормированный критический ток ВТСП-2-провода продолжал уменьшаться с уровня $I_c/I_{c0} = 0,5$ до $I_c/I_{c0} \sim 0,1$ и ниже. Предел упругости при этом возрастает как минимум до 1000 МПа после предварительного механического нагружения провода.

Пластическая деформация провода выше предела упругости в жидком гелии приобретает скачкообразный характер. Отметим, что скачки температуры, которые возникали вследствие скачков деформации, не вызывают срывов сверхпроводимости в ВТСП в отличие от низкотемпературных сверхпроводников [9]. Пока

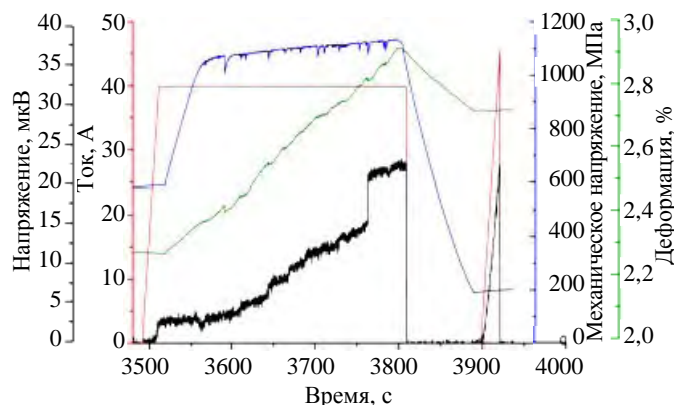


Рис. 5. Временная зависимость тока (—), деформации (—), механического (—) и электрического (—) напряжения на образце провода ВТСП-2 ($I_{c77K} = 28,5$ А) в жидком гелии

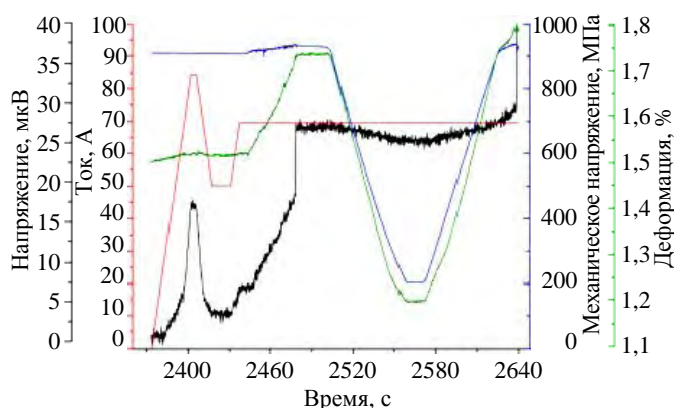


Рис. 6. Временная зависимость тока (—), деформации (—), механического (—) и электрического (—) напряжения на образце провода ВТСП-2 ($I_{c77K} = 22,5$ А) в жидком гелии

при растяжении образца с током скачки деформации происходят в подложке из нержавеющей стали [10], электрическое напряжение на потенциальных концах продолжает плавно расти. Возможно, что рост электрического напряжения скачком происходит только тогда, когда скачок деформации происходит в ВТСП-2-слое.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённые электромеханические испытания пилотных образцов ВТСП-2 провода производства НИЦ «Курчатовский институт» при температурах жидкого гелия (4,2 К) и жидкого азота (77 К) показали рост допустимых механических напряжений при понижении температуры. Допустимый уровень растягивающего механического напряжения ($I_c/I_{c0} = 0,95$) составил 550 и 750 МПа соответственно в жидком азоте и жидком гелии.

На диаграммах растяжения видно, что при температуре жидкого азота предел упругости составляет 600 МПа, в жидком гелии возрастает до 800 МПа. Падение нормированного критического тока при достижении пределов упругости превышает допустимое значение $I_c/I_{c0} = 0,9$. Восстановления критического тока в жидком гелии после разгрузки практически не происходило. При гелиевой температуре значение критического тока с ростом нагрузки сначала возрастает до $I_c/I_{c0} = 1,1$, затем уже падает до уровня $I_c/I_{c0} = 0,95$, при этом допустимая деформация растяжения может достигать 0,5%.

С ростом растягивающих нагрузок до 650 и 850 МПа соответственно в жидком азоте и жидком гелии происходит снижение критического тока до $I_c/I_{c0} = 0,5$. В жидком гелии при механических напряжениях 850—1100 МПа начинается область пластической скачкообразной деформации. Нормированный критический ток падает с $I_c/I_{c0} = 0,5$ до $I_c/I_{c0} \sim 0,1$. Если растяжение провода проводилось с введённым критическим током, то электрическое напряжение остаётся стабильным, пока растягивающая нагрузка не превышает предела упругости. При нагрузках выше предела упругости на образцах наблюдался как плавный, так и скачкообразный рост электрического напряжения. Предел упругости ВТСП-2-провода после предварительного механического нагружения может быть увеличен как минимум до 1000 МПа.

Результаты настоящей работы могут быть использованы при создании компактного сверхпроводникового термоядерного реактора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Usoskin A., Rutt A., Knoke J., Krauth H., Arndt T. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2005, vol. 15, Iss. 2, p. 2605—2607.
2. Uglietti D., Seeber B., Abacherli V., Pollini A., Eckert D., Flukiger R. — Supercond. Sci. Technol., 2003, vol. 16, p. 1000—1004.
3. Bautista Z., Diaz M., Shin H., Lee J., Oguro H., Awaji S. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2018, vol. 28, Iss. 2, p. 18411117.
4. Chen X., W., Zhang H., Chen Y., Liu L., Shi J., Yang X., Zhao Y. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2018, vol. 28, Iss. 1, p. 18400905.
5. Ilin K., Yagotintsev K., Zhou C., Gao P., Kosse J., Otten S., Wessel W., Haugan T., Van der Laamand D., Nijhuis A. — Supercond. Sci. Technol., 2015, vol. 28, doi: 10.1088/0953-2048/28/5/055006.
6. Barth C., Mondonico G., Senatore C. — Supercond. Sci. Technol., 2015, vol. 28, doi: 10.1088/0953-2048/28/4/045011.
7. Shin H., Bautista Z. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2018, vol. 28, Iss. 4, p. 180612532.
8. Abramov D. et al. — Supercond. Sci. Technol., 2015, vol. 28, Iss. 11, doi: 10.1088/0953-2048/28/11/114007.
9. Anashkin O., Varlakhin V., Keilin V., Krivikh A., Lyikov V. — IEEE Trans. on Mag., 1977, Mag.-13, Iss. 1, p. 673—677.
10. Krivikh A., Irodova A., Keilin V. — Techn. Physics, 2015, vol. 28, Iss. 1, p. 73—79.



Анатолий Владимирович Кривых, в.н.с., д. техн. н., чл.-корр. АЭН, лауреат премий Московского и Ленинского комсомола, лауреат премий им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Krivikh_AV@nrcki.ru



Алексей Вячеславович Поляков, м.н.с., лауреат конкурса студенческих работ им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
alxadress@gmail.com

Статья поступила в редакцию 8 апреля 2020 г.

После доработки 15 июня 2020 г.

Принята к публикации 5 августа 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 41—46.

УДК 621.039.623:533.924:546.34

ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ЗАМКНУТОГО ЛИТИЕВОГО КОНТУРА НА ТОКАМАКЕ T-11M

Я.А. Васина^{1,2}, А.С. Джурик¹, А.С. Пришвицын^{1,2}, С.В. Мирнов^{1,2}, В.Б. Лазарев¹

¹АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Троицк, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Работа посвящена физическим вопросам технологии создания первой стенки стационарного токамака-реактора с использованием литиевой защиты. Анализируется эмиттер-коллекторная схема циркуляции лития в пространстве плазменный шнур—стенка. Основной предмет анализа — поиск наиболее эффективных комбинаций эмиттер—коллектор. Эксперименты велись на токамаке T-11M с использованием диагностики в видимой и инфракрасной областях излучения плазмы и коллекторов, изготовленных на базе капиллярных пористых систем (КПС), заполненных литием. Помимо оптических методов, плазма защитного литиевого слоя исследовалась с помощью зонда Маха. В итоге было установлено, что из четырёх возможных коллекторных комбинаций наиболее оптимальной является «симметричная», когда геометрически идентичные коллекторы размещены вдоль тора на 180°. Это подавляет развитие магнитных островов, вызванное их присутствием, и, как следствие, предотвращает повышенный перенос лития внутрь шнура и на стенку. Практическая рекомендация, которая делается на основании этого: все эмиттеры и коллекторы лития в токамаках, где предполагается использование эмиттер-коллекторной схемы, предпочтительно устанавливать симметрично и попарно максимально удалённо от резонансной магнитной поверхности.

Ключевые слова: токамак, плазма, обращённые к плазме компоненты, литий.

OPTIMIZATION OF THE TECHNOLOGICAL SYSTEM OF A CLOSED LITHIUM CIRCUIT AT T-11M TOKAMAK

Ya.A. Vasina^{1,2}, A.S. Djurik¹, A.S. Prishvitsyn^{1,2}, S.V. Mirnov^{1,2}, V.B. Lazarev¹

¹JSC RF TRINITI, Moscow, Troitsk, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

The paper is devoted to physical issues of technology for creating the first wall of a stationary tokamak reactor using lithium protection. The emitter-collector circuit of lithium circulation in the plasma of column-wall space is analyzed. The main subject of analysis is the search for the most effective emitter-collector configurations. Experiments were conducted on the tokamak T-11M using diagnostics in the visible and infrared range of plasma and collectors made on the basis of capillary porous systems (CPS) filled of lithium. In addition to optical methods, the behavior of the protective lithium layer was studied using a Mach probe. As a result, it was found that of the four possible collector combinations, the most optimal is «symmetrical», when geometrically identical collectors are installed along the torus by 180°. This way suppresses the development of magnetic islands caused by a presence of collectors, and as a result, prevents increased transfer of lithium, to inside of the plasma column, and to the wall. A practical recommendation that can be made on this basis is all lithium emitters and collectors of tokamaks, where it is assumed to use the emitter-collector circuit, should be installed symmetrically and in pairs.

Key Words: tokamak, plasma, plasma facing components, lithium.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-47-59

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее жёстких требований, предъявляемых к использованию будущих токамаков в качестве реакторов УТС, является их способность функционировать в стационарном либо квазистационарном режиме с коэффициентом использования установленной мощности (КИУМ) $>0,7$. Анализ данных, полученных на различных токамаках [1], показывает, что одним из основных препятствий на пути к достижению этой цели является ограничение длительности их рабочих импульсов. Это происходит из-за накопления внутри камеры токамака продуктов эрозии обращённых к плазме элементов. В связи с этим большое значение приобретает проблема выбора материала этих элементов.

Благодаря малому атомному номеру ($Z = 3$) и низкой температуре плавления ($180,5\text{ °C}$) литий применяется в качестве обращённого к плазме материала. Одним из преимуществ жидкометаллической поверхности в сравнении с «классической» твёрдой первой стенкой является возможность её обновления и самовосстановления в ходе разряда, что увеличивает срок службы обращённых к плазме элементов. Кроме того, экспериментально показано, что использование лития в токамаках способствует увеличению времени удержания плазмы, уменьшению количества примесей и снижению рециклинга водорода [2—4]. В опытах на токамаке TFTR было впервые [2] продемонстрировано, что литий, инжескированный в периферийную плазму (SOL) в

условиях использования нейтральной инжекции (NBI), практически не проникает в горячую центральную зону, одновременно смягчая своим некорональным излучением взаимодействие плазмы со стенкой. Ослабленное проникновение лития в центр плазменного шнура наблюдалось впоследствии на различных токамаках, где литий применялся в качестве защиты элементов первой стенки [5].

Научно-исследовательская программа токамака Т-11М ориентирована на разработку и применение жидкометаллических литиевых технологий на основе капиллярных пористых систем (КПС) [6]. Главное направление этих исследований — создание защитного литиевого слоя между первой стенкой токамака и горячей зоной плазменного шнура. Литиевая защита первой стенки токамака-реактора призвана ослабить эрозионное воздействие горячей плазмы на его внутрикамерные элементы, увеличивая тем самым их эксплуатационный ресурс.

Ключевая технологическая задача, требующая при этом решения, — создание стационарного контура циркуляции лития вблизи границы плазменного шнура. Основными элементами такого контура должны стать эмиттеры и коллекторы лития [1]. Функция эмиттеров — ввод лития в периферийную зону шнура в процессе разряда. Функция коллекторов — контролируемый сбор инжектированного лития и тем самым ограничение его накопления на стенках камеры токамака. В стационаре собранный литий предполагается возвращать в жидкой фазе в эмиттер без нарушения вакуума в камере и перерыва рабочего цикла. В настоящей работе на токамаке Т-11М исследовались различные эмиттер-коллекторные комбинации на основе КПС-лимитеров с жидким литием с целью поиска их наиболее оптимального варианта, позволяющего собрать на коллекторы максимальное количество эмитируемого лития.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И ДИАГНОСТИКА

Токамак Т-11М. Эксперименты проводились на токамаке с омическим нагревом Т-11М [1, 7], который имеет лимитерную конфигурацию и вакуумную камеру круглого сечения. Основные параметры данной установки: $R = 0,7$ м, $a = 0,27$ м, $B_T = 1—1,5$ Тл, $J_p = 70—90$ кА, длительность импульса до 250 мс.

В качестве эмиттеров и коллекторов лития использовались литиевые лимитеры на основе КПС двух типов: продольный, расположен под малым углом к магнитным силовым линиям тороидального поля B_T , и вертикальный, расположенный перпендикулярно B_T . С 2015 по 2017 г. использовалась система с одним продольным и одним вертикальным лимитером. В 2017 г. симметрично первому продольному Li-лимитеру на основе КПС 2 (рис. 1) в камере токамака был установлен такой же второй 3 (см. рис. 1). Оба продольных лимитера имели одинаковые конструкции и размеры. Таким образом, в ходе описываемых нами экспериментов могли использоваться три подвижных Li-лимитера на основе КПС: один вертикальный и два продольных. Все лимитеры были изготовлены АО «Красная Звезда» [6]. Каждый из них можно было нагревать до 500 °С с помощью встроенного нагревателя. Это позволило использовать продольные лимитеры как коллекторы лития (при начальной температуре их поверхности от 20 до 30 °С) или как эмиттеры лития (при начальной температуре их поверхности от 200—500 °С). При этом в ходе разряда рабочие температуры коллекторов не должны были превышать 300 °С, а рабочие температуры эмиттеров из-за нагрева в ходе разряда могли расти вплоть до 700 °С. Разница достигалась различным вертикальным положением лимитеров относительно края плазменного шнура. Таким образом, меняя начальную температуру эмиттера, можно было регулировать интенсивность инжекции лития в плазменный шнур.

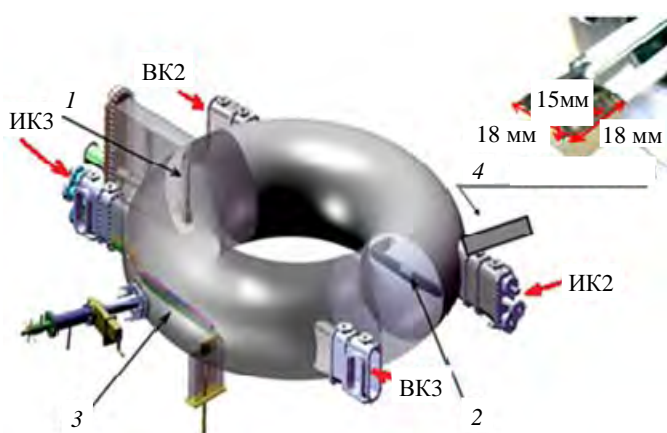


Рис. 1. Схема токамака Т-11М: 1 — вертикальный Li-лимитер (лимитер 1); 2 — продольный Li-лимитер 2 (размещён симметрично лимитеру 3 (3) относительно оси токамака); 4 — зонд Маха; ИК2 и ИК3 — инфракрасные камеры; ВК2 и ВК3 — видеокамеры, регистрирующие поведение рабочих поверхностей продольных лимитеров 2 и 3

Каждый из них можно было нагревать до 500 °С с помощью встроенного нагревателя. Это позволило использовать продольные лимитеры как коллекторы лития (при начальной температуре их поверхности от 20 до 30 °С) или как эмиттеры лития (при начальной температуре их поверхности от 200—500 °С). При этом в ходе разряда рабочие температуры коллекторов не должны были превышать 300 °С, а рабочие температуры эмиттеров из-за нагрева в ходе разряда могли расти вплоть до 700 °С. Разница достигалась различным вертикальным положением лимитеров относительно края плазменного шнура. Таким образом, меняя начальную температуру эмиттера, можно было регулировать интенсивность инжекции лития в плазменный шнур.

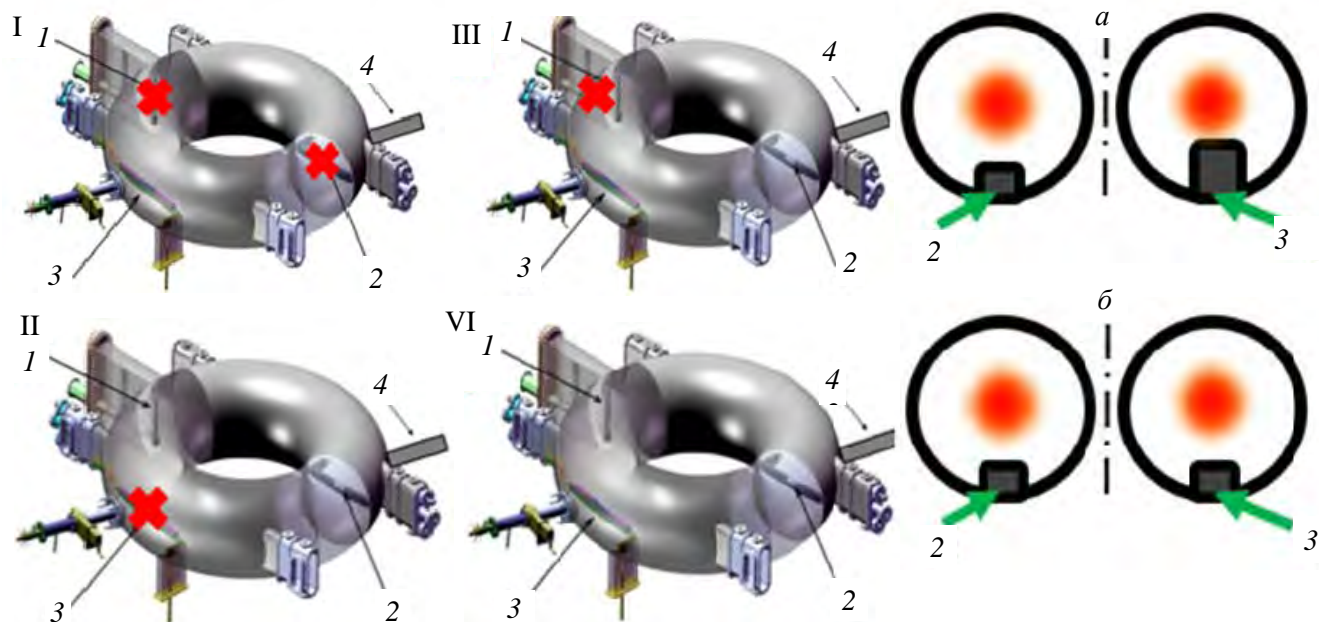


Рис. 2. Четыре схемы расположения Li-лимитеров в токамаке T-11M: ✖ — отсутствие соответствующего лимитера: I — один продольный лимитер 3 (3); II — вертикальный лимитер 1 (1) + один продольный лимитер 2 (2); III — один продольный лимитер 2 в тени лимитера 3; IV — вертикальный лимитер 1 и два продольных лимитера 2 и 3 расположены симметрично; а, б — вид сечения токамака в местах размещения Li-лимитеров 2 и 3; 4 — зонд Маха

В ходе экспериментов 2018—2020 гг. были испытаны четыре различные комбинации эмиттер-коллекторных систем (рис. 2):

I. Продольный литиевый КПС-лимитер 3 использовался одновременно как эмиттер и коллектор лития. Горячая область, расположенная в его геометрическом центре, была эмиттером, а холодные концы — коллекторами;

II. Вертикальный лимитер 1 использовался как эмиттер лития, а продольный литиевый лимитер 2 использовался как коллектор;

III. Продольный литиевый лимитер 3, активно контактирующий с плазмой, использовался как эмиттер лития. Продольный литиевый лимитер 2, находящийся в тени лимитера 3 на глубину 1—2 см, использовался как коллектор;

IV. Вертикальный лимитер 1 использовался как эмиттер лития, а оба симметрично расположенных продольных лимитера 2 и 3, находящихся на одинаковом расстоянии от стенки вакуумной камеры, использовались как коллекторы.

Рассмотренные схемы можно разделить на два типа: симметричные (IV) и несимметричные (I, II, III). Главное отличие указанных комбинаций лимитеров и коллекторов заключается в их положении относительно плазменного шнура. Так, в симметричной системе контактирующие с плазмой поверхности продольных лимитеров находились на одном уровне (см. рис. 2), а в несимметричных системах один из продольных лимитеров системы был смещён ближе к границе плазменного шнура на 5—2 см, чем другой.

Диагностика. Основным инструментом диагностики пристеночной плазмы на токамаке T-11M является зонд Маха [7]. Он состоит из двух вольфрамовых электродов диаметром 2 мм, разделённых пластинкой из стальной либо ниобиевой фольги. На электроды зонда можно было подавать положительное (для определения электронной температуры) или отрицательное (для определения ионного тока насыщения) напряжение относительно пластины. Зонд можно было вводить в камеру токамака на заданное расстояние с помощью специально разработанной жидкометаллической муфты. Подробно конструкция зонда и обработка вольт-амперных характеристик описаны в [7].

Для наблюдения за поведением поверхности продольных лимитеров во время разряда использовались:

- две высокоскоростные цветные оптические камеры Baumer HXG20C. Они позволяли получить информацию о свечении нейтрального (красный цвет, LiI, 670,7 нм) и однократно ионизованного лития Li^+ (зелёный цвет, 549 нм) на поверхности продольных лимитеров, а также на пластине зонда Маха;

- две высокоскоростные инфракрасные камеры Infracam VarioCam HD Head 680 и 880. Они позволяли получить информацию о температуре поверхности продольных лимитеров в ходе разряда.

Работа всех камер была синхронизована.

ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ

Определяющей характеристикой тепловых потоков, приходящих на поверхность продольных лимитеров, является мощность теплового потока P на единицу площади поверхности. Переход от наблюдаемого прироста температуры поверхности δT к P в общем случае описывается уравнением

$$\frac{d(c\rho\lambda\delta T)}{dt} = -\frac{c\rho\lambda\delta T}{\tau_c} + P, \tag{1}$$

где λ — глубина проникновения тепла в толщину лимитера; c — удельная теплоёмкость материала поверхности лимитера; ρ — плотность материала поверхности лимитера; δT — прирост температуры его поверхности в ходе нагрева, получаемый из интенсивности сигнала ИК с учётом «коэффициента серости» [8]; τ_c — характерное время остывания поверхности; P — искомая мощность теплового потока.

Глубина проникновения λ и τ_c в общем случае меняется в процессе нагрева, что, безусловно, усложняет процедуру определения абсолютного значения P в общем случае. Однако в нашем частном случае двух идентичных продольных лимитеров для сравнения их относительного поведения в условиях разных P становится возможным предположить в первом приближении $c\rho\lambda \approx \text{const}$ и $\tau_c \approx \text{const}$ и переписать уравнение (1) в следующем упрощённом виде:

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = -\frac{\Delta T}{\tau_c} + P/c\rho\lambda, \tag{2}$$

где ΔT — измеряемый прирост температуры за заданные конечные промежутки времени Δt разряда, выбранные с учётом усреднения случайных флуктуаций ИК-сигналов.

Характерное время охлаждения поверхности лимитера τ_c может быть определено при этом по динамике поведения $\Delta T(t)$ после окончания разряда ($P = 0$). Зная τ_c , можно найти относительный ход $P(t)$ в процессе разряда:

$$P(t) \sim \frac{\Delta T}{\Delta t} + \frac{\Delta T}{\tau_c}. \tag{3}$$

Абсолютные значения P находились в отдельных случаях расчётным путём с привлечением известных значений $c\rho\lambda$.

На рис. 3, б (комбинация III, эмиттер 2 убран в патрубок) в качестве примера показан временной ход $\Delta T(t)$, измеряемый одновременно обеими ИК в процессе разряда для двух продольных лимитеров в одном

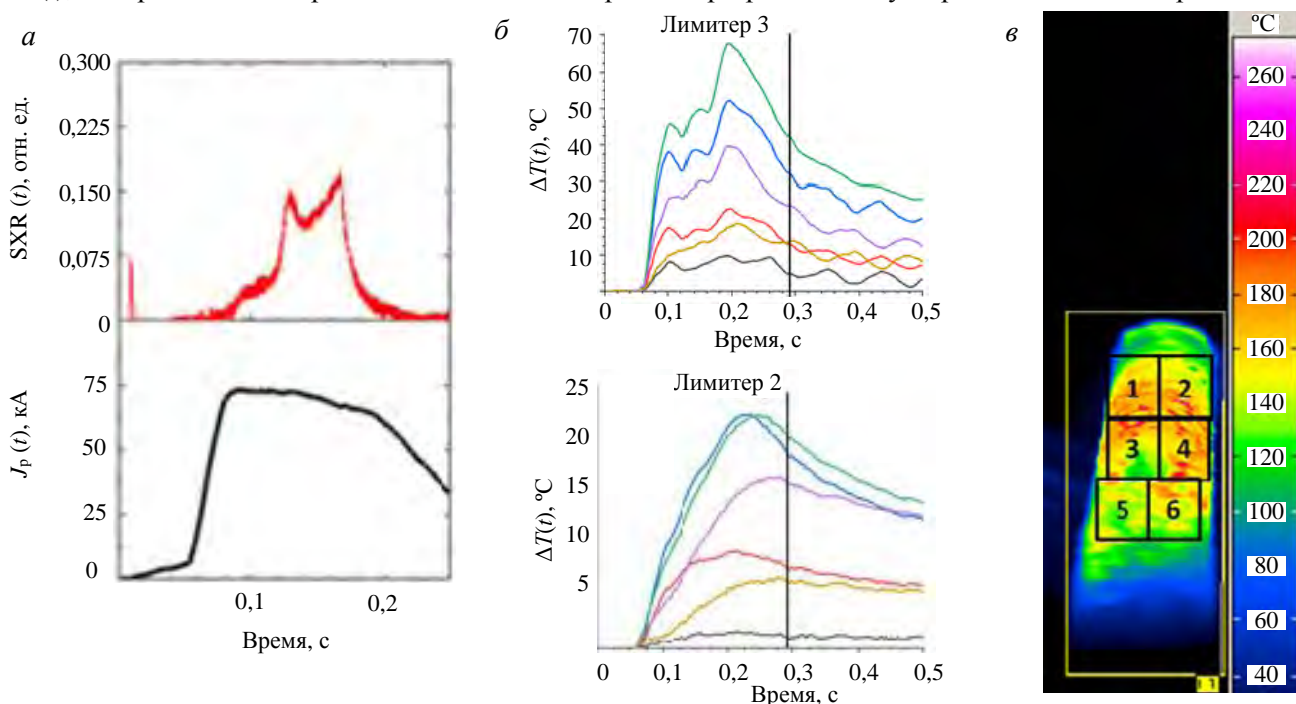


Рис. 3. Временная зависимость мягкого рентгена SXR (—) и тока разряда J_p (—) (а); временная зависимость $\Delta T(t)$ поверхности лимитеров 3 и 2 в процессе разряда № 48 397 для зон поверхности температурой T_1 (—), T_2 (—), T_3 (—), T_4 (—), T_5 (—), T_6 (—) (чёрная вертикальная линия показывает окончание разряда) (б); распределение температуры на поверхности лимитеров (в)

из типичных рабочих режимов T-11M. Временной ход $\Delta T(t)$ в обоих случаях приведён для различных зон поверхности лимитеров, близких и удалённых от максимума энерговыделения. По всем зонам отчётливо виден интенсивный подъём ИК-температуры в начальной фазе разряда, его прерывание некоторой МГД-особенностью с импульсом рентгена SXR (см. рис. 3, *a*) и последующие вслед за этим «плато» и спад $\Delta T(t)$ после окончания разрядного импульса.

Ограничившись зоной максимального энерговыделения на контактной поверхности лимитеров 3 и 2, можно, пользуясь выражением (3), оценить относительный ход $P(t)$ в процессе разряда для каждого из них в отдельности. Кроме того, их сдвиг по высоте относительно границы плазменного шнура на 1,5—2 см (комбинация III на рис. 2) позволяет оценить глубину проникновения теплового потока в тень (SOL) «основного» лимитера 3, формирующего фактическую «границу» шнура.

На рис. 4 показаны результаты таких вычислений: $P(t)$ в ходе разряда для продольных лимитеров 3 (1 на рис. 4) и 2 (2 на рис. 4). Неожиданный провал на подъёме температуры лимитера 3 ассоциируется с развитием в этот момент на границе шнура некоторой МГД-активности, что формально означало бы локальное охлаждение поверхности лимитера. Источником такого неожиданного «охлаждения» зоны активного взаимодействия плазма—лимитер могла бы стать локальная капельная эрозия лития в момент

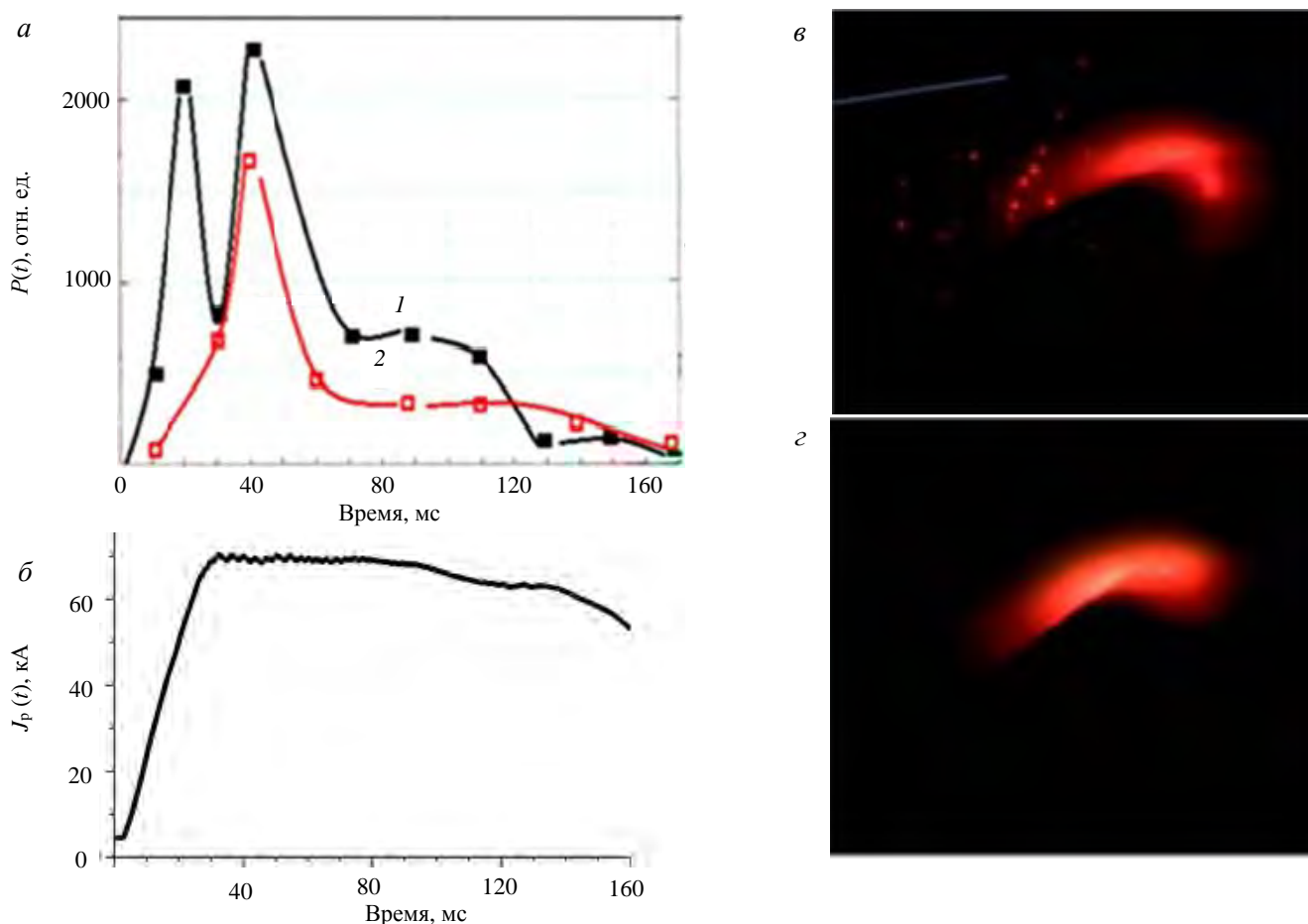


Рис. 4. Временной ход мощности теплового потока на лимитер 3 (1), ход мощности теплового потока на лимитер 2 (2) (*a*); $J_p(t)$ — временной ход тока плазмы (≈ 70 кА) (*b*); вид лимитера 3 в момент развития особенности (*в*), в «спокойной» фазе разряда (*г*)

МГД-особенности, когда нагретая литиевая плёнка на поверхности лимитера срывается в плазму в виде каплей, обнажая более глубокие «холодные» слои. Действительно, мелкие литиевые капли сопровождают развитие этой особенности. На рис. 4, *в* и *г* активная зона поверхности того же лимитера представлена в видимом свете (ВКЗ на рис. 1). Красное свечение (LiI, 670,7 нм) соответствует линейчатому излучению нейтрального лития. Случай на рис. 4, *в* — с каплями в момент развития особенности и на рис. 4, *г* — в спокойной фазе разряда. Для усреднённого по площади поверхности потока тепла на лимитер является характерным рост в начальной фазе развития разряда, пока литий не наполнил SOL лимитера и перифе-

рийную зону шнура, затем значительный спад до некоторого квазистационарного уровня (до 3 раз), определяемого, предположительно, излучательными потерями периферийной зоны.

Сравнивая энерговыделение на лимитерах 3 и 2, можно было оценить глубину проникновения тепла в SOL лимитера 3. Как можно видеть на рис. 4, в «квазистационарной» стадии разряда энерговыделение на лимитере 2 оказывалось ниже энерговыделения на лимитере 3 примерно в 2 раза. Полагая, что проникновение тепла в глубину SOL носит характер, близкий к экспоненциальному $\exp(-\delta r/\lambda_T)$, где δr — расстояние от кромки лимитера 3 в сторону стенки, λ_T — характерная глубина проникновения тепла в SOL, то, учитывая, что сдвиг Δr между кромками лимитеров 3 и 2 составлял 1,5–2 см, значение λ_T должно было бы находиться в пределах $2,5 \pm 0,5$ см. В какой мере эта величина зависит от интенсивности литиевого потока, поступающего в плазму с лимитера 3, т.е. с его фактического эмиттера?

Для ответа на этот вопрос был проведён эксперимент с увеличением литиевой эмиссии лимитера 3 при сохранении основных параметров разряда в той же геометрии III, что и предыдущий эксперимент, а именно продольный лимитер 3 оставался эмиттером лития, а лимитер 2 — коллектором. Разница состояла в том, что путём форсирования предварительного подогрева лимитера 3 до 300–350 °С вместо обычных 200–250 °С его литиевую эмиссию удалось увеличить в 2–2,5 раза, что можно было наблюдать с помощью высокоскоростных камер в видимом свете.

На рис. 5 показан результат сравнения двух экспериментов: с «нормальной» температурой лимитера 3 (I) 200–250 °С (см. рис. 4) и форсированной (II). В обоих случаях температура продольного лимитера—коллектора 2 составляла 20–50 °С. Сравнение показывает, что увеличение инъекции лития лимитера—эмиттера 3 в указанные 2–2,5 раза вызвало ослабление потока тепла на лимитер 2 в 3 раза в начале разряда (40 мс от начала) и примерно в 2 раза в его средней фазе (100–120 мс). Наиболее вероятно, что основной причиной этого снижения стало возросшее переизлучение на литии энергии плазменных потоков, достигающих лимитер 2 по пути к стенке. Вычисления, подобные проделанным, обнаружили, что новое значение λ_T оказалось ниже почти в 2 раза — около $1,3 \pm 0,3$ см.

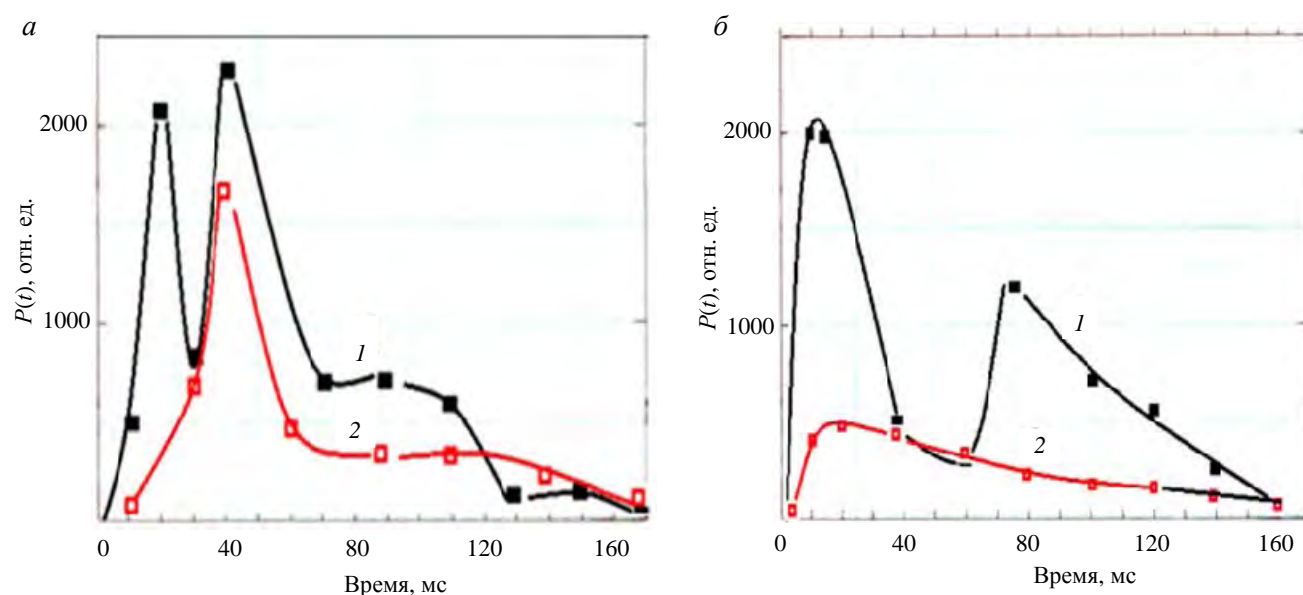


Рис. 5. Мощность, приходящая на поверхность продольных лимитеров в экспериментах с «нормальной» (а) и увеличенной (б) инъекцией лития: — — продольный лимитер 3 (1); — — лимитер 2 (2)

Тем самым приведённый пример демонстрирует основную защитную функцию лития — ослабление локальных тепловых потоков из зоны горячей плазмы к стенке камеры и её внутрикамерным элементам, что способствует снижению интенсивности их эрозии и тем самым удлинению рабочего импульса токамака [1]. Какая комбинация литиевых коллекторов наиболее оптимальна для этого?

ИСПЫТАНИЯ РАЗЛИЧНЫХ КОМБИНАЦИЙ КОЛЛЕКТОРНЫХ СИСТЕМ

Основным инструментом исследования плазмы, заполняющей SOL в Т-11М, стал подвижный (по R , r и вокруг оси симметрии) зонд Маха [7]. В качестве показателя относительной величины литиевого потока вдоль магнитного поля была использована интенсивность свечения нейтрального лития, отражённого поверхностью его центральной пластины, погружённой в SOL. Её скоростная видеосъёмка в свете линии LiI (670,7 нм) позволила получить радиальное распределение интенсивности свечения нейтрального лития $I(r)$ в ходе разряда для всех четырёх упомянутых конфигураций лимитеров-коллекторов.

Полученные результаты для квазистационарной фазы разряда Т-11М с током 70 кА, $B_T = 1—1,2$ Тл представлены на рис. 6 в полулогарифмическом масштабе. Соответствующие экспериментальные точки хорошо описываются экспоненциальными зависимостями $I \sim \exp(r/\lambda)$, где r — расстояние пластинки от стенки камеры, λ — характеристическая длина распределения лития в SOL.

Как следует из рис. 6, определённая таким путём длина λ почти идентична для всех несимметричных коллекторных систем и снижается в 2 раза при переходе от первой к четвёртой схеме. Это означает, что переход к симметричной системе коллекторов привёл к снижению радиального переноса лития в области SOL и, следовательно, к уменьшению потерь лития на стенку.

Если продольный поток лития идентифицировать с его плотностью, то уже на удалении 6 см (10—4 см) от горячей зоны к стенке она снижалась в 7 раз в случаях I и II, в 12 раз в случае III и в 40 раз в симметричном случае IV.

Измерения радиального распределения ионного тока насыщения на электроды зонда в симметричной и несимметричных системах коллекторов (рис. 7) указали на их ещё одно важное отличие: радиаль-

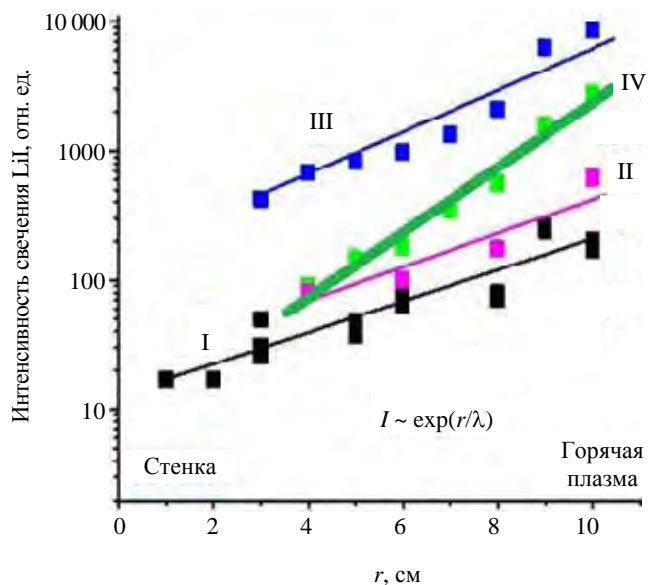


Рис. 6. Радиальное распределение свечения нейтрального лития у поверхности пластины зонда Маха: $\lambda = 3,1$ (I), $3,0$ (II), $3,65$ (III), $1,75$ см (IV)

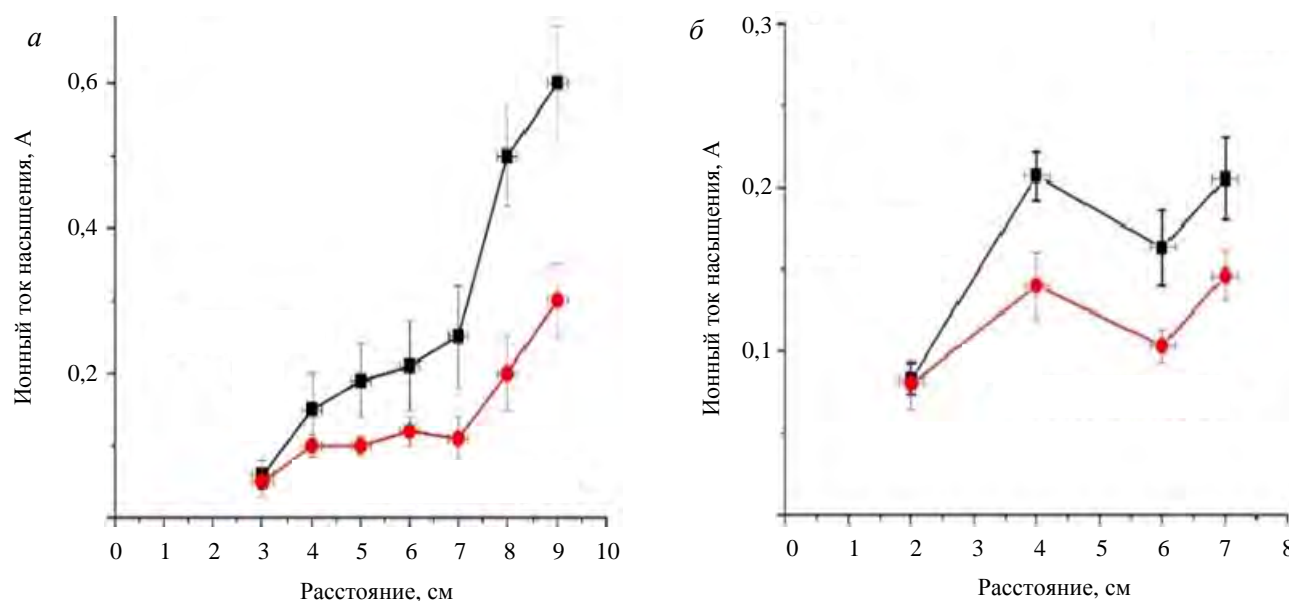


Рис. 7. Радиальные распределения ионного тока насыщения в симметричной (а) и несимметричной (б) системе коллекторов: —■— — электрод 1, ионная сторона; —●— — электрод 2, электронная сторона

ное распределение ионного тока насыщения в несимметричной системе имеет максимум на расстоянии 4 см, в то время как его распределение в симметричной системе спадает монотонно. Электрод 1 находился на ионной стороне, а электрод 2 — на электронной. Подобная аномалия может указывать на серьёзное возмущение магнитных поверхностей в области SOL. Одним из объяснений такого поведения могло бы стать предположение о том, что асимметрия коллекторов (эмиттеров) провоцирует зарождение магнитных островов, разрушающих магнитные поверхности в этой области. Зона их развития (точки O и X) обычно ассоциируется с локальным ростом переноса плазмы поперёк магнитного поля как внутрь, так и наружу по r , т.е. с уплощением всех градиентов и соответственно радиального распределения ионов лития в этой области. Отметим, что видимая разница ионного тока насыщения на ионной и электронной сторонах зонда одинаково свойственна как симметричной, так и несимметричной системе лимитеров. Это может указывать на общий дрейф плазмы SOL в сторону ионного тока [7], тем самым объясняя неоднократно наблюдавшуюся разницу красного (LiI, 670,7 нм) свечения на ионной и электронной стороне всех лимитеров T-11M, погружённых в SOL [1, 9]. Вращение периферии плазмы как по току (в SOL), так и против (во внедиафрагменной зоне протекания разрядного тока) является достаточно общим явлением. Оно наблюдалось на установках T-10 [10] и DITE [11].

ПРОВОКАЦИЯ РАЗВИТИЯ МАГНИТНОГО ОСТРОВА

Может ли геометрическая асимметрия лимитеров-коллекторов стать причиной возникновения магнитного острова? Известно, что магнитный остров создаёт винтовое магнитное возмущение, резонансное соответствующей рациональной (опасней всего целочисленной) магнитной поверхности $q(r_s) = m$. Такое возмущение обязано возникнуть, если, например, в плазменный шнур погрузить диэлектрический лимитер, пересекая им линии тока. То же произойдёт и в случае электропроводящего лимитера, как только плотность тока, который должен был пересекать лимитер с электронной стороны, существенно превысит плотность ионного тока насыщения с противоположной ионной. В итоге такой лимитер, став препятствием для протекающего тока, превращается в источник его эквивалентного винтового возмущения с отрицательной модуляцией по отношению к основному току и соответственно в источник винтового магнитного возмущения. Учитывая, что в токамаке наиболее опасные целочисленные $q(r_s)$ располагаются, как правило, вблизи токовой границы плазменного шнура, её всякое достаточно глубокое возмущение локальным лимитером превращается для них в источник резонансного магнитного возмущения.

Простые оценки показывают, что область резонансного винтового тока с отрицательной модуляцией в условиях $q(r)$, нарастающего к краю, что типично для токамаков, с необходимостью провоцирует развитие точки O магнитного острова, «обтекающего» возмущённую область, т.е. локальный лимитер. При этом усиленный перенос плазмы на стенку мимо лимитера, сопровождающий возникновение острова, будет воспринят внешним наблюдателем как увеличение λ .

Убедиться, что такой механизм в условиях T-11M реален, позволил эксперимент с глубоким (до 2 см) вертикальным сдвигом плазменного шнура сверху вниз одновременно на продольные литиевые лимитеры 3, 2 (схема III), при этом лимитер 3 снова возвышался над лимитером 2 по вертикали на ~1,5—2 см (см. рис. 2), т.е. оставался основным. Сдвиг был выбран для того, чтобы по разности ИК-сигналов снова, как и в предыдущем случае, проследить за эволюцией λ .

В условиях цилиндрической симметрии плазменного шнура вдали от опасных резонансов его сдвиг сверху на комбинацию таких слегка разнесённых по вертикали симметричных лимитеров не должен был бы изменить качественно соотношения между приходящими на них потоками тепла (см. рис. 4, 5). Так и было, пока сдвиг был мал (1 см). Однако, когда сдвиг достиг 2 см, соотношение между нагревом лимитеров скачком поменялось — поток тепла на продольный лимитер 2 в 2 раза превзошёл поток на лимитер

тер 3, который при этом почти не изменился. На рис. 8 последовательно показана от импульса к импульсу динамика изменения ИК-сигналов $\sim T(t)$ на оба лимитера по мере сдвига шнура по вертикали от +1 (штатная позиция) через 0 до -1 см.

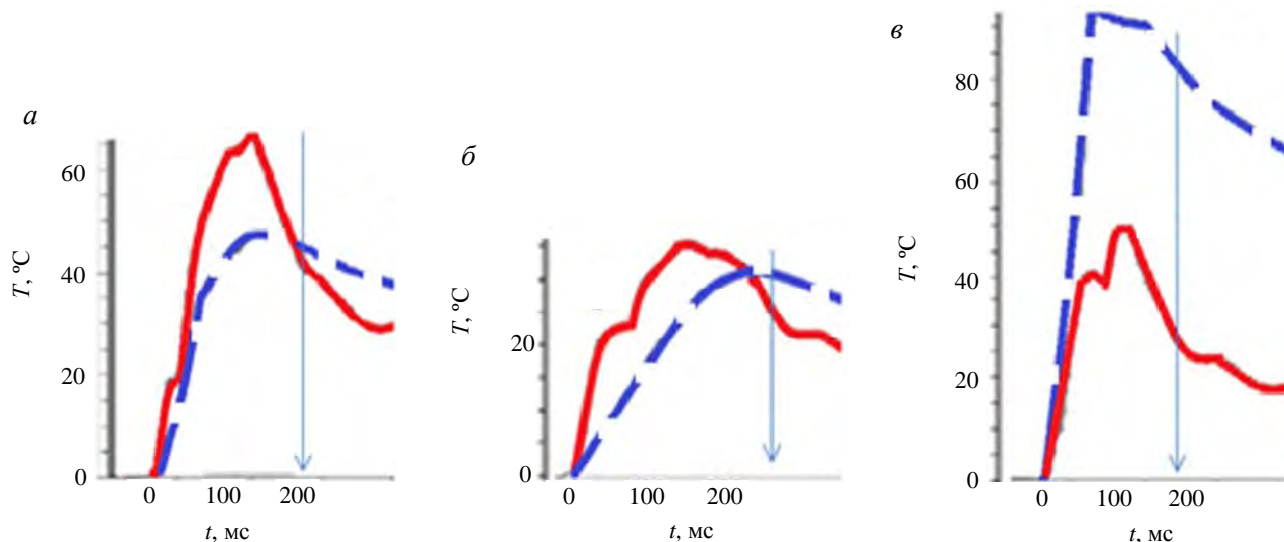


Рис. 8. Динамика нагрева продольных лимитеров 3 (—) и 2 (---) в ходе разряда при трёх разных вертикальных смещениях центра плазменного шнура относительно центра разрядной камеры: +1 (а), в центре камеры (б) и на 1 см ниже центра камеры (в). Голубая стрелка показывает конец разряда

Подобный резкий переход — ожидаемое следствие развития магнитного острова. Учитывая, что на краю шнура $q(a)$ было в зоне 4—3, его смещение вниз на лимитер на 2 см означало пересечение краевых магнитных поверхностей и рост на краю винтового токового возмущения $m = 3$ вплоть до образования там новой магнитной конфигурации островного типа $m/n = 3/1$. В итоге главный источник возмущения лимитер 3 должен был бы оказаться в точке О острова с обтеканием его тепловыми потоками, а лимитер 2, разнесённый (отстоящий) вдоль тора (см. рис. 1) точно на 180° , — в одной из точек Х островной структуры $m/n = 3/1$, т.е. строго в фокусе энергетических потоков из шнура наружу, что и продемонстрировал мощный рост сигнала ИК2 (см. рис. 1) с его поверхности. В промежуточной позиции (смещение 0 см) могла развиваться мелкая островная конфигурация вблизи $q(r_s) = 3,5 = m/n = 7/2$. В этом случае оба лимитера оказывались бы в точке О с примерно одинаковым энерговыделением, что не противоречит рис. 8.

В качестве графической иллюстрации изложенной схемы на рис. 9 показаны две альтернативы поведения магнитной конфигурации токамака в условиях различной глубины погружения лимитера в плазменный шнур аналогичных, но смещённых по r лимитеров 2 и 3 (согласно рис. 2): а — резонансное возмущение магнитной поверхности с целочисленным $q(r_s)$ ещё мало и цилиндрическая симметрия сохраняется (для большей наглядности выбрано $q(r_s) = 3$), б — резонансное возмущение достаточно для образования островной структуры. Лимитеры 2 и 3 сдвинуты по малому радиусу, т.е. их комбинация принципиально асимметрична.

Заметим, что для наиболее опасного резонанса при $q(r_s) = 3$, $n = 1$ сдвиг по азимуту вдоль тора точек О и Х составит 180° , как это и произошло в нашем случае.

Как и следовало ожидать, при $\Delta = -1$ см (см. рис. 8) видеокamera ВК2, в зоне наблюдения ко-

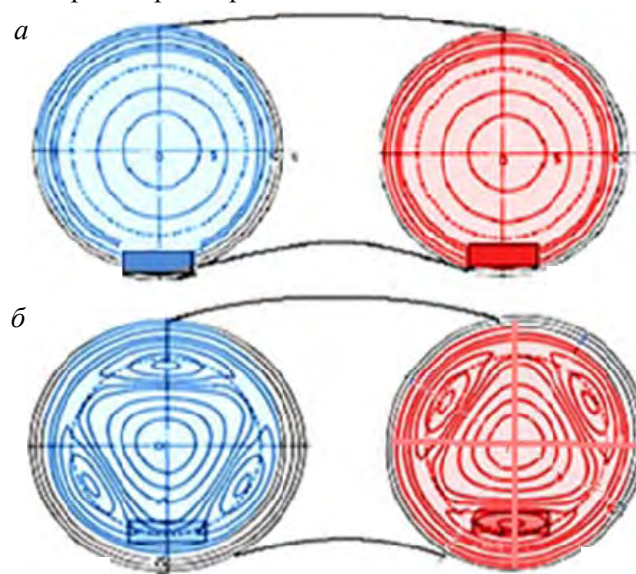


Рис. 9. Две альтернативные схемы влияния лимитеров, погружаемых в плазменный шнур: а — без пересечения резонансной магнитной поверхности, $q(r_s) = 3$ (---) и б — с пересечением

торой находилась поверхность лимитера 2 (см. рис. 1), зарегистрировала яркую вспышку (2 на рис. 10) с энергичным выбросом литиевых капель. Заметим, что при этом лимитер 3 (1 на рис. 10), погружённый в плазменный шнур, казалось бы, глубже лимитера 2, демонстрировал по всей своей контактной поверхности достаточно ровное красное свечение, что качественно согласуется с идеей его обтекания плазменным потоком, т.е. образованием в зоне лимитера 3 точки О.

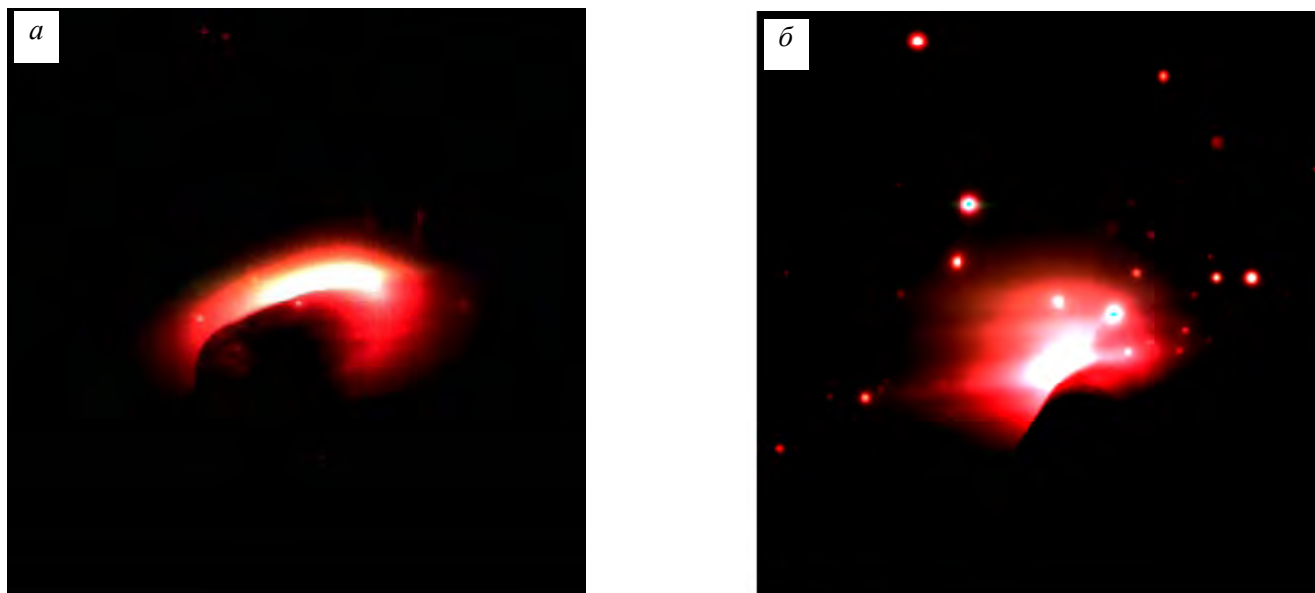


Рис. 10. Свечение в видимом свете вблизи лимитеров: в случае образования точки О вокруг продольного лимитера 3 (а) и точки Х в зоне продольного лимитера 2 (б), зарегистрированное синхронизированными видеокамерами

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, использование инфракрасной диагностики позволило получить новые детали, характеризующие перераспределение тепловых потоков между эмиттером и коллекторами лития в ходе плазменного разряда на токамаке Т-11М. В частности, было наглядно продемонстрировано, как увеличение эмиссии лития снижает тепловую нагрузку на коллектор, создавая тем самым очевидную предпосылку к увеличению эксплуатационного ресурса всех внутрикамерных элементов токамака.

Были проанализированы четыре геометрически различные конфигурации эмиттеров и коллекторов. Наиболее оптимальной из них оказалась геометрически симметричная. Она позволила примерно в 5 раз снизить нежелательный уход инжектированного лития на стенку по сравнению с любой из асимметричных конфигураций. При этом характеристическая длина λ проникновения лития в SOL уменьшилась примерно в 2 раза — с 3,5 до 1,7 см. Важная практическая рекомендация, которая может быть сделана на основании этого, состоит в том, что все эмиттеры и коллекторы лития будущих токамаков, где предполагается использование лития, предпочтительно устанавливать симметрично и попарно.

Если основой наблюдаемого отличия между симметричной и асимметричными коллекторными комбинациями действительно является разбиение магнитной конфигурации на острова, для их ликвидации достаточно, чтобы вносимые лимитерами магнитные возмущения в области О и Х оказались идентичны. Условие строго попарного размещения предполагает установку продольных лимитеров точно через 180° , как это было выполнено в симметричном случае IV.

Последствия вынужденного нарушения этого принципа продемонстрировали недавние эксперименты на Т-10, где в так называемом Act-regime [12] одиночный литиевый эмиттер для получения максимальной эмиссии лития был углублён в периферийную зону токового шнура примерно на 2 см. При этом горячая зона Т-10 оказалась практически на всю глубину заполнена литием. Похожее заполнение плазмы литием наблюдалось ранее на токамаке Т-11М в режиме развития малого срыва [13]. Там подобное стремительное проникновение лития в центральную зону объяснялось дрейфом ионизованного лития вдоль сепаратрисы магнитного острова, развивающегося вблизи границы в ходе малого срыва. Аналогия кажется авторам достаточно убедительной.

Идея симметричной эмиттер-коллекторной схемы с минимальными потерями лития на стенках рабочей камеры могла бы быть взята за основу при создании дивертора квазистационарного ТИН на базе токамака. Для этого достаточно было бы мультиплицировать схему (см. рис. 1), равномерно распределяя вдоль тора парные (смещённые через 180°) коллекторы лития продольного типа [1, 9] и соответствующие им парные же вертикальные эмиттеры. Мультиплицирование предполагает решение двух основных задач: по возможности равномерное распределение излучающего слоя лития вдоль тора и одновременно более равномерное распределение теплового потока по охлаждаемым приёмным элементам стержневого типа, геометрически подобным коллекторам Т-11М. Стержневая геометрия имеет два важных преимущества: во-первых, стержни, выходящие наружу, допускают периодическую замену в процессе рабочего цикла, что не допускает ни одна из существующих диверторных схем, во-вторых, работая одновременно в качестве эмиттера лития своей, «горячей» частью и коллектора «холодной», они за счёт КПС-связи образуют малый замкнутый контур циркуляции лития, разгружая тем самым внешний контур подачи и сбора лития.

На рис. 11 в качестве примера показана одна из симметричных версий литиевой эмиттер-коллекторной схемы для токамака Т-15МД [14]: *а* — вертикальное сечение разрядной камеры Т-15МД с вертикальным эмиттером подобно Т-11М в горизонтальном патрубке, *б* — вид сверху на горизонтальное сечение камеры с двумя парами продольных коллекторов. Продольные коллекторы 1, 3 и 2, 4 повернуты относительно друг друга на 180° , а их попарные комбинации смещены относительно друг друга на 90° . Аналогично попарно следовало бы располагать и эмиттеры. Очевидно, что окончательный выбор количества коллекторов и их взаимоположений позволит сделать только будущий эксперимент.

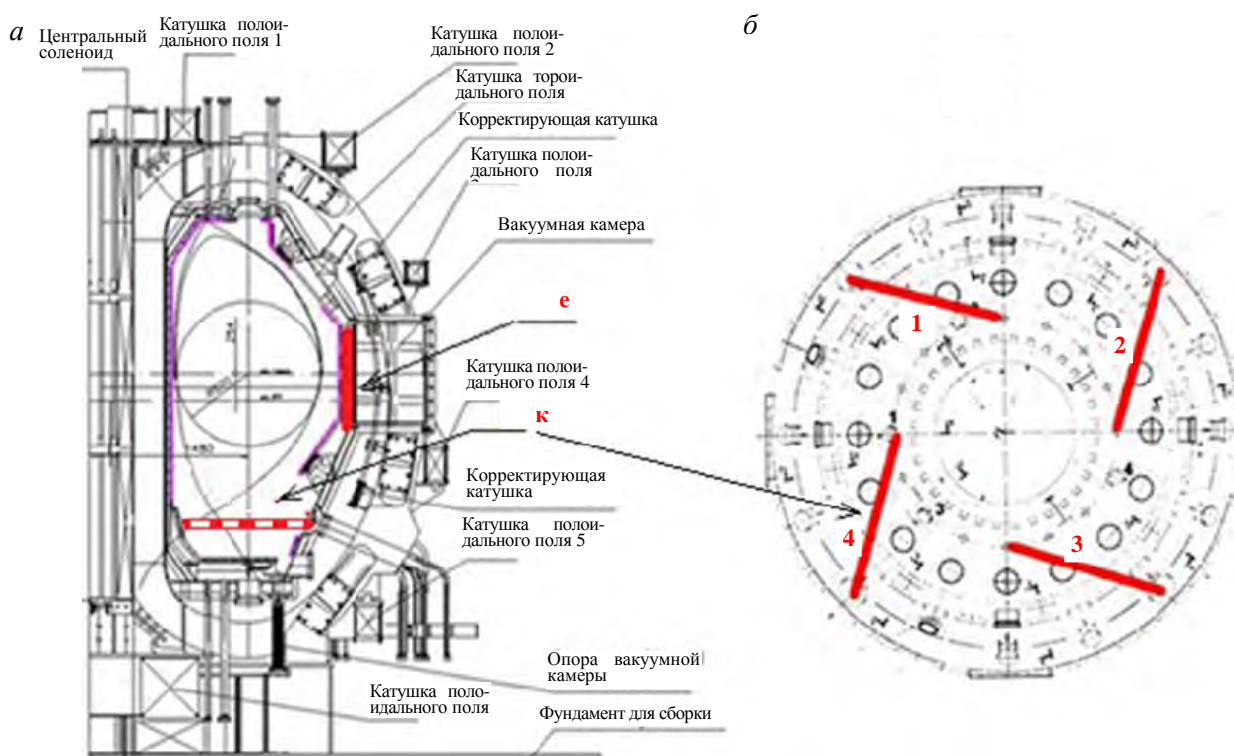


Рис. 11. Вертикальное (*е* — эмиттер, *к* — коллекторы 1—4) (*а*) и горизонтальное (коллекторы 1—4) (*б*) сечения камеры токамака Т-15МД

В заключение авторы считают необходимым ещё раз подчеркнуть, что литиевые лимитеры, без которых представленная работа не могла бы быть проведена, были изготовлены в АО «Красная Звезда» под руководством и с участием И.Е. Люблинского, А.В. Верткова и М.Ю. Жаркова с сотрудниками в рамках договора на выполнение НИОКР от 13.09.2019 № 313/1694-Д с АО «Наука и инновации» Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом». Авторы выражают им свою глубокую признательность, а также благодарность за активную помощь в проведении экспериментов на токамаке Т-11М сотрудникам АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» С.И. Кравчуку, Е.А. Кузнецову, В.А. Морозову, М.М. Мурачеву, В.Г. Отрощенко, В.Г. Петрову, Ю.В. Петрову, Н.П. Петровой и Н.Т. Джигайло.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

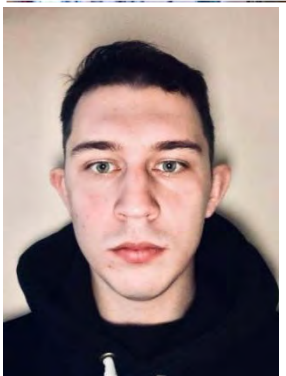
1. **Mirnov S.V.** Tokamak evolution and view to future. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, № 1.
2. **Mansfield D.K., Johnson D.W., Grek, B. et al.** Observations concerning the injection of a lithium aerosol into the edge of TFTR discharges. — Ibid., 2001, vol. 41, № 12, p. 1823—1834.
3. **Hu J.S., Zuo G.Z., Ren J. et al.** First results of the use of a continuously flowing lithium limiter in high performance discharges in the EAST device. — Ibid., 2016, vol. 56, № 4.
4. **Apicella M.L., Lazarev V., Lyublinski I. et al.** Lithium capillary porous system behavior as PFM in FTU tokamak experiments. — J. Nucl. Mater., 2009, vol. 386—388, p. 821—823.
5. **Vershkov V.A., Sarychev D.V., Notkin G.E. et al.** Review of recent experiments on the T-10 tokamak with all metal wall. — Nucl. Fusion., 2017, vol. 57, № 10.
6. **Evtikhin V.A., Lyublinski I.E., Vertkov A.V. et al.** Lithium divertor concept and results of supporting experiments. — Plasma Phys. Contr. Fusion, 2002, vol. 44, № 6, p. 955—977.
7. **Vasina Ya.A., Shcherbak A.N., Gasparyan Yu.M. et al.** Investigation of the edge plasma parameters and measurements of the plasma longitudinal rotation velocity by a mach probe in a lithium experiment on the T-11M tokamak. — Plasma Phys. Reports, 2018, vol. 44, p. 657—663.
8. **Пришвицын А.С., Крат С.А., Харина А.П. и др.** Зависимость степени черноты лития от температуры в вакууме. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, № 2, с. 89—95.
9. **Mirnov S.V., Belov A.M., Djigailo N.T. et al.** Experimental test of the system of vertical and longitudinal lithium limiters on T-11M tokamak as a prototype of plasma facing components of a steady-state fusion neutron source. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, № 12.
10. **Vershkov V.A.** Edge plasma investigation on T-10. — J. Nucl. Mater., 1989, vol. 162—164, № C, p. 195—199.
11. **Pitts R.A., Vayakis G., Matthews G.F. et al.** Poloidal SOL asymmetries and toroidal flow in DITE. — J. Nucl. Mater., 1990, vol. 176—177, № C, p. 893—898.
12. **Mirnov S.V. et al.** Origin of rapid impurity penetration to plasma center during the disruption in tokamak T-11M. — In: Proc. 18th IAEA Fusion Energy Conf. Sorrento, Italy, 4—10 October 2000. IAEA-CN- 77/EXP3/08.
13. **Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Nurgaliev M.R. et al.** Study of lithium influx, radiation, transport and influence on plasma parameters in the T-10 tokamak. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2019, vol. 62, № 2.
14. **Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н. и др.** Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, № 1, с. 15—38.



Яна Андреевна Васина, инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия; аспирант; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
ian.vasina@yandex.ru



Андрей Сергеевич Джурик, ведущий инженер-программист; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
adzburik@triniti.ru



Александр Сергеевич Пришвицын, инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия; аспирант; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
asprishvitsyn@mephi.ru



Сергей Васильевич Мирнов, начальник отдела, д.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат Государственной премии СССР и премии им. Л.А. Арцимовича РАН, член Международного комитета по координации физических исследований в поддержку проекта ИТЭР, эксперт МАГАТЭ по токамакам; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия; профессор; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия



Владимир Борисович Лазарев, к.ф.-м.н., начальник лаборатории физики плазменных процессов; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкинских, вл. 12, Россия
v_lazarev@triniti.ru

Статья поступила в редакцию 20 мая 2020 г.

После доработки 15 июня 2020 г.

Принята к публикации 5 августа 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 47—59.

УДК 621.039.623

РАСЧЁТЫ УСТАВОК В СХЕМАХ ЗАЩИТ И БЛОКИРОВОК СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ОБМОТОК И ДЛИТЕЛЬНОСТИ ПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ В ТОКАМАКЕ Т-15МД

П.П. Хвостенко¹, Э.Н. Бондарчук², А.А. Кавин², В.М. Леонов¹, А.Н. Чудновский¹

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²АО «НИИЭФА», Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время в НИЦ «Курчатовский институт» завершается строительство токамака Т-15МД. Магнитная система токамака Т-15МД должна обеспечить получение и удержание горячей плазмы в диверторной конфигурации. Проектные параметры плазмы следующие: большой радиус 1,48 м, малый радиус 0,67 м, вытянутость 1,7—1,9 и треугольность 0,3—0,4, ток плазмы 2 МА, тороидальное магнитное поле на оси плазмы 2 Тл. Электромагнитная система включает тороидальную и полоидальные обмотки. Установка будет оборудована системой дополнительного нагрева плазмы и поддержания тока в квазистационарных разрядах длительностью сотни секунд. Сценарии квазистационарных плазменных разрядов определяются возможностями электромагнитной системы по созданию и удержанию равновесной магнитной конфигурации плазменного шнура. Безаварийная работа электромагнитной системы обеспечивается системой защит и блокировок. Данная работа посвящена расчётам максимальной длительности токов в тороидальной и полоидальных обмотках во избежание их перегрева, а также длительности и сценариев квазистационарных плазменных разрядов.

Ключевые слова: токамак, плазма, диверторная конфигурация, магнитная система, тороидальная обмотка, полоидальные обмотки, система электропитания, система защит и блокировок, система водяного охлаждения, длительность разряда, программа расчёта.

CALCULATIONS OF SETTINGS IN THE PROTECTION AND BLOCKING CIRCUITS OF THE POWER SUPPLY SYSTEM OF ELECTROMAGNETIC WINDINGS AND THE DURATION OF PLASMA DISCHARGES IN T-15MD TOKAMAK

P.P. Khvostenko¹, E.N. Bondarchuk², A.A. Kavin², V.M. Leonov¹, A.N. Chudnovskiy¹

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²JSC «NIEFA», St. Petersburg, Russia

At the present time, the construction of the T-15MD Tokamak is being completed in the NRC Kurchatov Institute. The magnet system of the Tokamak T-15MD should provide obtaining and confinement the hot plasma in the divertor configuration. The design plasma parameters are as follows: a major radius of 1.48 m, a minor radius of 0.67 m, an elongation of 1.7—1.9 and a triangularity of 0.3—0.4, plasma current 2 MA, toroidal magnetic field on the plasma axis 2 T. The electromagnetic system includes toroidal and poloidal coils. The installation will be equipped with the auxiliary plasma heating and current drive in quasi-stationary discharges lasting hundreds of seconds. Scenarios of quasi-stationary plasma discharges are determined by the capabilities of the electromagnetic system to create and maintain an equilibrium magnetic configuration of the plasma column. Trouble — free operation of the power supply is provided by protection and blocking system. This work is devoted to calculations of the maximum duration of currents in toroidal and poloidal windings in order to avoid their overheating, as well as the duration and scenarios of quasi-stationary plasma discharges.

Key word: tokamak, plasma, divertor configuration, magnetic system, toroidal and poloidal coils, power supply system, protection and blocking system, water cooling system, discharge duration, calculation program.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-60-70

ВВЕДЕНИЕ

Одной из главных целей, стоящих при создании термоядерных и гибридных реакторов на основе токамаков, является обеспечение работы в стационарных или квазистационарных режимах. Длительность разрядов современных токамаков (EAST [1], KSTAR [2]) с термоядерными параметрами плазмы ограничивалась временем порядка 100 с. Понимание процессов, приводящих к ограничению длительности разрядов, представляет собой актуальную задачу. В этой связи очень важно знать возможности токамака Т-15МД для осуществления квазистационарных плазменных режимов.

Электромагнитная система (ЭМС) установки токамака Т-15МД предназначена для генерирования тороидальных и полоидальных магнитных полей [3, 4] с целью создания и удержания высокотемпературной плазмы. ЭМС Т-15МД обеспечивает величину тороидального магнитного поля на оси плазменного шнура 2 Тл при длительности 10 с, достижение тока плазмы 2 МА. Режим охлаждения тороидальной и полоидальных обмоток ЭМС Т-15МД был выбран с расчётом на их перегрев не более чем на 60 °С и возможностью охлаждения за период между импульсами 15 мин.

Для нормальной безаварийной эксплуатации токамака Т-15МД должны быть определены уставки по величине и длительности токов в системе защит и блокировок электропитания тороидальной обмотки, а также обмоток индуктора и управления. Необходимо определить, за какое время в зависимости от величины токов в обмотках последние не перегреются более чем на 60 °С. Величина перегрева 60 °С была выбрана с некоторым запасом (во избежание закипания дистиллированной воды на выходе из обмоток) в связи с возможностью неполного её охлаждения до первоначального уровня при циркуляции в замкнутом контуре системы охлаждения за время 15 мин между импульсами и, как следствие, постепенном повышении входной температуры. В этой связи необходимо будет ввести в систему защиты также уставки по наличию (отсутствию) расхода воды в обмотках, по температуре выходящей воды из обмоток ($\Delta T \leq 60$ °С), а также по величине входной температуры воды не более 30 °С — это уставки по максимальной длительности протекания токов в обмотках, температуре и наличию (отсутствию) воды. Уставки по максимальной амплитуде тока в обмотках во избежание их механического повреждения определены проектом и составляют превышение над максимальным током для каждой из обмоток не более 10%. Время достижения разрешённого перегрева обмоток определяет возможную длительность плазменных разрядов.

СОСТАВ И ПАРАМЕТРЫ ЭМС Т-15МД

В состав ЭМС Т-15МД входят:

- обмотка тороидального поля (ОТП), состоящая из 16 D-образных катушек;
- обмотка индуктора (ОИ), состоящая из трёх катушек;
- шесть обмоток управления (ОУ1—ОУ6);
- обмотка горизонтального управляющего поля (ОГУП), состоящая из четырёх катушек.

Параметры обмотки тороидального поля:

Число катушек . . .	16
Число витков в катушке . . .	50
Проводник . . .	Медный серебросодержащий
Площадь и диаметр проводника, мм . . .	22,5×32, Ø10,5
Площадь поперечного сечения меди, мм ² . . .	631,5
Длина проводника ОТП, м . . .	9120
Масса проводника, кг . . .	51 920
Максимальный ток, кА . . .	22
Максимальное напряжение на корпусной изоляции, кВ . . .	2
Омическое сопротивление ОТП при 20 °С, Ом . . .	0,26
Собственная индуктивность обмотки, Гн . . .	0,8
Число параллельных ветвей охлаждения . . .	64
Перегрев проводника при $V_T = 2$ Тл и времени плато 10 с, °С . . .	57
Расход охлаждающей воды, м ³ /ч . . .	43
Потери давления, МПа . . .	0,8

Электромагнитная система токамака Т-15МД показана на рис. 1. Технические параметры обмоток

индуктора:	ОИ1	ОИ2	ОИ3
Число витков в обмотке . . .	151	457	151
Объём и диаметр проводника из серебросодержащей меди трапецидальной формы, мм . . .	20×14,88×15,15, Ø 8		
Средняя длина витка, м . . .	2,11		
Длина проводника катушки, м . . .	638	1928	638
Масса меди, кг . . .	1420	4290	1420
Максимальный ток, кА . . .	±40	±40	±40
Омическое сопротивление обмотки при 20 °С, мОм . . .	11	34,3	11
Собственная индуктивность обмотки, мГн . . .	2,8	24,8	2,8
Число параллельных ветвей охлаждения . . .	4	4	4
Расход охлаждающей воды, м ³ /ч . . .	1,8	0,94	1,8
Потери давления, МПа . . .	0,8	0,8	0,8

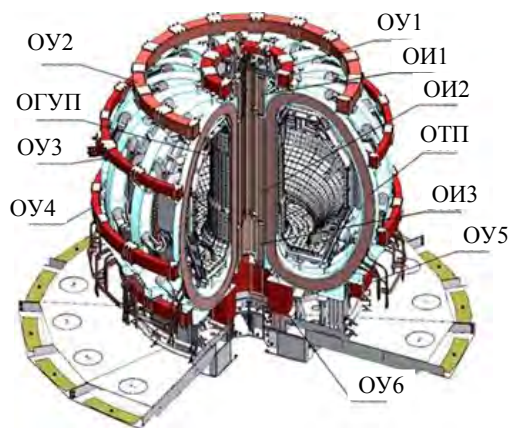


Рис. 1. ЭМС токамака Т-15МД

Технические параметры обмоток управления:

	ОУ1	ОУ2	ОУ3	ОУ4	ОУ5	ОУ6	ОГУП
Число катушек . . .	1	1	1	1	1	2	4
Число секций в катушке . . .	5	5	4	5	5	6	1
Число витков в катушке . . .	100	100	48	60	80	216	10
Площадь медного проводника и диаметр канала охлаждения, мм . . .	22×22, Ø10,5	23,5×23,5, Ø 8,8	22×22, Ø10,5	23,5×23,5, Ø 8,8		18×18, Ø 8	
Средняя длина витка, м . . .	5,47	14,6	19,1	20,4	16,5	4,67	12
Максимальный ток, кА . . .	15	12	15,5	17	17	20,5	10
Собственная индуктивность обмотки, мГн . . .	23	84	24	48	65	112	—
Число параллельных каналов . . .	5	10	8	10	10	12	1
Расход воды, м ³ /ч . . .	3,9	4,0	3,8	4,5	4,3	9,0	1,4

ПРОГРАММА ДЛЯ РАСЧЁТА НАГРЕВА И ОХЛАЖДЕНИЯ ОБМОТОК

Расчёты проводились с использованием программы для решения системы дифференциальных уравнений первого порядка, разрешённых относительно производной. Программа использует удобный интерфейс ввода и изменения коэффициентов системы уравнений, начальных значений и других параметров, необходимых для проведения расчётов, и снабжена системой графического отображения результатов вычислений. Программа изначально была разработана для расчётов нагрева сверхпроводящей обмотки тороидального поля токамака Т-15 при защитном выводе энергии во время возникновения и распространения нормальной фазы [5]. Для расчётов нагрева и охлаждения электромагнитных систем токамаков Т-15М [6] и Т-15МД дистиллированной водой она была соответствующим образом модернизирована.

Ввод токов в тороидальную и полоидальные обмотки осуществляется с помощью тиристорных преобразователей. Величина вводимого тока и его длительность определяются сценарием эксперимента.

Стадия подъёма тока в катушке (обмотке) описывается уравнениями

$$\frac{dT_w}{dt} = F_{TW} \frac{\alpha P_{tube} (T_{CU} - T_w)}{\rho_w C_w S_w} - F_{dm} \frac{T_w - T_{w_in}}{L_{cond} \rho_w S_w} \frac{\dot{m}}{N_{block}};$$

$$\frac{dT_{CU}}{dt} = \frac{I^2 \rho^\sigma / S_{sb} - F_w \alpha P_{tube} (T_{CU} - T_w)}{C_{sb} \rho_{sb} S_{sb} + F_{ins} C_{ins} \rho_{ins} S_{ins}}; \quad \frac{dI}{dt} = \frac{U_{up} - I \rho^\sigma L_{wind} / S_{sb}}{L}.$$

Описание переменных и параметров уравнений представлено в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Описание переменных и параметров уравнений

Параметр	Описание	Способ задания
<i>t</i>	Время, с	Переменная интегрирования
<i>T_w</i>	Температура воды, °С	Расчётная переменная
<i>T_{CU}</i>	Температура проводника, °С	—“—
<i>T_{w_in}</i>	Температура воды на входе в обмотку, °С	Задаваемое значение
<i>I</i>	Ток в обмотке, А	Расчётная переменная
<i>C_w = C_w(T_w)</i>	Удельная теплоёмкость воды, Дж/(кг·°С)	Таблица
<i>C_{sb} = C_{sb}(T_{CU})</i>	Удельная теплоёмкость проводника, Дж/(кг·°С)	—“—
<i>C_{ins} = C_{ins}(T_{CU})</i>	Удельная теплоёмкость изоляции, Дж/(кг·°С)	—“—
<i>ρ_w = ρ_w(T_w)</i>	Плотность воды, кг/м ³	—“—
<i>ρ_{sb}</i>	Плотность материала проводника, кг/м ³	Задаваемое значение
<i>ρ_{ins}</i>	Плотность материала изоляции, кг/м ³	—“—
<i>d_{hyd}</i>	Гидравлический диаметр канала, м	—“—
<i>S_{wat} = πd_{hyd}²/4</i>	Площадь поперечного сечения канала, м ²	Вычисляется
<i>P_{tube} = πd_{hyd}</i>	Периметр канала, м	Вычисляется по диаметру <i>d_{hyd}</i>
<i>S_{sb}</i>	Площадь сечения проводника, м ²	Задаваемое значение
<i>S_{ins}</i>	Площадь сечения изоляции, м ²	—“—
<i>ρ^σ = ρ^σ(T_{CU})</i>	Удельное сопротивление проводника, Ом· м	Таблица
<i>U_{up}</i>	Начальное напряжение (выпрямительный режим), В	Задаваемое значение
<i>N_{block}</i>	Количество катушек в обмотке	—“—
<i>N_{turn}</i>	Количество витков в катушке	—“—

N_{paral}	Количество витков, охлаждаемых параллельно	--
L_{turn}	Длина одного витка, м	--
$L_{\text{cond}} = L_{\text{turn}}N_{\text{turn}}$	Длина проводника в катушке, м	Вычисляется
$L_{\text{wind}} = L_{\text{cond}}N_{\text{block}}$	Полная длина проводника в обмотке, м	--
L	Индуктивность обмотки, Гн	Задаваемое значение
$\alpha = \alpha(T_w) = Nu\lambda/d_{\text{hyd}}$	Коэффициент теплопередачи между стенкой канала и водой, Вт/(м ² ·°C)	Вычисляется
$\lambda = \lambda(T_w)$	Теплопроводность воды, Вт/(м·°C)	Таблица
$Nu = Nu(T_w) = 0,023R$	Число Нуссельта	Вычисляется
$Re = \frac{4\dot{m}}{N_{\text{block}}N_{\text{paral}}\pi d_{\text{hyd}}\eta}$	Число Рейнольдса	--
$Pr = Pr(T_w) = C_w\eta/\lambda$	Число Прандтля	--
ν	Динамическая вязкость воды, Па·с	Таблица
\dot{m}	Полный расход воды через обмотку, кг/с (г/с)	Задаваемое значение
Управляющие параметры		
$F_w = 1$	нормальный режим	$F_w = 0$, нет передачи тепла от воды к проводнику
$F_{\text{ins}} = 1$	нормальный режим	$F_{\text{ins}} = 0$, отсутствует теплоёмкость изоляции
$F_{T_w} = 1$	нормальный режим	$F_{T_w} = 0$, постоянная T_w
$F_{\text{dm}} = 1$	учёт протока воды	$F_{\text{dm}} = 0$, без учёта протока воды

На стадии стационарного тока

$$\frac{dI}{dt} = 0.$$

На стадии вывода тока

$$\frac{dI}{dt} = \frac{-U_{\text{down}} - I\rho^{\sigma}L_{\text{wind}}/S_{\text{sb}}}{L},$$

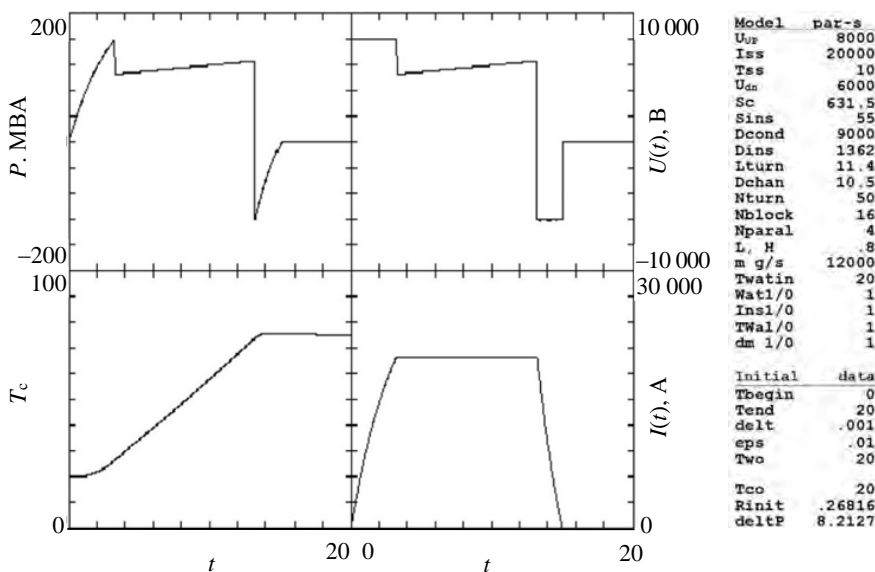
где U_{down} — напряжение для вывода тока (инверторный режим).

Выходной параметр — начальное сопротивление обмотки R_{init} вычисляется по формуле

$$R_{\text{init}} = \rho^{\sigma}(T_{\text{CU}}(t=0))L_{\text{wind}}/S_{\text{sb}}.$$

Выходной параметр — перепад давления воды $\text{delt}P$ вычисляется по формуле

$$\text{delt}P = 2,5312 \cdot 10^{-5} \frac{(\dot{m}/N_{\text{block}}N_{\text{paral}})^2 L_{\text{cond}}/N_{\text{paral}}}{\pi^2 d_{\text{hyd}}^5 Re^{0,25} \rho_w(T_{w,\text{in}})}, \text{ атм.}$$



Пример расчёта нагрева проводника обмотки тороидального поля (ОТП) приведён на рис. 2.

Параметры модели на рис. 2: U_{up} — напряжение на обмотке при вводе тока, В; I_{ss} — максимальная величина тока на плато, А; t_{ss} — длительность плато тока, с; U_{dn} — напряжение на обмотке во время вывода тока, В; S_c — площадь сечения проводника, мм²; S_{ins} — сечение изоляции проводника, мм²; D_{cond} — плотность материала проводника, кг/м³; D_{ins} — удельная плотность материала изоляции, кг/м³; L_{turn} — средняя длина витка в

Рис. 2. Результат расчёта нагрева проводника обмотки тороидального поля (ОТП): T_c — температура проводника; P — активная мощность, потребляемая ОТП; $I(t)$ — ток в обмотке; $U(t)$ — напряжение на обмотке

катушке, м; D_{chan} — гидравлический диаметр проводника, мм; N_{turn} — число витков в катушке; N_{block} — число катушек в обмотке; N_{paral} — число параллельных каналов охлаждения в катушке; L — индуктивность обмотки, Гн; \dot{m} — суммарный расход воды через обмотку, г/с; $T_{wat in}$ — входная температура воды.

Расход воды через обмотку задаётся таким образом, чтобы перепад давления воды не превышал 8 атм. (0,8 МПа).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ УСТАВОК В СИСТЕМАХ ЗАЩИТ И БЛОКИРОВОК

По описанной программе проведены расчёты нагрева обмоток при различных токах, протекающих по обмоткам. Было определено время, за которое обмотки нагреваются на 60 °С. На рис. 3 показаны зависимости времени такого нагрева от величины токов, протекающих по обмоткам. Как видно на рис. 3, наиболее «слабыми» являются обмотки ОУ1 и ОУ3.

Ход кривых хорошо аппроксимируется экспоненциальной зависимостью вида

$$t, c = A1 \exp(-I/B1) + A2 \exp(-I/B2) + C,$$

где I — величина тока, кА.

Значения коэффициентов $A1$, $A2$, $B1$, $B2$ и C для всех обмоток приведены в табл. 2.

Пример аппроксимации для данных по нагреву обмотки индуктора ОИ2 показан на рис. 4.

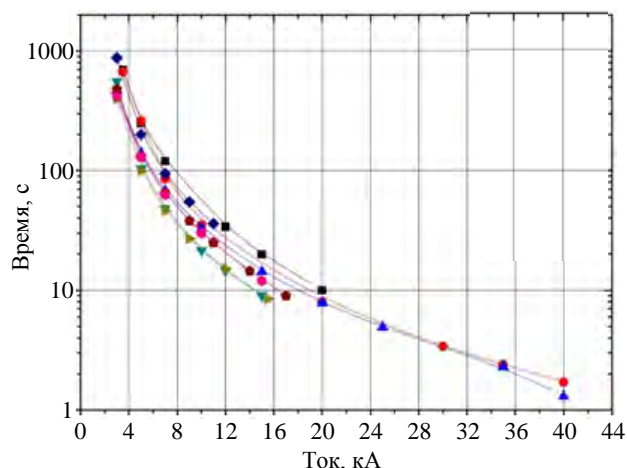


Рис. 3. Зависимость времени достижения перегрева проводника $\Delta T \cong 60$ °С от величины токов, протекающих по обмоткам: ■ — ОП1; ● — ОИ1,3; ▲ — ОИ2, ▼ — ОУ1, ◀ — ОУ2, ▶ — ОУ3, ◆ — ОУ4, ◆ — ОУ5, ● — ОУ6

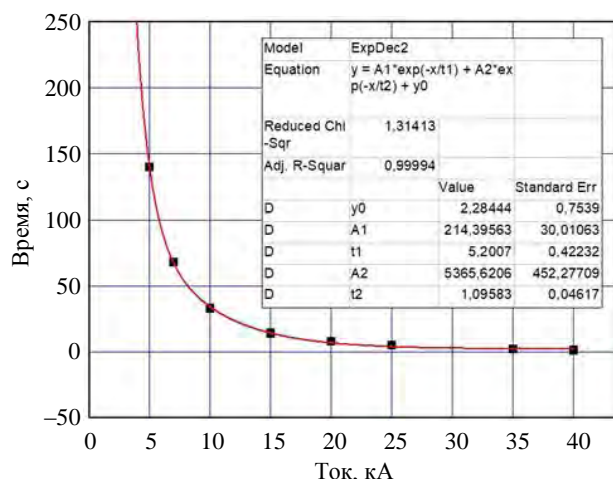


Рис. 4. Аппроксимация (—) расчётных данных (■) времени нагрева обмотки индуктора ОИ2 от длительности протекающего тока

Т а б л и ц а 2. Значения коэффициентов

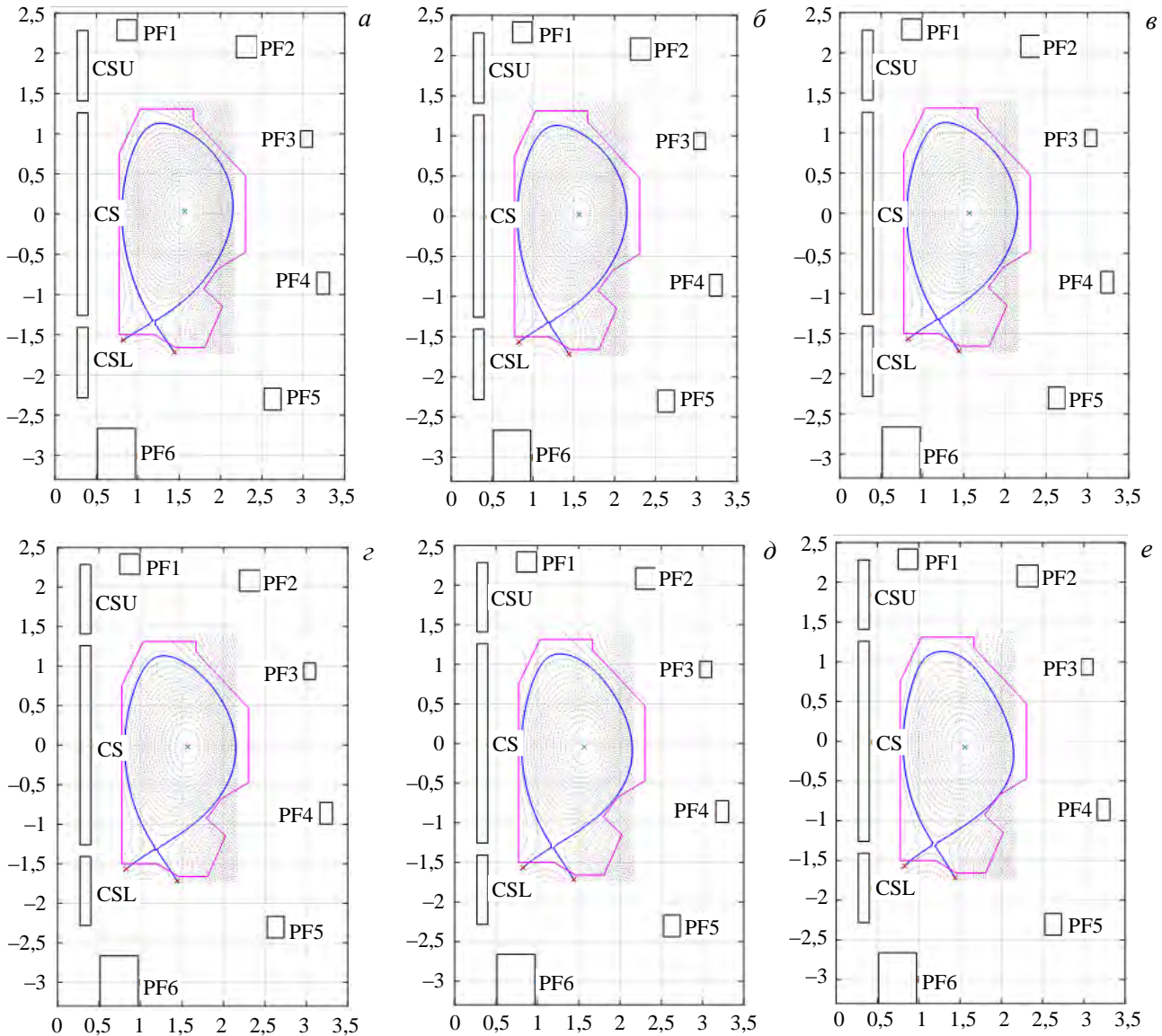
Коэффициент	ОИ1	ОИ3	ОИ2	ОУ1	ОУ2	ОУ3	ОУ4	ОУ5	ОУ6	ОП1
A1	7335		214,4	379,7	1247	202,5	27 841	379,6	756	771,56
A2	77,9		5385	35 818	1247	4447	574	11 088	756	48 228
B1	1,41		5,2	3,145	1,7	4,09	0,79	3,67	2,3	3,58
B2	9,11		1,1	0,67	1,7	1,04	3,57	0,84	2,3	0,73
C	0,5		2,64	5,9	23	4,0	9,2	5,64	9,78	7,5

Примечание: $t, c = A1 \exp(-I/B1) + A2 \exp(-I/B2) + C$, I — ток в обмотке, кА.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ ДЛИТЕЛЬНОСТИ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ РЕЖИМОВ

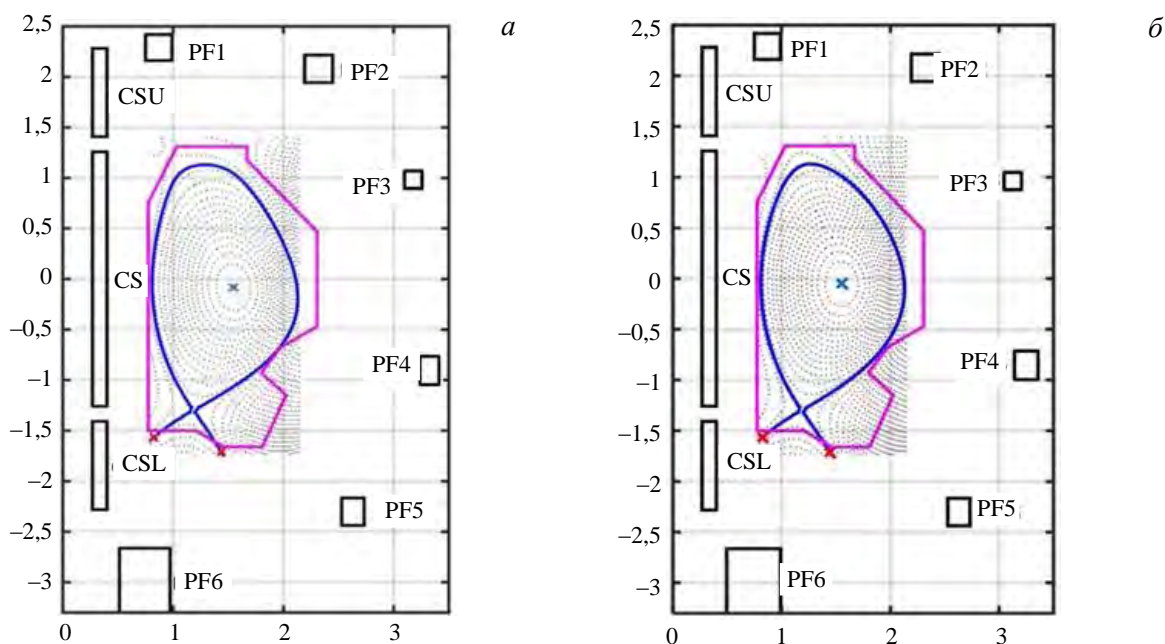
Для расчётов сценариев квазистационарных плазменных режимов необходимо знать стационарные равновесные магнитные конфигурации плазменного шнура при различных токах плазмы, которые обеспечиваются стационарными токами в полоидальных обмотках.

Расчёты стационарных магнитных конфигураций плазменного шнура проводились с помощью кода РЕТ [7] (рис. 5 и 6). Были рассчитаны равновесные конфигурации при токах плазмы (см. рис. 5, $I_p = 2$ (а), 1,5 (б), 1,0 (в), 0,7 (г), 0,5 (д), 0,3 (е) и 0,25 МА (рис. 6.)). Для всех вариантов расчётов практически сохранены ге-



Параметр	а	б	в	г	д	е
R_0 , м	1,48	1,48		1,48	1,48	1,48
a_0 , м				0,67		
I_{CSU} , кА	-15,7	-13,2	-8,08	-3,96	-0,358	1,9
I_{CS} , кА	-25,6	-19,1	-12,8	-8,94	-6,41	-3,86
I_{CSL} , кА	-15,7	-13,5	-10	-8,24	-6,52	-4,48
I_{PF1} , кА	11,5	8,25	5,63	2,51	-0,319	-2,27
I_{PF2} , кА	-7,19	-4,23	-2,59	-0,94	0,14	0,984
I_{PF3} , кА	-6,49	-6,92	-5,45	-5,31	-4,87	-4,08
I_{PF4} , кА	-15,4	-9,45	-5,13	-2,09	-0,629	0,44
I_{PF5} , кА	-7,96	-8,75	-7,47	-7,2	-6,17	-4,64
I_{PF6} , кА	23,4	21,5	16,7	14,5	11,8	8,36
I_p , МА	2	1,5	1	0,7	0,5	0,3
β_p	0,467	0,469	0,469	0,468	0,469	0,471
$I_i(3)$	0,8	0,8	0,801	0,8	0,799	0,8
κ	1,84	1,83	1,83	1,82	1,82	1,81
δ	0,3	0,27	0,29	0,3	0,3	0,26
A				2,21		

Рис. 5. Равновесные магнитные конфигурации плазменного шнура для токов 2—0,3 МА



№	R_0 , м	a_0 , м	I_{CSU} , кА	I_{CS} , кА	I_{CSL} , кА	I_{PF1} , кА	I_{PF2} , кА	I_{PF3} , кА	I_{PF4} , кА	I_{PF5} , кА	I_{PF6} , кА	I_p , МА	β_p	$I_i(3)$	κ	δ	A
<i>а</i>	1,47	0,66	2,72	-3,26	-3,8	-2,93	1,23	-3,86	0,514	-3,96	7,09	0,25	0,478	0,8	1,84	0,27	2,23
<i>б</i>	1,47	0,66	-0,651	-3,22	-3,36	0,361	0,0435	-2,55	-0,232	-3,25	6,21	0,25	0,475	0,8	1,84	0,31	2,23

Рис. 6. Равновесные магнитные конфигурации плазменного шнура для тока 250 кА: *а* — треугольность 0,27, длительность разряда 200 с; *б* — треугольность 0,31, шнур смещён на 2 см вверх, длительность разряда 400 с

Т а б л и ц а 3. Максимальное время протекания равновесного тока в полоидальных и тороидальной обмотках

Ток плазмы, МА	ОИ1	ОИ3	ОИ2	ОУ1	ОУ2	ОУ3	ОУ4	ОУ5	ОУ6	ОТП (ток / поле)
2	11,9	11,9	4,2	16,5	60	55	17,5	49	21	10,4 (20 кА/2 Тл)
1,5	17	16,5	7,7	33	190	49	49	40	25	19 (15 кА/1,5 Тл)
1,0	47,5	31	18	80	700	80	188	56	43	55 (10 кА/1,0 Тл)
0,7	280	47	37	Ст.	Ст.	86	Ст.	60	58	120 (7 кА/0,7 Тл)
0,5	Ст.	78	74	Ст.	Ст.	104	Ст.	85	92	250 (5 кА/0,5 Тл)
0,3	Ст.	194	210	Ст.	Ст.	160	Ст.	160	194	Ст. (3 кА/0,3 Тл)
0,25 (рис. 6, <i>а</i>)	Ст.	315	308	Ст.	Ст.	200	Ст.	230	280	Ст. (2,5 кА/0,25 Тл)
0,25 (рис. 6, <i>б</i>)	Ст.	733	406	Ст.	Ст.	600	Ст.	396	400	460 (4 кА/0,4 Тл)

ометрические параметры шнура, такие как аспектное отношение ($A = 2,21$), вытянутость ($\kappa_{95} = 1,81—1,84$) и треугольность ($\delta_{95} = 0,27—0,31$), а также внутренняя индуктивность ($I_i = 0,8$) и запас устойчивости плазменного шнура ($q_{95} \approx 4,5$), т.е. величина тороидального магнитного поля синхронно снижалась с током плазмы. Во всех полоидальных обмотках были определены равновесные токи, которые позволили определить длительность разрядов при данном токе плазмы. В табл. 3 представлены рассчитанные значения максимального времени протекания токов в обмотках для режимов с токами плазмы в диапазоне 2—0,25 МА. Надпись «Ст.» означает, что для данного тока плазмы согласно расчётам, представленным на рис. 5, ток в обмотке может протекать стационарно, т.е. перегрев проводника не превысит 60 °С. Согласно проведённым расчётам длительность разряда при поддержании тока неиндукционным способом составит примерно 4 с для тока 2 МА, примерно 8 с для тока 1,5 МА, около 20 с для тока 1 МА, около 40 с для тока 0,7 МА, примерно 80 с для тока 0,5 МА, более 100 с для тока 0,4 МА, 160 с для тока 0,3 МА и для тока 250 кА от 200 с (см. рис. 6, *а*) до 400 с (см. рис. 6, *б*). Как видно на рис. 6, при проведении плазменных режимов, в которых равновесные магнитные конфигурации обеспечиваются токами в полоидальных обмотках величиной менее 4 кА, небольшие вариации геометрии плазменного шнура, а следовательно, и токов в обмотках приводят к существенным изменениям длительности разряда.

СЦЕНАРИИ РАЗРЯДА С ТОКАМИ 0,25 И 0,5 МА

Как видно из табл. 3, плазменные режимы с токами до 500 кА могут быть получены при величине тороидального поля 0,4—0,5 Тл, при этом длительность разряда с током плазмы 250 кА ($B_T = 0,4$ Тл) может составить 400 с, а с током плазмы 500 кА ($B_T = 0,5$ Тл) порядка 80 с.

Моделирование эволюции параметров плазменного шнура для таких разрядов проводилось с использованием транспортного кода АСТРА [8]. Расчётная модель и результаты расчётов для сценария с токами плазмы 1,0—2,0 МА при величине тороидального магнитного поля 1,5—2,0 Тл подробно изложены в работе [9]. На рис. 7, 8 представлены результаты расчётов распределений по малому радиусу тора основных параметров плазмы для квазистационарной стадии разрядов с током 0,5 и 0,25 МА при величине тороидального магнитного поля 0,5 Тл. Параметры разрядов подобраны таким образом, чтобы осуществлялся полностью неиндукционный токоперенос. Предполагалось, что при инжекции используются пучки быстрых атомов водорода с основной энергией 40 кэВ и с экспериментальным распределением по энергиям компонентов пучка. Для полностью неиндуктивного поддержания тока при полном токе плазмы 0,5 МА требуется мощность инжекции 3,8 МВт при средней плотности плазмы $\sim 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Такая плотность составляет 0,64 от критической плотности Гринвальда. При токе плазмы 0,25 МА требуется мощность инжекции 2,6 МВт при средней плотности основной плазмы $\sim 1,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, что составляет $\sim 0,77$ от предела Гринвальда, и дальнейшее увеличение плотности плазмы нецелесообразно из-за увеличения опасности возникновения МГД-неустойчивостей. Уменьшение плотности основной плазмы хотя и увеличивает эффективность генерации тока, но ухудшает захват инжектируемых пучков. Поэтому дальнейшее уменьшение плотности плазмы также нецелесообразно.

Как видно на рисунках, полный ток плазмы состоит из тока, генерируемого инжектируемым пучком, и бутстреп-тока. Для разряда с током 0,5 МА доля пучкового тока составляет 37% и доля бутстреп-тока 63% полного тока. Для разряда с током плазмы 0,25 МА доля пучкового тока $\sim 46\%$ и бутстреп-тока $\sim 54\%$.

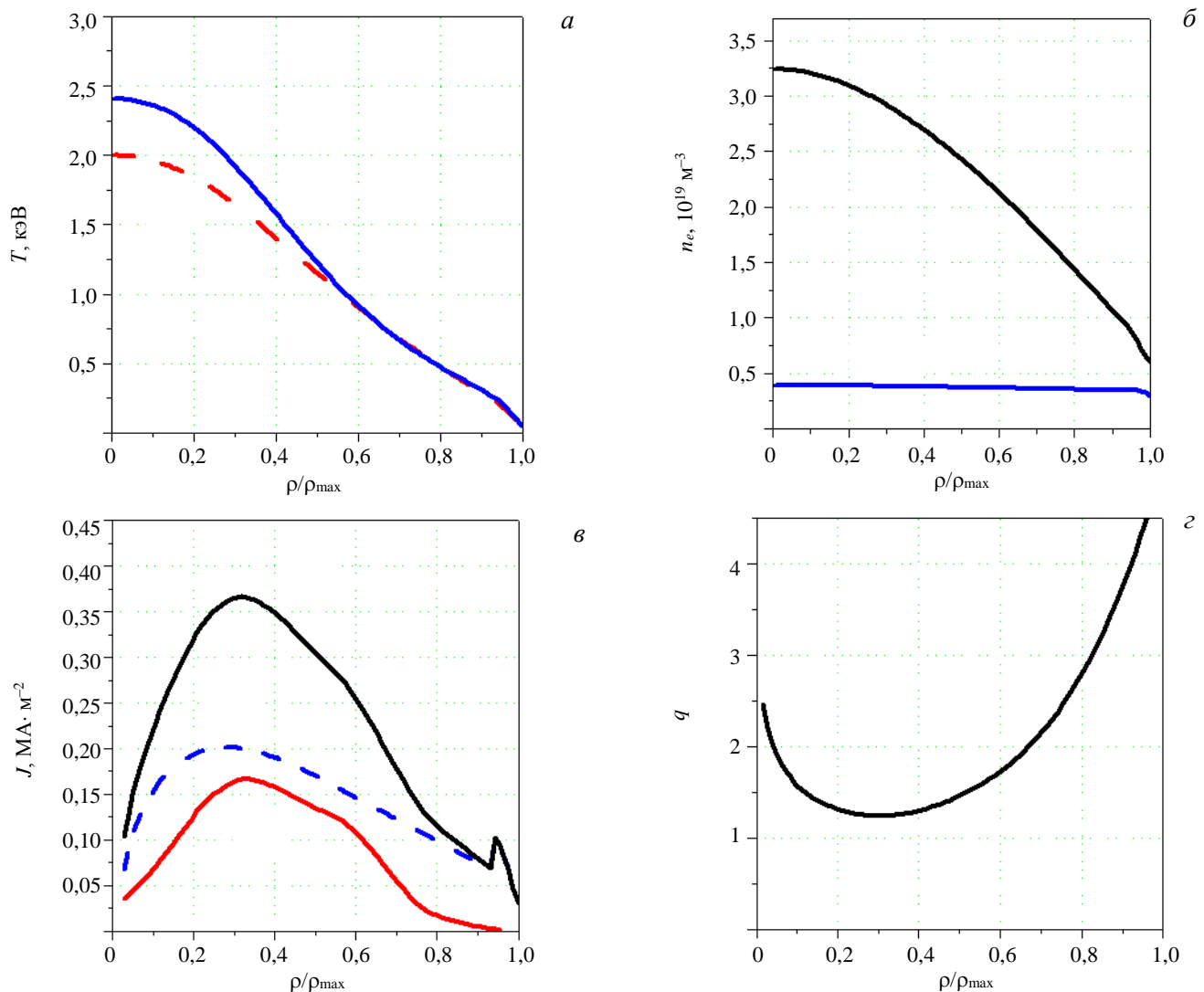


Рис. 7. Распределение по малому радиусу основных параметров разряда Т-15МД с током плазмы 0,5 МА: T_e (— —) и T_i (—) — температура электронов и ионов соответственно (а); n_e (—) — концентрация электронов; $n_{Li} \cdot 5$ (—) — концентрация лития (б); J_{tot} (—) — полная плотность тока; J_{bs} (— —) — плотность бутстреп-тока; J_{NBV} (—) — плотность тока пучка (в); q — величина запаса устойчивости (г)

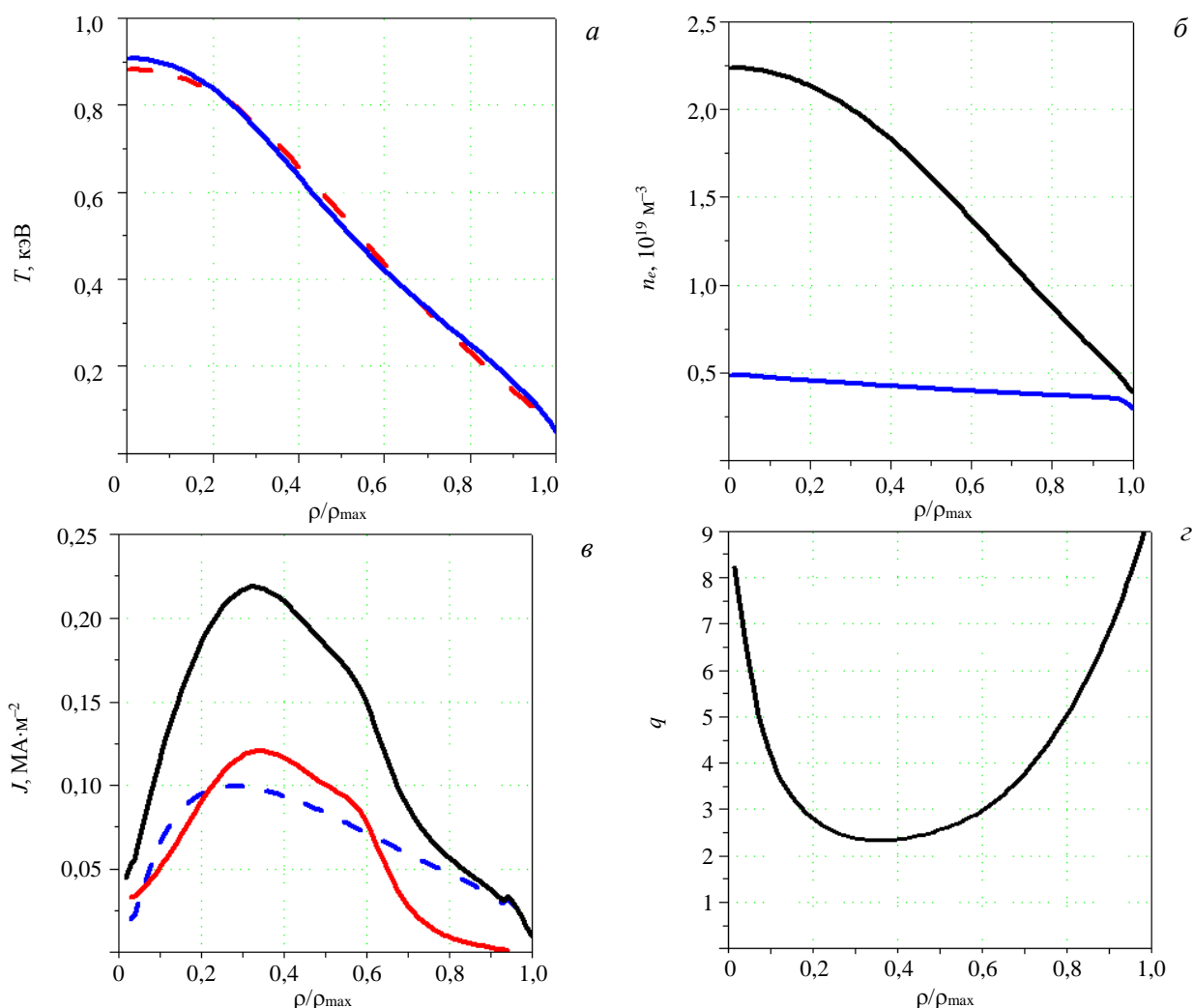


Рис. 8. Распределение по малому радиусу основных параметров разряда Т-15МД с током плазмы 0,25 МА (обозначения как на рис. 7)

В центральных областях плазмы имеется довольно широкая зона с отрицательным магнитным широм. Поскольку в разрядах с отрицательным широм в эксперименте наблюдается улучшенное удержание плазмы по сравнению со скейлингом Н-моды [10], использовался коэффициент улучшения удержания $\text{HH} \sim 1,2\text{—}1,3$.

В качестве основной примеси рассматривался литий, так как в Т-15МД он рассматривается как возможный материал стенки и пластин дивертора. Для моделирования излучения и динамики лития использовался код ZIMPUR [11]. Концентрация Li составляла 4—6% от концентрации электронов. Эффективный заряд при этом был равен $\sim 1,25\text{—}1,35$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведённых расчётов были определены уровни уставок в схеме защит и блокировок системы электропитания токамака Т-15МД для обеспечения её безаварийной работы. Эти уставки по величинам токов и длительности их протекания в тороидальной и полоидальных обмотках воспрепятствуют нагреву обмоток больше, чем на 60 °С. Аналитические зависимости максимального времени протекания токов в обмотках, обеспечивающих равновесные магнитные конфигурации, будут использованы в системах защит и управления плазменным разрядом в режиме on-line, а также при планировании сценариев разряда. Расчёты равновесных плазменных конфигураций в диапазоне токов 0,25—2,0 МА с определением величин токов в полоидальных обмотках проводились с помощью кода РЕТ и позволили определить возможную длительность квазистационарных плазменных разрядов. Так, при величине тороидального поля 0,4 Тл можно получить разряд с током плазмы 250 кА и длительностью 400 с. Увеличение длительности разрядов может быть осуществлено при незначительной вариации токов в полоидальных обмотках за счёт изменения геометрии плазменного шнура (вытянутости, треугольности, малого радиуса). Моделирование эволюции параметров плазменного шнура для разрядов с токами плазмы

250 и 500 кА проводилось с использованием транспортного кода АСТРА и кода ZIMPUR. Расчёты показали, что для полностью неиндуктивного поддержания полного тока 0,5 МА требуется мощность инжекции быстрых атомов 3,8 МВт при средней плотности плазмы $\sim 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Авторы выражают благодарность А.А. Вороновой за предоставленный в 3D-формате вид токамака Т-15МД.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wan B.N., Liang Y., Gong X.Z. et al.** Recent advances in EAST physics experiments in support of steady-state operation for ITER and CFETR. — Nuclear Fusion, 2019, vol. 59, № 11, p. 112003.
2. **Park H.K., In Y., Choi M.J., Hong S.H. et al.** Overview of KSTAR research progress and future plans toward ITER and K-DEMO. — Nuclear Fusion, 2019, vol. 59, № 11, p. 112020.
3. **Khvostenko P.P., Azizov E.A., Alfimov D.E. et al.** The magnet system of the Tokamak T-15 upgrade. — Fusion Engineering and Design, 2015, vol. 98—99, p. 1090—1093.
4. **Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н. и др.** Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15—38.
5. **Chudnovsky A.N., Khvostenko P.P., Posadsky I.A.** Determination of settings in the protection system for tokamak-15 superconducting magnet (SM). — IEEE Transaction on Magnetics, 1996, vol. 32, № 4, p. 3117—3120.
6. **Bondarchuk E.N., Dnestrovskij Yu.N., Leonov V.M. et al.** Vertical MHD stability of the T-15M tokamak plasma. — Plasma Devices and Operations, 2003, vol. 11, № 4, p. 219—227.
7. **Galkin S.A., Ivanov A.A., Medvedev S.Yu., Poshekhonov Yu.Yu.** Comparison of tokamak axisymmetric mode growth rates from linear MHD and equilibrium evolution approaches. — Nuclear Fusion, 1997, vol. 37, № 10, p. 1455.
8. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** ASTRA Automated System for Transport Analysis in a Tokamak: Preprint IPP 5/98. Garching, Germany, 2002.
9. **Леонов В.М.** Исследование условий получения квазистационарных режимов в токамаке Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 3, с. 73—79.
10. **ITER Physics basic, chapter 2.** — Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, p. 2175.
11. **Leonov V.M., Zhogolev V.E.** Simulation of high-Z impurity behavior for ITER operational scenarios using the ZIMPUR impurity code. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2005, vol. 47, p. 903.



Петр Павлович Хвостенко, научный руководитель, д. техн. н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова, Заслуженный работник атомной промышленности Российской Федерации; ККТЭиПТ НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Khvostenko_PP@nrcki.ru



Эдуард Николаевич Бондарчук, начальник отдела, к. техн. н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; АО «НИИЭФА» им. Д.В. Ефремова, 196641 Санкт-Петербург, пос. Металлострой, дорога на металлострой 3, Россия
bondar@sintez.niiefa.spb.su



Андрей Александрович Кавин, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности; АО «НИИЭФА» им. Д.В. Ефремова, 196641 Санкт-Петербург, пос. Металлострой, дорога на металло-строй 3, Россия



Владимир Михайлович Леонов, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Leonov_VM@nrcki.ru



Александр Николаевич Чудновский, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Chudnovskiy_AN@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 12 июня 2020 г.

После доработки 15 июня 2020 г.

Принята к публикации 5 августа 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 60—70.

УДК 539.23:541.183.5:621.039.665

ЗАМЕЩЕНИЕ ТЯЖЁЛЫХ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ВОЛЬФРАМОВЫХ СЛОЯХ ПРИ ВЫДЕРЖКЕ В ГАЗЕ

С.А. Крат, Я.А. Васина, А.С. Пришвицын, Е.А. Фефелова, М.А. Попова, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

В настоящей работе методом термодесорбционной спектроскопии исследована эффективность удаления дейтерия из вольфрамовых соосаждённых слоёв в диапазоне температуры от 30 до 200 °С в вакууме и в атмосфере водорода ($8 \cdot 10^4$ Па). Исходные вольфрамовые слои толщиной 100 и 500 нм напылялись в магнетронном разряде в аргон-дейтериевой среде и содержали порядка 2% ат. дейтерия. Показано, что наличие водорода (протия) в ходе обезгаживания образцов увеличивает скорость удаления дейтерия. При этом в соосаждённых слоях захватывается дополнительное количество протия. Скорость удаления дейтерия растёт также с увеличением температуры. Выдержка при температуре 473 К в атмосфере водорода в течение 18 ч позволила удалить 99% захваченного дейтерия.

Ключевые слова: соосаждение, тонкие плёнки, накопление водорода, управляемый термоядерный синтез, термодесорбционная спектроскопия.

SUBSTITUTION OF HEAVY HYDROGEN ISOTOPES IN TUNGSTEN LAYERS DURING GAS EXPOSURE

S.A. Krat, Ya.A. Vasina, A.S. Prishvitsyn, E.A. Fefelova, M.A. Popova, Yu.M. Gasparyan, A.A. Pisarev

National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

Efficiency of deuterium removal from tungsten co-deposited layers was studied by means of thermal desorption spectroscopy in the 30 to 200 °C temperature range in vacuum and hydrogen atmosphere ($8 \cdot 10^4$ Pa). Tungsten layers 100 nm and 500 nm thick were deposited in magnetron discharge in argon-deuterium environment and contained ~2% at. of deuterium. Presence of hydrogen (protium) during sample degassing increases the rate of deuterium removal. Simultaneously, an additional amount of protium is captured in the co-deposited layers. The rate of deuterium removal increases with temperature. Exposure at a temperature of 473 K in a hydrogen atmosphere for 18 hours allowed 99% of the captured deuterium to be removed.

Key words: co-deposition, thin films, hydrogen accumulation, fusion, thermal desorption spectroscopy.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-71-78

ВВЕДЕНИЕ

Тритий будет использован в качестве топлива в будущих термоядерных установках, и его накопление в установке представляет опасность с точки зрения радиационной безопасности. В строящемся токамаке ИТЭР ограничение по содержанию трития в установке составляет 1000 г трития, из которых 120 г приходится на накопление в крионасосах дивертора, 700 г составляет допустимый предел по содержанию непосредственно в камере и 180 г принимается за ошибки [1].

Накопление водорода в соосаждённых слоях, т.е. в слоях, растущих при одновременной бомбардировке поверхности частицами водорода и материалов стенки, — один из важнейших каналов накопления изотопов водорода в термоядерных установках [2—5]. Соосаждённые слои могут содержать большое количество изотопов водорода. В углеводородных слоях концентрация водорода может превышать 100% ат. [5, 6], а в бериллиевых плёнках она достигает 40% ат. [7, 8]. Даже в плёнках материалов с низкой растворимостью водорода, таких как вольфрам, который будет использован в качестве материала дивертора ИТЭР [9], при низких температурах подложки наблюдается содержание изотопов водорода на уровне нескольких атомных процентов [10—12]. Соосаждённые слои могут накапливаться в труднодоступных областях установок, таких как обратные стороны облицовочных тайлов и линии откачки, из которых их потом трудно удалять. Всё это делает разработку способов удаления накопленных в соосаждённых слоях изотопов водорода важной задачей.

Наиболее простой способ удаления водорода из материалов — это прогрев в вакууме. Чем больше температура, тем быстрее происходит обезгаживание материала. При этом максимальная температура ограничивается конструкционными особенностями конкретной установки и свойствами используемых материалов. Известно также, что экспозиция твёрдого материала, содержащего какой-либо изотоп водорода, в газе или в плазме другого изотопа водорода приводит к ускорению удаления первого изотопа из материала (изотопному обмену). В [13] было показано, что замещение дейтерия в вольфраме происходит при облучении в плазме протия даже вблизи комнатной температуры, а увеличение температуры приводит к ускорению процесса. В [14] эффективность удаления дейтерия из вольфрама выростала и при экспозиции в газообразном H_2 .

Свойства соосаждённых слоёв могут существенно отличаться от свойств поликристаллического вольфрама [15—17], поэтому нельзя напрямую переносить результаты, полученные для поликристаллического вольфрама, на пересаждённые слои [14].

В данной статье представлены результаты исследования эффективности удаления дейтерия из вольфрамовых слоёв при длительной выдержке при повышенной температуре в атмосфере водорода и в вакууме методом термодесорбционной спектроскопии (ТДС).

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Соосаждённые слои получались на установке МР-2 [18] путём распыления вольфрамовой мишени (чистота вольфрама 99,999%) плазмой $Ar:D_2$ -смеси (чистота Ar 99,999%, изотопная чистота D_2 99,98%). Было проведено две серии экспериментов. В первой серии отношение $Ar:D_2$ было 3:1, общее давление 3,7 Па. Во второй серии отношение $Ar:D_2$ было 1:1, общее давление во время разряда 5,8 Па. Остаточное давление во всех экспериментах $5 \cdot 10^{-5}$ Па. Толщина осаждённых слоёв в первой серии экспериментов равнялась 100 ± 2 нм, во второй — 500 ± 2 нм. Скорость осаждения во всех сериях примерно одинакова $1,3 \text{ \AA}/с$. Аргон добавлялся в состав рабочего газа для повышения скорости осаждения. Концентрация аргона во всех соосаждённых слоях согласно данным ТДС составляла не более 0,02% ат.

Осаждение вольфрамовых слоёв проводилось на молибденовую подложку ($0,2 \times 10 \times 10$ мм), отожжённую в глубоком вакууме ($P_{\text{отжига}} \sim 10^{-6}$ Па) при температуре 1400 К в течение 7 ч. В предыдущих экспериментах было установлено, что при условии отжига подложки между осаждениями «эффект памяти» отсутствует [12]. Поэтому осаждение слоёв проводилось многократно на одну и ту же пластину, между напылениями подложка отжигалась при температуре 1350 К в течение 5 мин. Температура подложки во время осаждения контролировалась с помощью хромель-алюмелевой термопары, приваренной к задней стороне подложки. Из-за отсутствия активного охлаждения в ходе осаждения при минимальной температуре происходил постепенный нагрев подложки от 295 до 328 К (усреднённая по времени температура ~ 315 К) в первой серии экспериментов и от 295 до 355 К (усреднённая по времени температура ~ 340 К) во второй.

Содержание изотопов водорода в напылённом слое определялось с помощью ТДС в отдельной камере с низким уровнем фона, перенос образца в которую осуществлялся без взаимодействия с атмосферой. Фоновое давление в камере ТДС составляло $P_{\text{ТДС}} \sim 10^{-7}$ Па. Максимальная температура, достигаемая во время анализа, 1320 К, скорость нагрева 2 К/с, линейность нагрева обеспечивалась обратной связью между мощностью нагревателя и температурой образца.

Десорбция газов регистрировалась с помощью квадрупольного масс-спектрометра (КМС) Extort-100M. Количество дейтерия в соосаждённых слоях рассчитывалось по данным сигналов как 4 (D_2), так и 3 (HD) а.е.м. Сигналы тяжёлой воды также измерялись, но их вклад был незначителен. При подсчёте потока молекул HD из сигнала 3 а.е.м. вычитался «паразитный сигнал», пропорциональный сигналу 2 а.е.м. и наблюдаемый во всех экспериментах даже при подаче чистого протия в камеру ТДС (аналогично [19]). Данный сигнал существенно превышал сигнал, который можно было бы объяснить натуральным изотопным содержанием дейтерия в протии, и составлял $\sim 0,01$ от сигнала 2 а.е.м. Его уровень оценивался в начале каждого рабочего дня, перед проведением измерений. Оценка проводилась по ниж-

ней границе, из-за чего величина потока HD может быть несколько переоценена. Из сигнала водорода также вычитался фоновый сигнал, характерный для всех измерений и дающий наибольший вклад в области свыше 1070 К. Общее содержание изотопов водорода в осаждённом слое определялось по сигналам 4, 3 и 2 а.е.м. Количество газа рассчитывалось по интегралу потока десорбции в диапазоне от комнатной температуры до 1070 К, а эксперименты с дейтерием показывают, что данной температуры достаточно для выхода захваченного газа.

Для изучения изотопного обмена в камеру напыления вводился протий (натуральный изотопный состав, чистота 99,999%) до давления $8 \cdot 10^4$ Па, после чего подложка с осаждённым W—D-слоем оставалась в контакте с протием (водородом с натуральным содержанием дейтерия) на 18 ч при температуре от комнатной до 473 К. Радиационный нагреватель представлял собой галогеновую лампу (накальная спираль в кварцевой колбе) стандарта G6.35. За счёт наличия кварцевой колбы предотвращалась атомизация водорода на горячей спирали, что могло бы привести к повышенной эффективности сорбции водорода и исказить результаты эксперимента.

Между экспериментами по изотопному обмену проводились контрольные осаждения, в которых ТДС-анализ проводился спустя 1 ч после осаждения. Данные контрольных экспериментов были усреднены и использованы в качестве опорных для характеристики эффекта изотопного замещения.

Помимо выдержки в газе, в первой серии экспериментов проводились эксперименты с выдержкой образцов в остаточном вакууме при температурах 295, 373, 473 К для контроля влияния десорбции изотопов водорода с течением времени.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Зависимости содержания дейтерия в соосаждённых W—D-слоях после выдержки в атмосфере протия и в вакууме при различных температурах представлены на рис. 1.

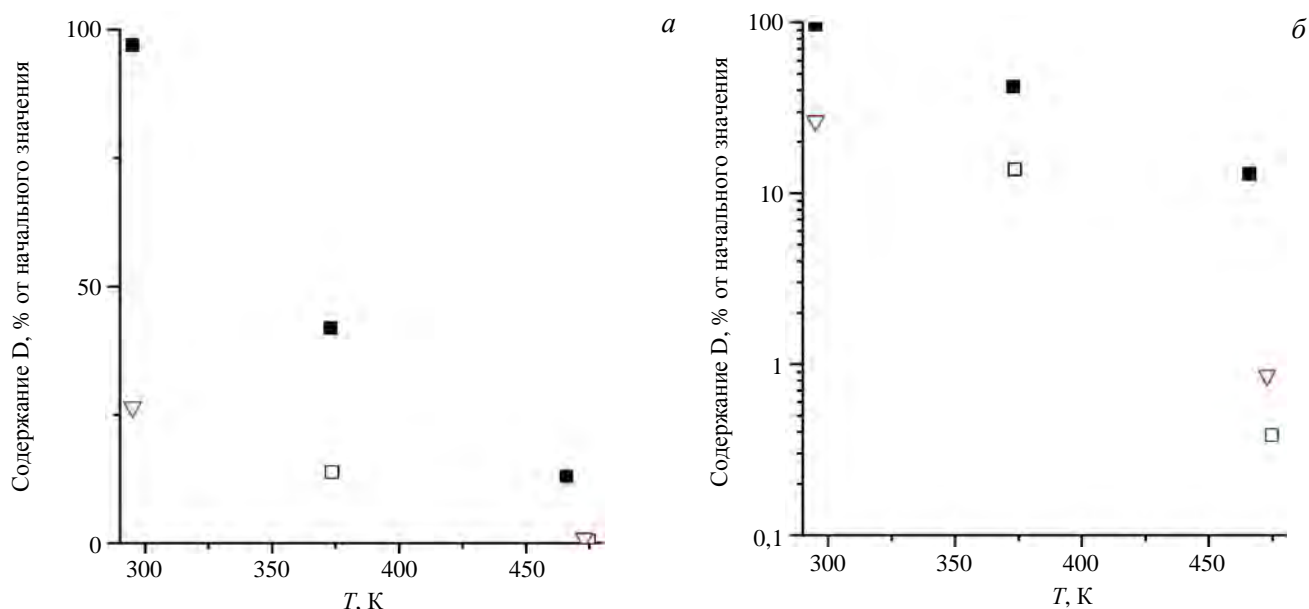


Рис. 1. Полное содержание атомов дейтерия в соосаждённых W—D-слоях в зависимости от температуры выдержки в вакууме и газе. Первая серия экспериментов (100 нм): ■ — выдержка в вакууме, □ — выдержка в водороде; ▽ — вторая серия экспериментов (500 нм), выдержка в водороде; а — линейный масштаб, б — логарифмический масштаб

Из экспериментов со слоями толщиной 100 нм можно видеть, что длительная выдержка при комнатной температуре в течение 18 ч в вакууме не приводила к заметному снижению содержания дейтерия в соосаждённой плёнке по сравнению с уровнем опорных экспериментов, выполненных спустя 1 ч после осаждения. Увеличение температуры выдержки до 373 К (100 °С) привело к снижению количества дейтерия на 55% при выдержке в вакууме. Аналогичная выдержка в атмосфере H_2 была более эффективной

и привела к удалению 75% дейтерия при комнатной температуре. Выдержка при максимальной температуре 473 К (200 °С) в атмосфере H_2 позволила удалить свыше 99% захваченного дейтерия.

В плёнках большей толщины (500 нм) изотопное замещение также было эффективным, как видно на рис. 1. Напомним, что доля содержания дейтерия отсчитывается во всех экспериментах от уровня опорных экспериментов, сделанных спустя 1 ч после осаждения, и для плёнок различной толщины она может быть несколько разной по отношению к количеству захваченного дейтерия сразу после осаждения.

ТДС-спектры дейтерия, десорбирующегося из 500 нм W—D-слоёв до и после выдержки в атмосфере протия, представлены на рис. 2. На контрольном спектре (чёрная линия) термодесорбции можно выделить, по крайней мере, два основных пика с максимумом при температурах около 470 и 610 К, можно выделить также слабо заметное плечо в области 700—800 К.

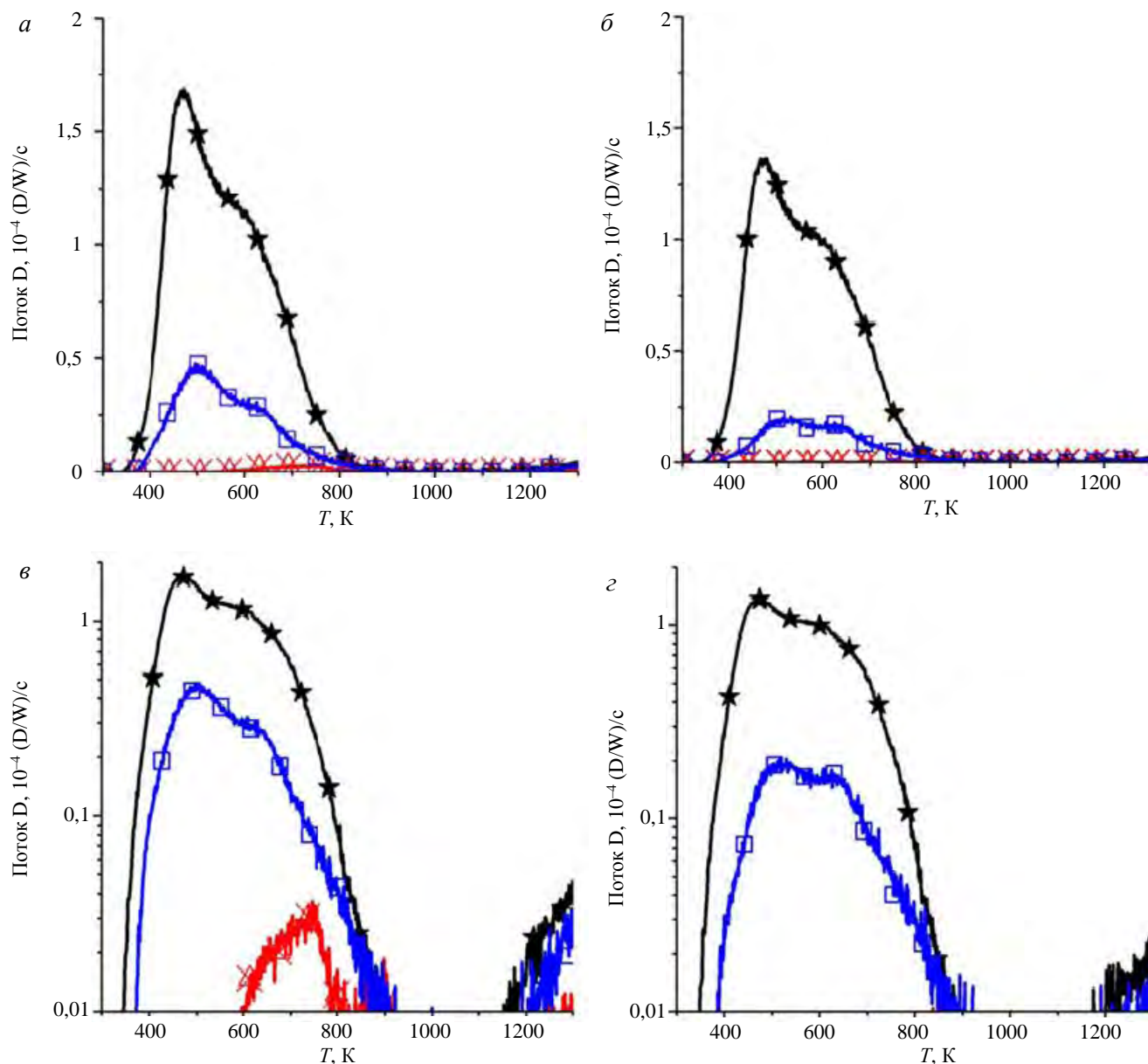


Рис. 2. ТДС-спектры дейтерий-содержащих молекул, десорбирующихся из соосаждённых слоёв W—D: *а, в* — сумма сигналов 4 а.е.м. (D_2 в пересчёте на атомы D) и 3 а.е.м. (HD); *б, з* — только сигнал 4 а.е.м.; *а, б* — линейный масштаб; *в, з* — логарифмический; \star — без выдержки в протии; \square — выдержка при 295 К (комнатная температура); \times — 473 К (200 °С)

Длительная выдержка в водороде при комнатной температуре (синяя линия) приводит к уменьшению не только низкотемпературной части спектра, но и высокотемпературной. После выдержки в водороде при максимальной температуре 473 К (красная линия) можно видеть только один пик с максимумом при температуре 770 К, который был слабо заметен на исходном спектре. Этот пик целиком обусловлен десорбцией молекул HD.

На рис. 3 представлены ТДС молекул H_2 и HD . Из сравнения рис. 2 и 3 видно, что после выдержки в атмосфере H_2 при комнатной температуре количество протия в образце примерно на порядок больше, чем количество дейтерия, т.е. одновременно с потерей дейтерия происходит наполнение образцов протием. Десорбция небольшого количества водорода наблюдается и на контрольных спектрах без выдержки в водороде, что, вероятно, связано со взаимодействием осаждаемого слоя с остаточным газом во время и после осаждения. Положение пиков (479 и 610 К) десорбции дейтерия (см. рис. 2) после выдержки при комнатной температуре практически совпадает с положением пиков протия (см. рис. 3), т.е. протий и дейтерий находятся в плёнках в идентичных ловушках.

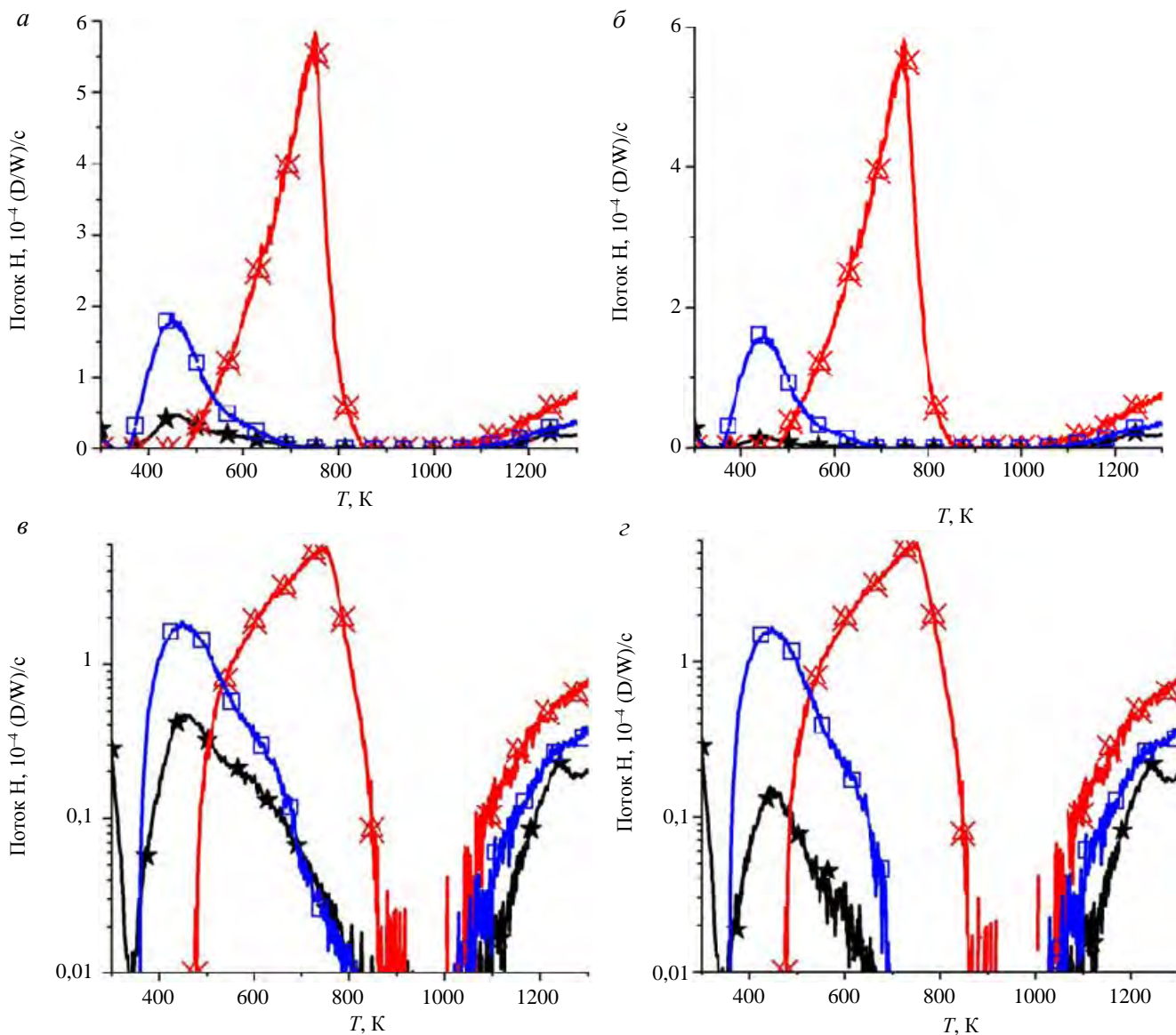


Рис. 3. ТДС-спектры протия, десорбирующегося из соосаждённых слоёв $W-D$: *а, б* — сумма сигналов 2 а.е.м. (H_2) и 3 а.е.м. (HD); *б, г* — только сигнал 2 а.е.м.; *а, б* — линейный масштаб; *в, г* — логарифмический; \star — без выдержки в протии; \square — выдержка при 295 К (комнатная температура); \times — 473 К (200 °С)

При максимальной температуре выдержки 473 К на спектрах термодесорбции протия на рис. 3 преобладает наиболее высокотемпературный пик с максимумом при 750 К. При этой же температуре наблюдаются пики на спектрах HD (см. рис. 2). Кроме пика 750 К, на спектрах H_2 присутствует плечо, которое соответствует пику 610 К на спектрах D_2 . При увеличении температуры выдержки в протии количество протия в образце возрастает, что связано с увеличением растворимости и коэффициента диффузии протия в вольфраме. Амплитуда высокотемпературного пика десорбции протия оказывается заметно больше, чем пик дейтерия в этой области для контрольного образца. Это может говорить о том, что при этой температуре становится возможной кластеризация исходных дефектов. Согласно [20, 21]

начало кластеризации ожидается в диапазоне температуры 600—700 К, однако время выдержки при температуре в нашей работе было гораздо больше. Снижение температуры кластеризации может быть связано также с особенностями структуры напылённого слоя по сравнению с поликристаллическим вольфрамом.

Полученные результаты хорошо согласуются также с данными [14], где в атмосфере водорода наблюдалось существенное ускорение выхода дейтерия из поликристаллического вольфрама при температуре 473 К и выше. Доля оставшегося в вольфраме дейтерия после выдержки была несколько больше, что может быть связано с различной структурой дефектов в материалах.

ОБСУЖДЕНИЕ

Как можно видеть из экспериментальных данных, добавление водорода увеличивает скорость выхода захваченного дейтерия для исследованных температур. Однако механизм замещения дейтерия протием может быть разный. Вольфрам обладает очень высокой теплотой растворения водорода ($Q_s = 1,03$ эВ [22]), и при комнатной температуре вероятность проникновения водорода в объём материала из газа очень мала. При этом вероятность адсорбции на поверхность гораздо больше. Поэтому можно предположить, что основной вклад водорода в ускорение десорбции дейтерия при комнатной температуре — это ускорение десорбции с поверхности.

Обычно считается, что коэффициент рекомбинации дейтерия на чистой поверхности вольфрама очень большой и не ограничивает скорость выхода частиц из объёма материала даже при комнатной температуре. В экспериментах по облучению вольфрама ионным пучком [23], например, выход дейтерия продолжался длительное время после остановки облучения, и за первые 3 ч вышло около 60% захваченного дейтерия. Можно предположить, что и в наших экспериментах дейтерий из растворённого состояния и наиболее слабых ловушек покидает образец в течение первого часа, который проходил между напылением и ТДС-анализом в контрольных экспериментах. Отсутствие дополнительного снижения концентрации дейтерия при выдержке в вакууме ($5 \cdot 10^{-5}$ Па) в течение 18 ч может говорить о снижении эффективности рекомбинации в условиях нашего эксперимента за счёт окисления поверхности либо о том, что весь дейтерий из ловушек с низкой энергией покидал плёнку за первый час, что приводило к существенному уменьшению концентрации растворённого водорода и водорода в адсорбированном состоянии. В случае, если причиной остановки десорбции при выдержке в вакууме является окисление поверхности, роль протия вполне возможно заключается в предотвращении окисления поверхности и увеличении скорости рекомбинации, что и приводит к дополнительному выходу дейтерия при комнатной температуре. Если десорбция прекращается из-за опустошения ловушек с низкой энергией связи, присутствие протия может приводить к упрощённому выходу водорода из ловушек, однако требуется проникновение значительного количества водорода в объём вольфрама уже при этой температуре.

Было проведено моделирование в одномерном диффузионном коде TMAP7 в предположении одного типа равномерно распределённых ловушек, бесконечной скорости рекомбинации на чистой поверхности (нулевой концентрации дейтерия на поверхности), запертой границы с подложкой и коэффициента диффузии из работы [22]. Для трёх различных температур (293, 393, 473 К) была найдена энергия выхода дейтерия из дефекта, при которой из полностью заполненных ловушек с концентрацией 2% ат. за 18 ч выходит 90% частиц. Для выдержки при температуре 293 К энергия выхода дейтерия из ловушек составила 0,87 эВ, для 373 К — 1,2 эВ, для 473 К — 1,4 эВ. Это хорошо согласуется со сделанными в [12] оценками энергий выхода дейтерия из ловушек ($0,74 \pm 0,08$, $1,18 \pm 0,12$ и $1,56 \pm 0,16$ эВ) для соосаждённых в аналогичных условиях W—D-плёнок, полученными на основании температурной зависимости интегрального накопления дейтерия. Таким образом, в случае если поверхность плёнки остаётся чистой в течение длительного времени, при комнатной температуре возможен активный выход из ловушек первого типа (с энергией ~0,8 эВ), а при температуре 373 К — из ловушек и первого, и второго типа (с энергией ~1,2 эВ). Выход дейтерия из ловушек третьего типа (с энергией ~1,6 эВ) и, возможно, присутствующих в плёнке в небольшой концентрации более высокоэнергетичных ловушек, а также из ловушек второго типа при комнатной температуре требует предположения дополнительных механизмов.

Можно предположить, что дополнительный механизм замещения дейтерия протием связан со снижением энергии связи ловушек по мере их заполнения водородом (подробно рассмотрено в [24]). С увеличением температуры растёт эффективность абсорбции водорода в объём материала. Это хорошо видно по резкому увеличению количества протия в образцах после выдержки при максимальной температуре. Растёт также скорость диффузии, что даёт возможность протию насыщать соосаждённый слой целиком. Увеличение суммарной концентрации двух изотопов в вольфраме и захват протия в ловушки, заполненные дейтерием, может привести к снижению энергии связи дейтерия с ловушками, что облегчает его выход из ловушек.

Остаётся не до конца ясным, почему происходит снижение амплитуды высокотемпературных пиков даже при выдержке в водороде при комнатной температуре. Подобное явление наблюдалось в [23] и для поликристаллического вольфрама.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование эффективности удаления дейтерия из вольфрамовых слоёв в вакууме и в атмосфере водорода. Показано, что с ростом температуры эффективность удаления дейтерия растёт, наличие протия ускоряет этот процесс для всех исследованных температур, начиная с комнатной. При выдержке соосаждённых слоёв толщиной 100 и 500 нм в течение 18 ч в атмосфере протия при температуре 473 К наблюдалось практически полное удаление дейтерия из них. При этом осаждённые слои накапливали протий, и его содержание в плёнке возрастало с температурой.

На основе моделирования был проведён анализ скорости выхода дейтерия из дефектов с различной энергией связи. Показано, что из большей части ловушек, характерных для исследуемых слоёв, дейтерий может выходить при температуре 373 К при условии чистой поверхности. Поэтому предполагается, что одним из основных факторов ускорения выхода дейтерия было ускорение десорбции с поверхности. Дополнительным фактором, обеспечивающим выход дейтерия из наиболее сильных ловушек, может быть снижение энергии связи дейтерия с ними при большой концентрации водорода в них.

Можно сделать вывод, что технология изотопного замещения может быть эффективной для удаления трития из соосаждённых слоёв в термоядерных установках даже при относительно небольших температурах порядка 200 °С

Работа была выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 17-72-20191.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Roth J. et al.** Recent analysis of key plasma wall interactions issues for ITER. — *J. Nucl. Mater.*, 2009, vol. 390—391, p. 1—9.
2. **Widdowson A. et al.** Overview of fuel inventory in JET with the ITER-like wall. — *Nucl. Fusion.*, 2017, vol. 57, № 8, p. 086045.
3. **Widdowson A. et al.** Deposition of impurity metals during campaigns with the JET ITER-like wall. — *Nucl. Mater. Energy*, 2019, vol. 19, p. 218—224.
4. **Doerner R.P., Tynan G.R., Schmid K.** Implications of PMI and wall material choice on fusion reactor tritium self-sufficiency. — *Nucl. Mater. Energy*, 2019, vol. 18, p. 56—61.
5. **Roth J. et al.** Tritium inventory in ITER plasma-facing materials and tritium removal procedures. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2008, vol. 50, № 10, p. 103001.
6. **Krat S. et al.** Hydrocarbon film deposition inside cavity samples in remote areas of the JET divertor during the 1999—2001 and 2005—2009 campaigns. — *J. Nucl. Mater.*, 2015, vol. 463, p. 822—826.
7. **De Temmerman G. et al.** An empirical scaling for deuterium retention in co-deposited beryllium layers. — *Nucl. Fusion*, 2008, vol. 48, № 7, p. 075008.
8. **Bulgadaryan D. et al.** Facility and the method for MEIS analysis of layers redeposited in plasma devices. — *J. Phys. Conf. Ser.*, 2016, vol. 748, № 1, p. 012016.
9. **Pitts R.A. et al.** A full tungsten divertor for ITER: physics issues and design status. — *J. Nucl. Mater.*, 2013, vol. 438, p. S48—S56.
10. **De Temmerman G., Doerner R.P.** Deuterium retention and release in tungsten co-deposited layers. — *J. Nucl. Mater. Elsevier B.V.*, 2009, vol. 389, № 3, p. 479—483.
11. **Alimov V.K. et al.** Deuterium trapping in tungsten deposition layers formed by deuterium plasma sputtering. — *J. Nucl. Mater.*, 2010, vol. 399, № 2—3, p. 225—230.
12. **Krat S. et al.** Tungsten-deuterium co-deposition: experiment and analytical description. — *Vacuum*, 2018, vol. 149, p. 23—28.
13. **Roth J. et al.** Hydrogen isotope exchange in tungsten: discussion as removal method for tritium. — *J. Nucl. Mater.*, 2013, vol. 432, № 1—3, p. 341—347.

14. **Ahlgren T. et al.** Hydrogen isotope exchange in tungsten during annealing in hydrogen atmosphere. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, № 2, p. 026016.
15. **Krat S. et al.** Comparison of erosion and deposition in JET divertor during the first three ITER-like wall campaigns. — Phys. Scr., 2020, vol. T171, p. 014059.
16. **Ruset C. et al.** The emissivity of W coatings deposited on carbon materials for fusion applications — Fusion Eng. Des., 2017, vol. 114, p. 192—195.
17. **Grigore E. et al.** The structure of the tungsten coatings deposited by combined magnetron sputtering and ion implantation for nuclear fusion applications. — Fusion Eng. Des., 2015, vol. 98—99, p. 1314—1317.
18. **Krat S.A. et al.** A setup for study of co-deposited films. — J. Instrum., 2020, vol. 15, № 01, p. P01011—P01011.
19. **Rusinov A.A. et al.** A setup for thermodesorption measurements. — Instruments Exp. Techn., 2009, vol. 52, № 6, p. 871—876.
20. **Elefeld H., van Veen A.** Void growth and thermal desorption of deuterium from voids in tungsten. — J. Nucl. Mater., 1994, vol. 212—215, p. 1421—1425.
21. **Ryabtsev S.A. et al.** On the annealing of radiation-induced point defects in tungsten. — J. Surf. Investig., 2016, vol. 10, № 3, p. 658—662.
22. **Frauenfelder R.** Solution and diffusion of hydrogen in tungsten. — J. Vac. Sci. Technol., 1969, vol. 6, № 3, p. 388—397.
23. **Moshkunov K.A. et al.** Air exposure and sample storage time influence on hydrogen release from tungsten. — J. Nucl. Mater., 2010, vol. 404, № 3, p. 174—177.
24. **Schmid K., von Toussaint U., Schwarz-Selinger T.** Transport of hydrogen in metals with occupancy dependent trap energies. — J. Appl. Phys., 2014, vol. 116, № 13, p. 134901.

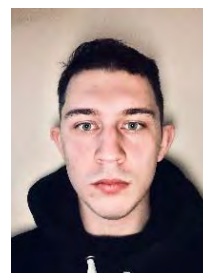
**НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»,
115409 МОСКВА, КАШИРСКОЕ ШОССЕ 31, РОССИЯ**



Степан Андреевич Крат, научный сотрудник, к.ф.-м.н.
stepan.krat@gmail.com



Яна Андреевна Васина, инженер, аспирант
ian.vasina@yandex.ru



Александр Сергеевич Пришвицын, инженер, аспирант



Елена Алексеевна Фефелова, лаборант, студентка



Мария Алексеевна Попова, студентка



Александр Александрович Писарев, профессор, д.ф.-м.н.



Юрий Микаэлович Гаспарян, доцент, к.ф.-м.н.
yura@plasma.mephi.ru

Статья поступила в редакцию 21 апреля 2020 г.
После доработки 15 июня 2020 г.
Принята к публикации 5 августа 2020 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 71—78.

УДК 621.039.643:533.951.2:621.039.623

ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ЭЦР-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

*Д.Г. Васильков^{1,2}, Г.М. Батанов¹, В.Д. Борзосеков¹, И.Ю. Вафин¹, С.Е. Гребенщиков¹, И.А. Гришина¹,
В.А. Иванов¹, А.А. Летунов¹, В.П. Логвиненко^{1,3}, А.И. Мецерыков¹, М.Н. Петрова^{1,2}, В.Д. Степахин¹,
Н.К. Харчев¹, Ю.В. Хольнов¹*

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

³Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

Метод электронно-циклотронного резонанса является одним из основных для нагрева плазмы в современных термоядерных установках. Закономерности ионизации и нагрева плазмы СВЧ-волнами являются актуальными для повышения температуры электронного компонента плазмы до необходимых значений. В данной статье представлены результаты исследования динамики создания и нагрева высокотемпературной плазмы, удерживаемой в магнитной ловушке-стеллараторе. Нагрев осуществлялся в импульсно-периодическом режиме в переменном во времени магнитном поле с регулируемым по амплитуде и времени импульсами СВЧ и паузами между ними, их длительность менялась в диапазоне 1—4 мс. При модуляции режимов ЭЦР-нагрева исследовалось поведение профилей электронной температуры и плотности, а также характеристики краевой плазмы.

Ключевые слова: плазма, стелларатор, импульсно-периодический режим нагрева, электронно-циклотронный нагрев, электронная плотность, электронная температура, зондовые характеристики.

PULSE-PERIODIC ECR-HEATING PLASMA MODE IN L-2M STELLARATOR

*D.G. Vasilkov^{1,2}, G.M. Batanov¹, V.D. Borzosekov¹, I.Yu. Vafin¹, S.E. Grebenschikov¹, I.A. Grishina¹,
V.A. Ivanov¹, A.A. Letunov¹, V.P. Logvinenko^{1,3}, A.I. Meshcheryakov¹, M.N. Petrova^{1,2}, V.D. Stepakhin¹,
N.K. Kharchev¹, Yu.V. Kholnov¹*

¹Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

³Peoples' Friendship University of Russia, Moscow, Russia

The electron cyclotron resonance method is one of the main methods for plasma heating in modern thermonuclear devices. Mechanisms of ionization and plasma heating by microwave waves are actual for increasing the temperature of the plasma's electron component to the required values. This article presents the results of analysis of the experiments on creation and heating of high-temperature plasma confined in a stellarator magnetic trap. Heating was carried out in a pulse-periodic mode in a time-varying magnetic field with microwave pulses regulated in amplitude and time with pauses between them; their duration varied in the range of 1—4 ms. Dynamic of the electron temperature and density profiles were investigated with the EC-heating modulating as well as the edge plasma features.

Key words: plasma, stellarator, pulse-periodic heating mode, electron-cyclotron heating, electron density, electron temperature, probe characteristics.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-79-89

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время продолжают различные исследования в поддержку реализации проекта управляемого термоядерного синтеза (УТС) с помощью магнитного удержания высокотемпературной плазмы в замкнутых ловушках. Наибольшие успехи в развитии достигнуты на токамаках, на физических принципах которых будет основываться крупнейший международный термоядерный проект — установка ИТЭР. К наиболее серьёзным трудностям в токамаках относятся проблемы, связанные с необходимостью наличия в них тока высоких значений (индукционного или создаваемого альтернативными методами). По этой причине активно изучаются альтернативные методы поддержания тока, такие как current-drive и др. Однако в любом случае с током связаны многочисленные неустойчивости, приводящие к срывам, что, в конечном итоге, может привести к полному распаду плазменного шнура и попаданию горячей плазмы на стенки вакуумной камеры, что является крайне нежелательным.

В связи с этим весьма перспективными являются исследования образования и нагрева плазмы безтоковыми методами, что в особенности распространено в стеллараторных системах, в которых в отли-

чие от токамаков суперпозиция магнитных полей, удерживающих плазму, создаётся с помощью внешних проводников, вследствие чего отсутствует необходимость в наличии тока, протекающего по плазме. Для получения такой плазмы можно использовать нагрев волнами или пучком нейтральных атомов.

ЭЦР-нагрев плазмы связан с некоторыми проблемами. Во-первых, сам эффект поглощения излучения на резонансных частотах сопряжён с явлением отсечки волны при критических значениях плотности, из чего следует необходимость контроля средней плотности и её пространственного распределения. Во-вторых, вклад энергии непосредственно идёт в электронный компонент, а нагрев ионного компонента осуществляется только за счёт кулоновских столкновений. В-третьих, существует проблема эффективности нагрева плазмы СВЧ-излучением, когда наблюдается непоглощение отдельных мод поляризации, а также различные эффекты из-за их трансформации. Необходим контроль за непоглотившимся излучением с целью повышения эффективности нагрева. Данной проблеме посвящены в настоящее время многие работы (экспериментальные и теоретические), например, исследование трансформации и измерение непоглощённого компонента излучения на установке Heliotron J [1].

В экспериментах на стеллараторе Л-2М одной из основных целей экспериментов было получение максимально возможной энергии плазмы, для чего в экспериментах постепенно увеличивалась мощность СВЧ-нагрева. Было установлено, что мощность СВЧ, определённая по калориметрическим измерениям (с учётом обыкновенной моды поляризации, не поглощаемой в плазме), существенно превышает измеренную поглощённую мощность, причём доля непоглощённой мощности растёт с ростом мощности нагрева [2]. При создании и нагреве плазмы одиночными импульсами СВЧ после ионизации и пробоя газа наблюдается стадия роста сигнала dW/dt (и роста энергосодержания W), после чего начинается кратковременный (длительностью менее 1 мс) спад диамагнитного сигнала и выход W на стационарную стадию. Выяснилось, что резкое падение dW/dt определяет ограничение возможной максимальной энергии плазмы. Нужно отметить, что при исследовании особенностей начальной стадии нагрева одиночным импульсом нужно учитывать процессы ионизации и пробоя газа, более простой представляется интерпретация дополнительного нагрева уже готовой плазмы. Отдельный интерес представляет физика процессов, происходящих в плазме при быстром изменении мощности ЭЦР-нагрева, в частности, при полном отключении (если этот механизм нагрева единственный, происходит релаксация параметров плазмы) и последующем включении при изменённых параметрах, например, при другом значении продольного магнитного поля. Подобную возможность представляют создание и нагрев плазмы с помощью набора импульсов — так называемый импульсно-периодический режим.

Ранее режим СВЧ-нагрева плазмы с помощью «пачки» одинаковых кратковременных импульсов в одном плазменном разряде применялся для разных целей на стеллараторах LHD [3] и Wendelstein 7-X [4]. В первой работе с помощью серии ультракоротких импульсов СВЧ изменялись свойства покрытия стенки вакуумной камеры. Во второй работе с помощью многоимпульсного разряда исследовались соотношения между градиентами параметров и потоками при условиях включения и выключения СВЧ-нагрева. В экспериментах на стеллараторе Л-2М предполагалось изучить, в первую очередь, эволюцию макропараметров плазмы (электрического поля и радиальных профилей температуры и плотности), впоследствии перейти к анализу параметров переноса и их связи с характеристиками турбулентности при подобном режиме нагрева.

В экспериментах на Л-2М подробно изучена стационарная стадия плазменного разряда при одиночных СВЧ-импульсах как экспериментально [5], так и теоретически [6], в частности, определены коэффициенты теплопроводности и диффузии по неоклассической модели с учётом аномального переноса.

В качестве следующего этапа исследований рассматривается изучение нестационарных процессов, в частности, быстрого изменения мощности потерь, перестройки профилей температуры, плотности и электрического поля и эволюции турбулентности при включении или выключении мощности СВЧ-нагрева. Для исследования процессов, происходящих в плазме, созданной в стеллараторной системе с помощью СВЧ-излучения, на установке Л-2М был предложен и разработан метод импульсно-периодического нагрева, представляющий собой последовательность СВЧ-импульсов с временными паузами между ними. Механизмы переноса при включении/выключении СВЧ можно детально исследовать.

При подобной схеме нагрева первый СВЧ-импульс ионизует газ и обеспечивает первоначальный нагрев плазмы, последующие импульсы создают дополнительный нагрев готовой плазмы (без потерь на ионизацию), а паузы между импульсами позволяют исследовать процессы остывания плазменного шну-

ра и перестройки профиля плотности в режиме релаксации. Кроме того, из-за особенностей системы электропитания продольного магнитного поля установки Л-2М значение магнитной индукции B_0 на оси в течение разряда меняется от 1,34 Тл (максимальное значение, резонанс в центре) до 1,33 Тл в стандартном разряде и в отдельных случаях до 1,23 Тл, когда смещение точки резонанса от геометрического центра уже значительно. В связи с этим существует возможность проследить эволюцию плазмы в условиях перемещения точки ЭЦ-резонанса в пространстве.

К большому сожалению, из-за особенностей системы питания магнитного поля его значение меняется непрерывно, т.е. меняется и пространственная локализация ЭЦ-резонанса. В связи с этим приходится выбирать небольшую длительность СВЧ-импульсов (до 20 мс), хотя возможности гиротронного комплекса позволяют получать импульсы существенно большей длительности (50 мс и выше). Подобная схема усложняет постановку задачи, однако в первом приближении можно качественно оценить влияние различных параметров на свойства плазмы.

Ранее для импульсно-периодического режима подробно изучались эволюция мощности потерь (по диамагнитному сигналу) и её связь с микропараметрами плазмы, в первую очередь, с уровнем флуктуаций рассеянного гиротронного излучения. В работе [2] описаны особенности энергобаланса и эволюции dW/dt в импульсно-периодическом режиме. В статье [7] подробно рассматривается связь между кратковременным спадом dW/dt мощности и эволюцией микротурбулентностей плазмы. В работе анализируются результаты доплеровской рефлектометрии и рассеяния гиротронного излучения. Обнаружено, что интенсивность турбулентности в разных частотных диапазонах существенно возрастает в момент кратковременного спада диамагнитного сигнала.

Целями работы являются изучение и качественный анализ (в первом приближении) эволюции макропараметров плазмы при различных режимах модуляции ЭЦР-нагрева — анализ эволюции профилей электронной температуры, электронной плотности и электрического поля в краевой области плазмы. Исследование планируется в дальнейшем дополнить моделированием и количественными оценками параметров переноса.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Установка Л2-М (ИОФ РАН) представляет собой классический двухзаходный стелларатор. Большой радиус системы $R = 100$ см, средний радиус плазмы $a = 11,5$ см, число заходов винтового поля $N = 2$, магнитное поле на оси камеры $B_0 = 1—1,4$ Тл, угол вращательного преобразования на оси $\iota_0 = 0,18$, угол вращательного преобразования на границе $\iota_a = 0,78$, амплитудный коэффициент винтового поля $\varepsilon = 0,228$. Внешний вид установки представлен на рис. 1, подробное описание дано в работе [8].

Эксперименты проводились с водородной плазмой при условии боронизации стенок вакуумной камеры [9]. Давление плазмы сравнительно мало $\beta \leq 0,2\%$ (β — усреднённое по объёму отношение давления плазмы к давлению магнитного поля). Присутствует небольшой положительный (т.е. увеличивающий вращательное преобразование) ток $I_p < 1$ кА (бутстреп-ток), который не может заметно изменить шир, нарушить равновесие и быть причиной крупномасштабных неустойчивостей. Энергетическое время жизни плазмы в стандартных экспериментах достаточно мало ($\sim 1—2$ мс).

Диагностический комплекс стелларатора Л-2М позволяет проводить измерения энергии плазмы W и поглощённой мощности нагрева [5], радиального распределения электронной температуры методами рентгеновских измерений, циклотронного излучения и спектроскопии в видимом диапазоне, профилей

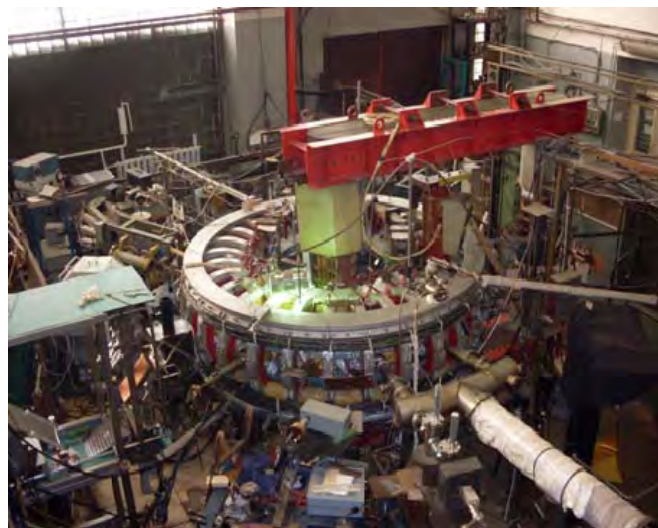


Рис. 1. Внешний вид стелларатора Л-2М

электронной плотности с помощью микроволнового и лазерного интерферометров, локальных характеристик плазмы с помощью ленгмюровских и магнитных зондов и доплеровской рефлектометрии, а также регистрацию рассеянного гиротронного излучения на флуктуациях плотности плазмы.

Основным методом создания и нагрева плазмы является ЭЦР-нагрев, осуществляемый с помощью гиротронного комплекса, также возможно использование омического нагрева (в первую очередь, для изменения структуры магнитного поля). Модернизированный гиротронный комплекс МИГ-3, созданный в 2009—2010 гг., состоит из двух гиротронов Борец (фирма «ГИКОМ») с рекуперацией энергии электронного пучка: первый гиротрон мощностью до $P = 0,8$ МВт частотой 75 ГГц; второй гиротрон мощностью до 0,7 МВт и перестройкой частоты на 71,5, 74,8 и 78,2 ГГц [10]. В представленной серии область поглощения СВЧ-мощности была локализована в центре сечения плазменного шнура при максимальном значении резонансного поля $B_0 = 1,34$ Тл.

Ранее проводились стандартные одноимпульсные эксперименты по ЭЦР-нагреву плазмы на частоте 75 ГГц в диапазоне мощности 50—300 кВт [5]. В дальнейшем (после модернизации гиротронного комплекса) в экспериментах по ЭЦР-нагреву плазмы одиночными импульсами СВЧ-мощность нагрева достигла 800 кВт (или удельная мощность нагрева до 3,2 МВт/м³). Кроме того, была проведена серия экспериментов с двумя гиротронами, что позволило создавать частично пересекающиеся во времени два импульса СВЧ-нагрева. Результаты экспериментов при различной модуляции мощности ЭЦР-нагрева с помощью двух гиротронов опубликованы в работах [11—13], осциллограммы основных параметров типичного разряда показаны на рис. 2. Плазма создавалась первым гиротроном мощностью $P_1 \sim 100$ кВт, через 9 мс включается второй гиротрон мощностью $P_2 \sim 200$ кВт. Наиболее существенным выводом из анализа данных осциллограмм является тот факт, что при включении второго гиротрона сразу возрастает электронная температура во всех пространственных точках измерения циклотронного излучения (на рисунке представлены сигналы из двух точек) и соответственно энергия плазмы, в то время как средняя по диаметру плотность начинает существенно возрастать с задержкой ~ 2 мс, после чего начинает спадать температура, причём ещё до выключения СВЧ. На более поздней стадии разряда смещение области энерговклада уже значительно, и из-за появления дополнительных сложностей анализ, как и в более ранних статьях [2, 7], ограничивается вторым импульсом. Энергия же начинает линейно спадать только после выключения нагрева.

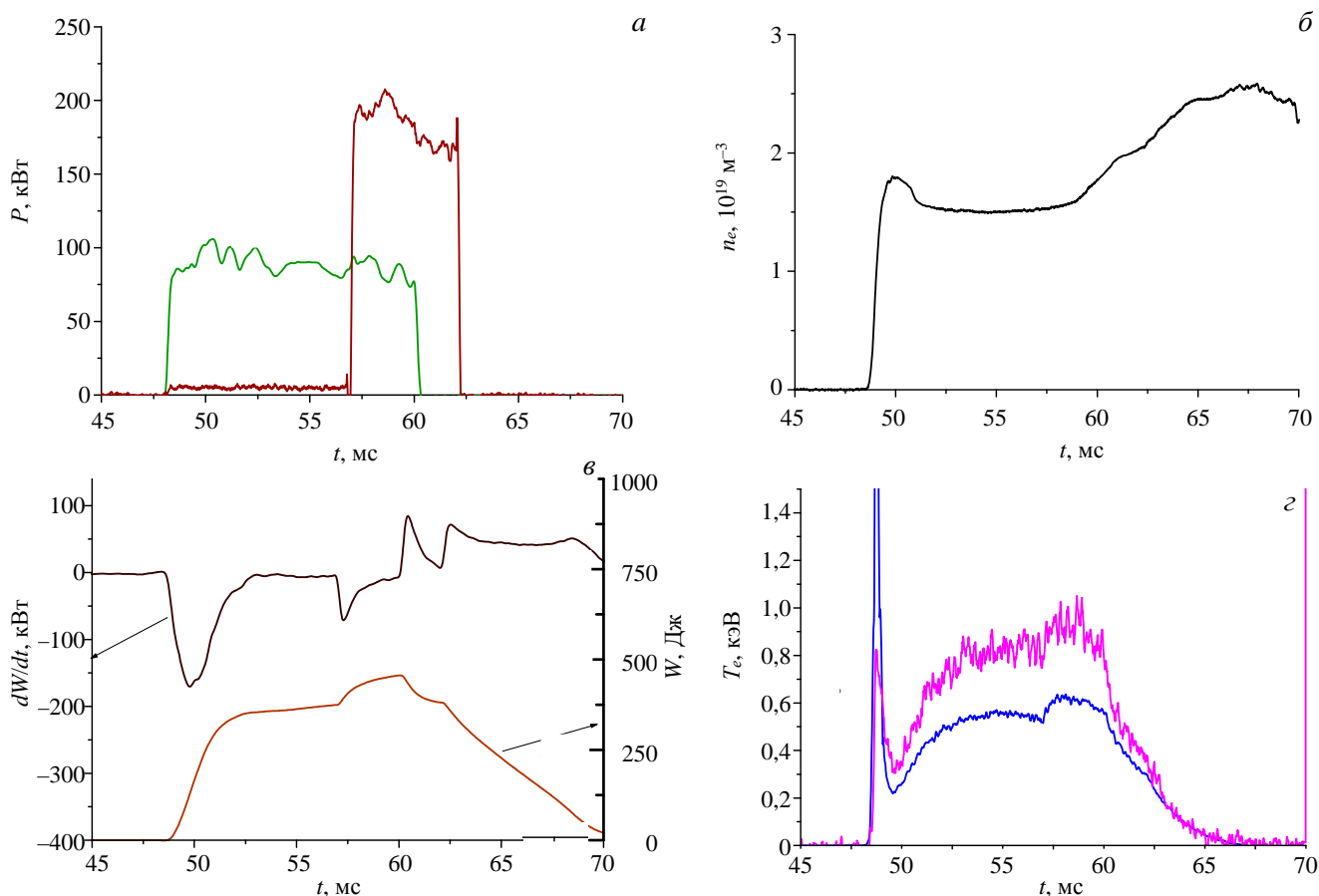


Рис. 2. Временная эволюция основных параметров разряда при работе двух гиротронов, импульс № 19 643: мощность ЭЦР-нагрева (— P_1 , — P_2) (а); средняя по диаметру электронная плотность (б); сигнал диамагнитной диагностики dW/dt (—) и энергия плазмы W (—) (в); электронная температура в центре T_e (—) и на 0,7 радиуса (—) (г)

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящих экспериментах были отработаны различные режимы временной модуляции гиротронного излучения, при этом менялась длительность СВЧ-импульсов и пауз в одном плазменном разряде. Используемые режимы работы представлены в таблице, мощность гиротрона составляла 300—400 кВт. Основные измеренные параметры для некоторых режимов представлены на рис. 3—5.

Различные режимы модуляции СВЧ-импульса

Количество импульсов	Длительность импульса t_h , мс	Временной промежуток между соседними импульсами t_p , мс
2	4	4
3	2,5	6
3	4	2
4	1	4
4	2,5	2,5
4	2,5	5
5	1	4

Рассмотрим эволюцию основных параметров при импульсно-периодическом режиме. Во всех представленных случаях инициация разряда с помощью первого СВЧ-импульса начинается на 48-й мс, энергетическое время жизни на стадии нагрева составляет ~ 1 мс. В первом рассмотренном случае гиротрон создаёт три импульса мощностью $P \sim 340$ кВт, длительностью $t_h \sim 2,5$ мс каждый, длительность пауз $t_p \sim 6$ мс. Временная эволюция основных параметров плазмы показана на рис. 3. При включении первого импульса СВЧ происходят ионизация и пробой газа (см. рис. 3, б), сопровождаемый пиками надтеплого излучения (см. рис. 2, г). Практически сразу появляется сигнал dW/dt , достигающий до максимума спустя 2 мс, после чего начинается его падение. Выключение СВЧ сопровождается продолжением спада dW/dt и T_e , в то время как плотность слегка подрастает. При втором СВЧ-импульсе в центре плазменного шнура происходит падение плотности, а температура, упавшая до значения ~ 100 эВ, резко подрастает вместе с энергией. Необходимо отметить, что строго условия резонанса в центре реализуются на 55-й мс, а в более позд-

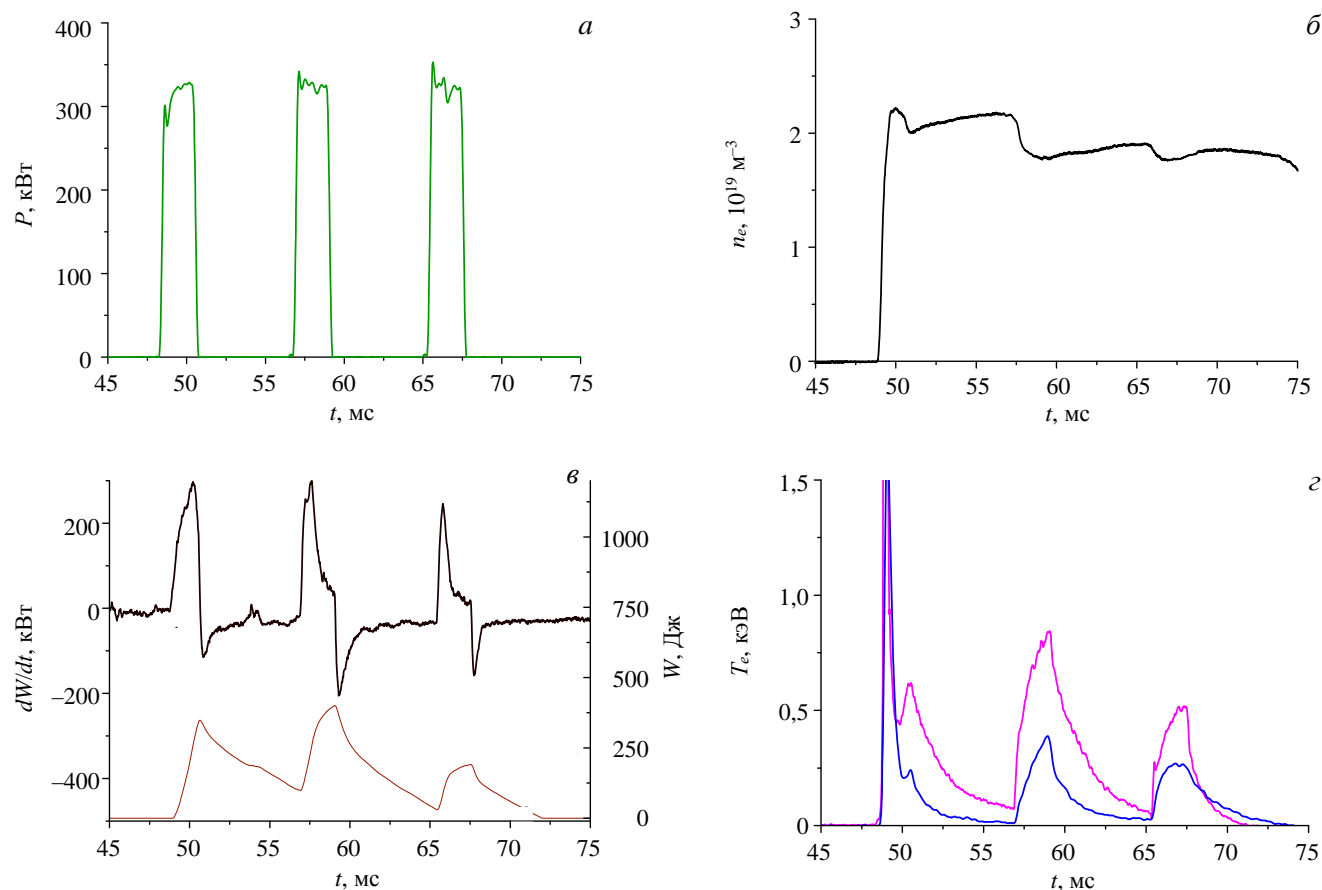


Рис. 3. Временная эволюция основных параметров разряда в импульсно-периодическом режиме (три импульса гиротрона), разряд № 21 355. Параметры аналогичны представленным на рис. 2

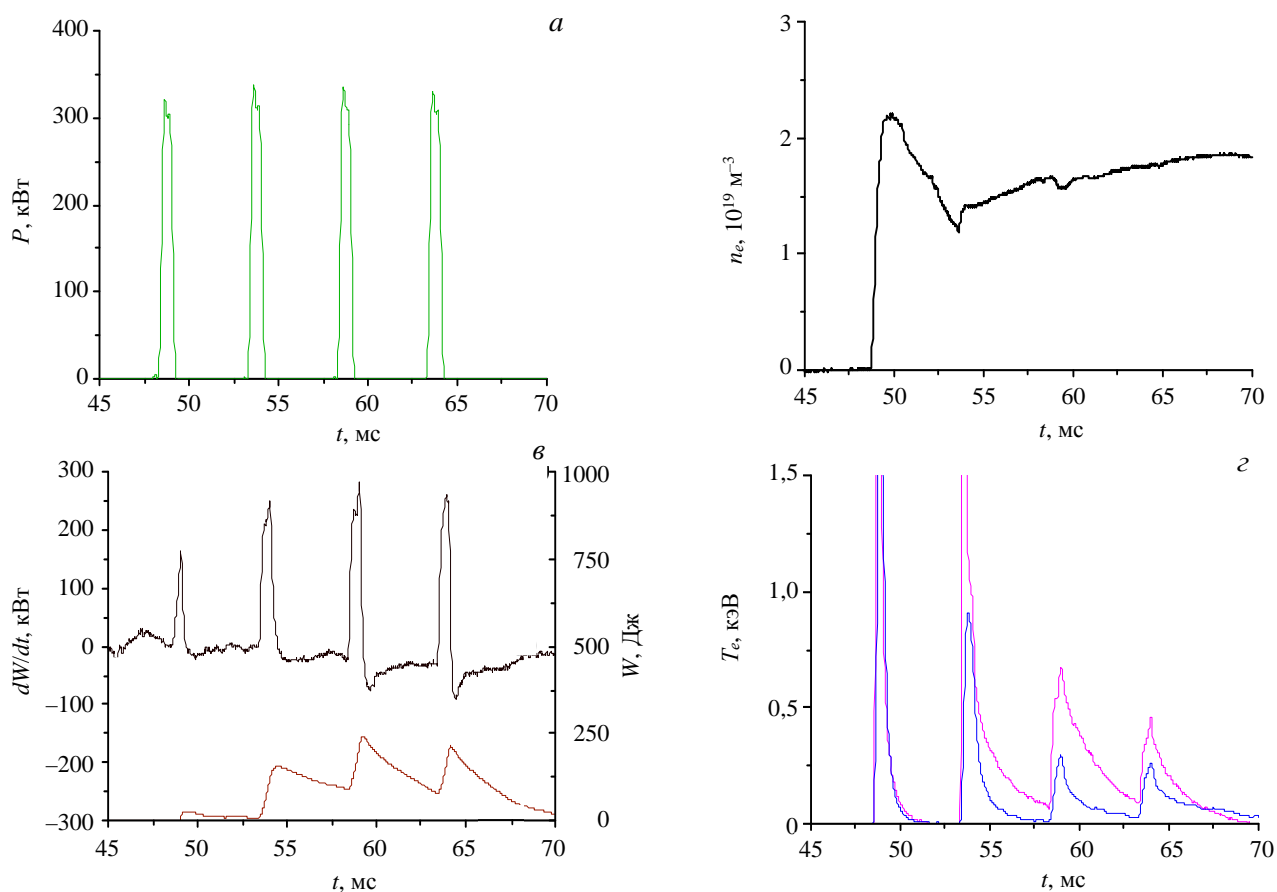


Рис. 4. Временная эволюция основных параметров разряда в импульсно-периодическом режиме (четыре импульса гиротрона), разряд № 21 360. Параметры аналогичны представленным на рис. 2

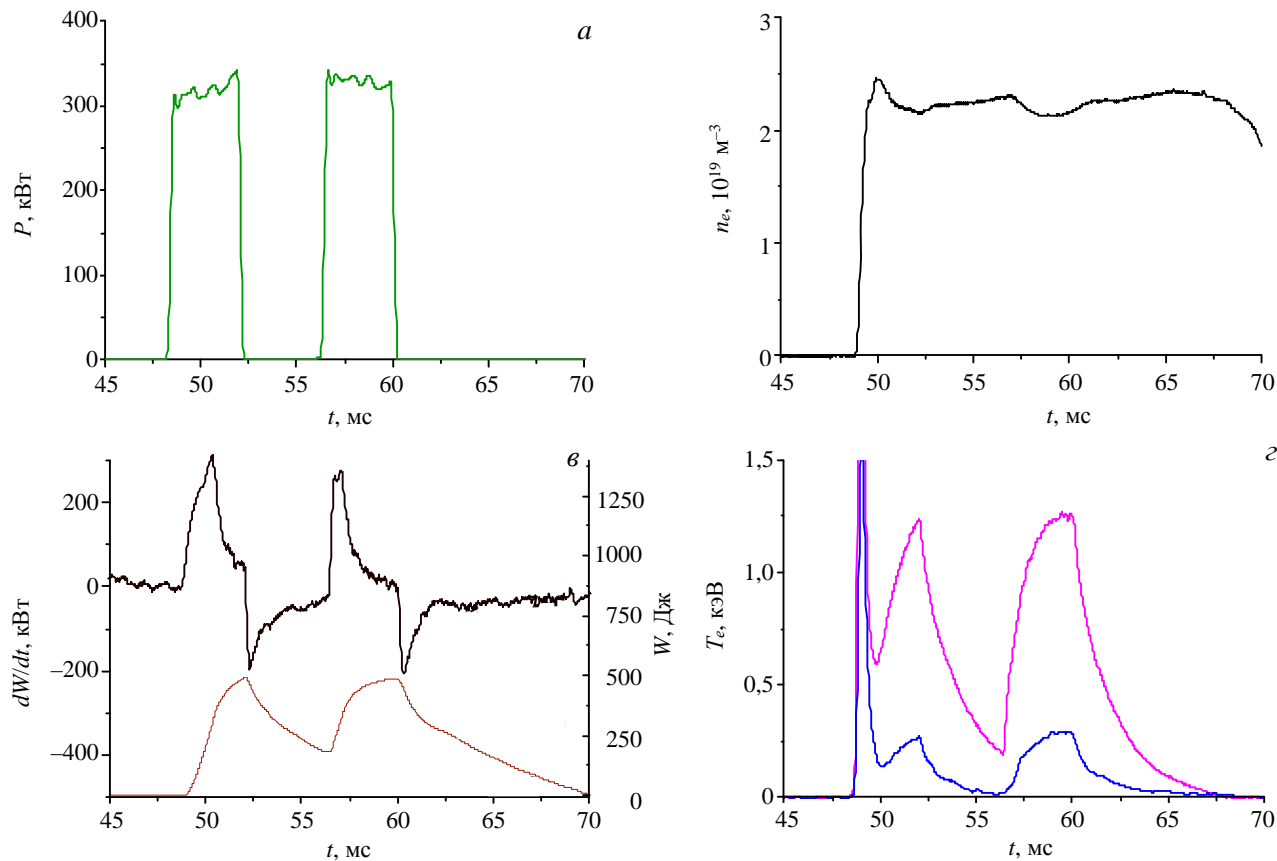


Рис. 5. Временная эволюция основных параметров разряда в импульсно-периодическом режиме (два импульса гиротрона), разряд № 21 395. Параметры аналогичны представленным на рис. 2

ние моменты времени резонансная зона смещается к внутреннему обходу тора и уменьшается эффективность поглощения СВЧ-мощности. Эффект ухудшенного поглощения хорошо виден при третьем импульсе СВЧ (температура в центре в 1,5, энергия в 2 раза меньше соответствующих значений при втором импульсе, в то время как мощность всех трёх импульсов одинакова). Во время третьего импульса продольное магнитное поле падает от значения 1,28 до 1,23 Тл, т.е. поглощение СВЧ уже сильно отличается от оптимального режима. Исследование подобных условий ЭЦР-нагрева также представляет определённый интерес.

Импульсы СВЧ малой длительностью с достаточно продолжительными паузами между ними показаны на рис. 4. В данном случае гиротрон создаёт четыре импульса мощностью $P \sim 330$ кВт, длительностью $t_h \sim 1$ мс каждый с тремя паузами длительностью $t_p \sim 4$ мс. После первого импульса СВЧ-энергия достигает значения 50 Дж, значение температуры по сигналу ЭЦ-диагностики определить невозможно — на осциллограмме наблюдается пик, связанный с появлением надтеплого излучения. Интерпретация сигнала данной диагностики для корректного определения электронной температуры дана в статье [15]. К сожалению, на установке в настоящее время нет отдельной диагностики, позволяющей более корректно изучить характер надтеплого излучения.

В паузе температура падает почти до нуля, плотность также резко падает, но до значения $\sim 1,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Во втором импульсе также наблюдается пик надтеплого излучения, после которого в двух последних импульсах максимальная температура достигает менее высоких значений, а средняя плотность монотонно возрастает, практически не реагируя на включение и выключение СВЧ.

Наиболее подробно исследовался последний режим с двумя импульсами СВЧ и одной паузой. Временная эволюция основных параметров разряда показана на рис. 5. Здесь гиротрон создаёт два импульса мощностью $P \sim 320$ кВт, длительностью $t_h \sim 4$ мс каждый, длительность паузы также $t_p \sim 4$ мс. Предполагалось, что первый импульс служит для ионизации и первичного нагрева плазмы, а второй — для дальнейшего нагрева готовой плазмы (по аналогии с ранее проводившимися экспериментами с двумя гиротронами) [10—12]. В данном случае наибольший интерес представляют динамика параметров при включении и выключении мощности во втором импульсе, когда энерговклад идёт в уже существующую плазму, и соответствующие переходные процессы в плазме. В связи с этим методами многохордовой рентгеновской диагностики и регистрации циклотронного излучения на второй гармонике гирочастоты (68—81 ГГц) были измерены радиальные профили электронной температуры в моменты времени, соответствующие максимуму и минимуму температуры (см. рис. 5, з). Абсолютные значения температуры определялись методом рентгеновской спектрометрии.

На рис. 6 показаны радиальные профили электронной температуры, полученные по измерению циклотронного излучения на различных частотах и соответственно в различных точках объёма плазмы. Значения представлены для двух моментов времени, соответствующих максимуму (во время нагрева) и минимуму (во время паузы) электронной температуры. Для максимума приведены точки, полученные по данным многохордовой рентгеновской диагностики. Видно, что во время паузы краевая область шнура остывает до значения ~ 80 эВ. Полученные экспериментальные результаты можно аппроксимировать параболой (в момент максимума) или распределением Гаусса (в момент минимума).

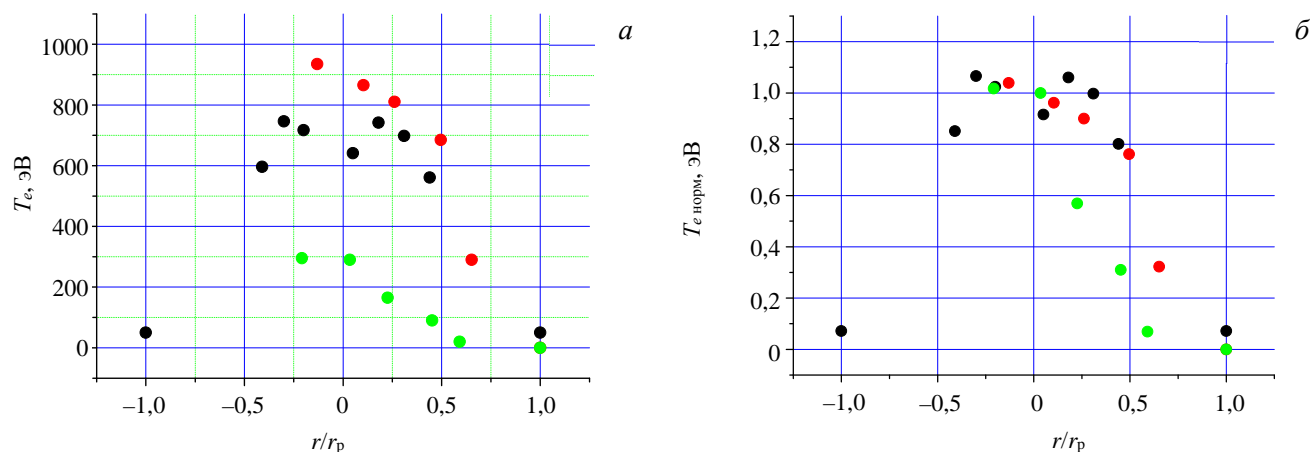


Рис. 6. Радиальный профиль электронной температуры, импульс № 21 362: *a* — абсолютные значения; *б* — нормированный профиль; ● — SXRмакс; ● — ЕСЕмакс; ● — ЕСЕмин

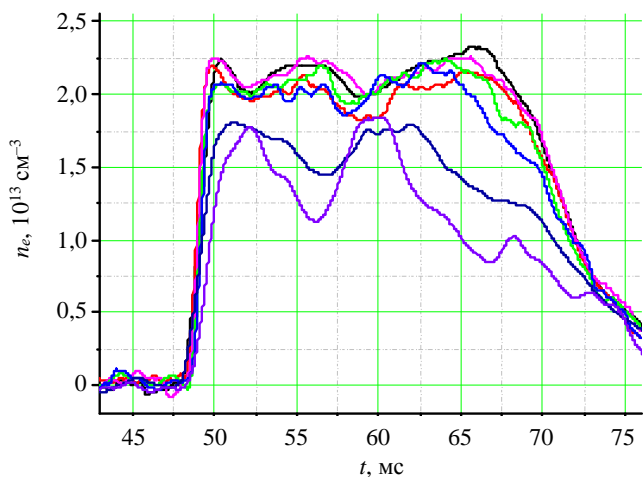


Рис. 7. Временная эволюция электронной плотности, полученная по семи хордам лазерного интерферометра: — 1, — 2, — 3, — 4, — 5, — 6, — 7

На рис. 7 показана эволюция электронной плотности, полученная по сигналам лазерного интерферометра (семь хорд). Подробнее методика описана в [16]. Представляет интерес тот факт, что в центральной области при включении второго импульса наблюдается падение плотности, что связано, видимо, с эффектом сильного выноса частиц из центра на периферию (так называемый эффект density pump-out). В краевой области включение СВЧ-нагрева приводит к существенному росту плотности, выключение — к падению. Также при включении импульсов нагрева наблюдается рост радиационных потерь (сигнал болометра), а также интенсивности видимого излучения (свечение линий H_α , примесей — ионизованного бора B_2 и углерода C_3).

Надо отметить, что эффект pump-out при ЭЦР-нагреве наблюдается в том или ином виде в большинстве токамаков и стеллараторов и варьируется от уплощения параболического профиля [17] до наблюдающихся в стеллараторе Л-2М «провала» в центре и роста на периферии, т.е. немонотонного характера профиля, когда значение плотности на периферии двукратно превышает значение в центре, т.е. в области энерговклада. Данный эффект активно изучается и интерпретируется. Известно, что на характер профиля плотности существенно влияет значение тока (или его отсутствие), а также рециклинг. В одиночных импульсах ЭЦР на стеллараторе Л-2М форма профиля электронной плотности с ростом мощности ЭЦР-нагрева меняется от плоской (аппроксимируемой параболой 6—8-й степени) до «провальной».

Крайевые эффекты в области сепаратрисы наиболее полно характеризуются сигналами, получаемыми с ленгмюровских зондов (плавающий потенциал V_f и ионный ток насыщения I_{sat}). Из этих сигналов можно оценить соответственно значение электрического потенциала плазмы в данной области и уровень его флуктуаций, а также среднее значение и флуктуации концентрации ионов. На рис. 8 показана дина-

мика

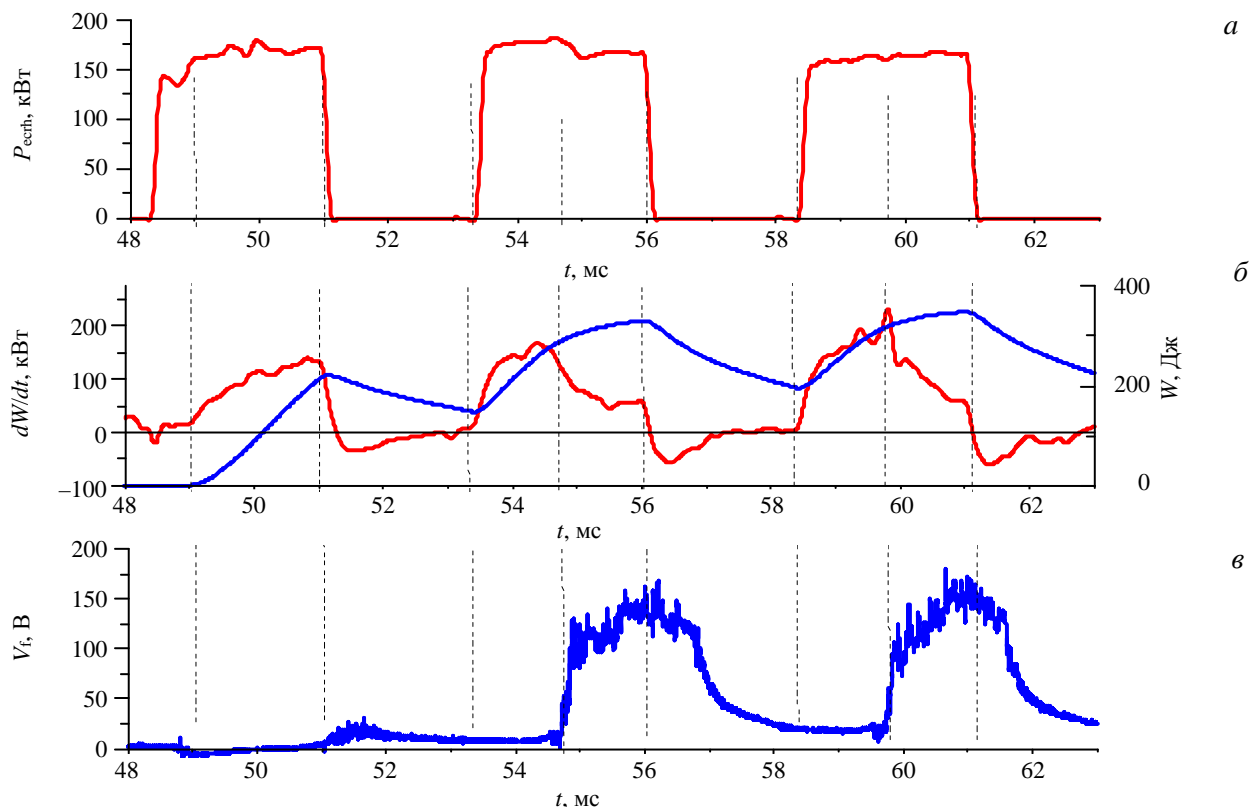


Рис. 8. Временная эволюция мощности ЭЦР-нагрева P (а), диамагнитный сигнал dW/dt и энергосодержание W (б), плавающий потенциал V_f на ленгмюровском зонде (в). Разряд № 20 276

мика плавающего потенциала в сравнении с основными макропараметрами плазмы. Сигнал получен с зонда, расположенного в верхней части камеры и вдвинутого на ~5 мм внутрь крайней магнитной поверхности. Особенностью сигналов V_f является появление в моменты времени, соответствующие сбросам dW/dt , потенциала (10—100 В), существенно превышающего фоновые значения. Интересным является тот факт, что такое поведение характерно как для одиночных импульсов, так и для каждого импульса в разряде импульсно-периодического режима, т.е. во время пауз огибающая потенциала также спадает практически до нуля.

Видно, что при первом импульсе плавающий потенциал растёт до значения порядка 20 В, после чего спадает (как и в случае одиночных СВЧ-импульсов, этот процесс совпадает по времени с резким падением сигнала dW/dt). Далее, во время паузы, значение потенциала составляет несколько вольт и сигнал не реагирует на второй СВЧ-импульс, однако при последующем сбросе его значение резко возрастает до 100—150 В. После выключения СВЧ потенциал уменьшается и с некоторой задержкой опять спадает до значения около 20 В, при дальнейшем включении СВЧ процесс повторяется. Как и в случае одиночного СВЧ-импульса, появление потенциала на краю совпадает с точкой максимума производной диамагнитного сигнала. Однако в этом случае потенциал спадает до уровня шума и снова растёт при переходном процессе второго импульса. Данный процесс совпадает по времени с падением и ростом температуры (см. рис. 6). Оценки электронной температуры по зондовым измерениям в моменты минимума дают значение порядка десятков эВ, что согласуется с значениями температуры в краевой области в момент паузы (см. рис. 6), полученными по сигналам циклотронного излучения.

Судя по всему, после СВЧ-импульса температура возрастает сначала в центре и далее увеличивается по всему радиусу до краевой области. В момент повышения температуры на краю резко растёт потенциал плазмы в этой области и растут конвективные потери, что и приводит к резкому спаду диамагнитного сигнала. Интересным является то, что кратковременный спад диамагнитного сигнала наблюдается как в режиме одиночных импульсов, так и в импульсно-периодическом режиме (в импульсах, начиная со второго), в которых энерговыделитель идёт уже в существующую плазму. Более подробно физические механизмы, отвечающие за данный эффект, фактически ограничивающий максимальное значение энергии плазмы, в настоящее время теоретически анализируются.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На стеллараторе Л-2М продемонстрирована возможность получения плазмы в импульсно-периодическом режиме в условиях электронно-циклотронного резонанса. Использовались различные режимы временной модуляции гиротронного излучения, при этом менялась длительность СВЧ-импульсов и пауз в одном плазменном разряде.

Число импульсов в разряде варьировалось от двух до пяти, длительность импульсов — от 1 до 4 мс, длительность пауз — от 2 до 6 мс, мощность гиротрона составляла 300—400 кВт. Для представленных режимов были измерены все основные макро- и микропараметры плазмы. Основное внимание уделялось изучению энергобаланса, поведению радиальных профилей электронной плотности и электронной концентрации и характеристикам пристеночной плазмы.

Обнаружено, что во время пауз температура в краевой области спадает до значений <100 эВ, при включении гиротрона снова резко возрастает на всех радиусах. Средняя плотность меняется мало, в центре наблюдается падение плотности (эффект *rimr-out*) в момент нагрева, во время пауз профиль выполаживается. В краевой области, наоборот, во время нагрева электронная плотность растёт, что связано, по-видимому, с выносом частиц из области ЭЦ-резонанса, а также с усилением взаимодействия краевой плазмы со стенками вакуумной камеры и дополнительным поступлением водорода и примесей со стенок. Быстрое падение сигнала dW/dt , наблюдаемое также в режимах одиночных СВЧ-импульсов, коррелирует с ростом потенциала на ленгмюровском зонде и ростом температуры на всём радиусе плазмы. Данный эффект, видимо, связан с ростом конвективных потерь в данный момент времени, причём этот механизм ограничивает рост энергосодержания плазмы и фактически определяет его максимальное значение. Подробнее особенности процессов переноса в импульсно-периодическом режиме, в том числе результаты моделирования, предполагается представить в следующих публикациях.

Авторы выражают благодарность экспериментальной группе стелларатора Л-2М и сотрудникам лаборатории «Рамус» за обеспечение проведения экспериментов и участие в них.

Работа выполнена по программе РАН «Конденсированное вещество и плазма при высоких плотностях энергии», а также за счёт средств проекта РФФИ № 18-02-00621.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

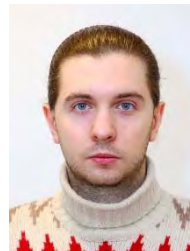
1. Nagasaki K. et al. Measurement of stray millimeter-wave radiation from a 70-GHz ECH/ECCD system in Heliotron J. — Fusion Engineering and Design, 2019, vol. 144, p. 40—45.
2. Гребенщиков С.Е. и др. Измерение поглощаемой СВЧ-мощности при ЭЦР-нагреве плазмы в стеллараторе Л-2М. — Прикладная физика, 2019, № 2, с. 5—14.
3. Itoh K. et al. Hysteresis and fast timescales in transport relations of toroidal plasmas. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, p. 102021.
4. Moiseenko V.E. et al. A scenario of pulsed ECRH wall conditioning in hydrogen for the Wendelstein 7-X helias. — Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics, 2019, vol. 25, № 1, p. 37—40.
5. Федянин О.И. и др. Энергобаланс плазмы в стеллараторе Л-2М. — Физика плазмы, 2007, т. 33, № 10, с. 880—890.
6. Коврижных Л.М. Моделирование процессов переноса в стеллараторах. — Там же, 2006, т. 32, № 12, с. 1070—1078.
7. Батанов Г.М. и др. Потери энергии и микротурбулентность при нестационарном ЭЦ-нагреве плазмы на стеллараторе Л-2М. — Там же, 2019, т. 45, № 8, с. 685—694.
8. Abrakov V.V. et al. High power density electron cyclotron experiments in the L-2M stellarator. — Nuclear Fusion, 1997, vol. 37, p. 233.
9. Мещеряков А.И. и др. Влияние боронизации вакуумной камеры на параметры плазмы в стеллараторе Л-2М. — Физика плазмы, 2005, т. 31, № 6, с. 496—505.
10. Kharchev N.K. et al. Recent ECRH experiments in the L-2M stellarator with the use of a new high-power gyrotron. — Plasma and Fusion Research, 2011, vol. 6, p. 2402142.
11. Батанов Г.М. и др. Влияние турбулентности в переходном процессе электронно-циклотронного нагрева на стеллараторе Л-2М. — Письма в ЖЭТФ, 2015, т. 102, вып. 4, с. 245—249.
12. Батанов Г.М. и др. Транспортный переход в плазме стелларатора Л-2М: роль коротковолновой турбулентности. — Прикладная физика, 2015, № 6, с. 61—64.
13. Батанов Г.М. и др. Отражение и обратное рассеяние волн при удвоении плотности плазмы и смещении области гирорезонанса в условиях электронно-циклотронного нагрева плазмы на стеллараторе Л-2М. — Физика плазмы, 2016, т. 42, № 8, с. 707—715.
14. Сахаров А.С. и др. Численное моделирование спектров электронно-циклотронного излучения в условиях экспериментов на стеллараторе Л-2М. — Там же, 2006, т. 32, № 9, с. 794—801.
15. Князев А.В. и др. HCN-интерферометр для измерения распределения концентрации электронов в плазме стелларатора Л-2М. — Приборы и техника эксперимента, 2004, № 2, с. 105.
16. Касьянова Н.В., Андреев В.Ф. Исследования выноса частиц из центра плазмы после включения центрального ЭЦР-нагрева в токамаке Т-10. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 2, с. 73—83.



Дмитрий Григорьевич Васильков, к.ф.-м.н., с.н.с.; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия; доцент; МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Москва, ул. 2-я Бауманская 5, Россия



Георгий Михайлович Батанов, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия



Валентин Дмитриевич Борзосеков, к.ф.-м.н., с.н.с.; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия



Ильдар Юсупович Вафин, к.ф.-м.н., с.н.с.; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия



Станислав Евгеньевич Гребенщиков, к.ф.-м.н., заведующий лабораторией; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия



Ирина Анатольевна Гришина, к.ф.-м.н., с.н.с.; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия



Вячеслав Алексеевич Иванов, к.ф.-м.н., заведующий отделом физики плазмы; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия



Александр Алексеевич Легунов, к.ф.-м.н., с.н.т.; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия;



Владимир Павлович Логвиненко, научный сотрудник; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия; старший преподаватель; РУДН, 117198 Москва, ул. Миклухо-Маклая 6, Россия



Алексей Иванович Мещеряков, к.ф.-м.н., заведующий лабораторией; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия



Мария Николаевна Петрова, старший лаборант; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия; студент магистратуры; МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Москва, ул. 2-я Бауманская 5, Россия



Владимир Дмитриевич Степахин, к. техн. н., с.н.с.; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия



Николай Константинович Харчев, к.ф.-м.н., заведующий лабораторией; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия



Юрий Викторович Хольнов, к.ф.-м.н., с.н.с.; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Россия

Статья поступила в редакцию 17 февраля 2020 г.

После доработки 7 июля 2020 г.

Принята к публикации 5 августа 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 79—89.

УДК 533.9.07:621.039.61

ОБЛАСТЬ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ ТОКАМАКА МИФИСТ: ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА

Н.А. Кирнева^{1,2}, Г.М. Воробьев², С.А. Ганин², А.С. Дрозд², И.С. Кудашев², В.В. Кулагин², В.А. Курнаев²¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

В НИЯУ МИФИ создаётся малый сферический токамак МИФИСТ. Данная статья посвящена анализу рабочей области токамака МИФИСТ и моделированию омического режима в разных конфигурациях плазмы, которые могут быть в нём получены.

Ключевые слова: сферический токамак, омический нагрев, предельная плотность.

WORKING AREA OF THE MEPHIST TOKAMAK: PRELIMINAR ESTIMATION

N.A. Kirneva^{1,2}, G.M. Vorobjev², S.A. Ganin², A.S. Drozd², I.S. Kudashev², V.V. Kulagin², V.A. Kurnaev²¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

Small spherical tokamak MEPHIST is under construction at the NRNU MEPhI. This paper is devoted to the analysis of the working area of the MEPHIST tokamak and modeling of ohmic discharges in the different plasma configurations, which can be obtained in it.

Key words: spherical tokamak, ohmic heating, limit density.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-90-100

ВВЕДЕНИЕ

МИФИСТ — малый сферический токамак, разрабатываемый на кафедре физики плазмы НИЯУ МИФИ [1]. Основными задачами проекта являются подготовка кадров для работы в области управляемого термоядерного синтеза и отработка технологий контроля взаимодействия плазмы со стенками.

Большой радиус установки R_0 равен 25 см, малый радиус a составляет 13 см. Таким образом, МИФИСТ характеризуется низким значением аспектного отношения — $A = R_0/a = 1,9$, что относит его к классу сферических токамаков (СТ).

В настоящее время предполагается, что токамак МИФИСТ будет иметь две модификации — МИФИСТ-0 и МИФИСТ-1, основные проектные параметры которых представлены в табл. 1 в сравнении с параметрами других СТ.

Таблица 1. Сравнительные характеристики различных сферических токамаков

Установка	R_0 , см	a , см	A	κ^*	δ^*	B_T^* , Тл
МИФИСТ-0	25	13	1,9	2	0,3—0,5	0,24—0,5
МИФИСТ-1	25	13	1,9	2,5; 3	0,3—0,5	До 3
Глобус-М [2, 3]	36	24	1,5	2,2	0,45	0,4
Глобус-М2 [4, 5]	36	24	1,5	2,2	0,45	1,0
MAST [6, 7]	85	65	1,3	2,5	0,45	0,58
MAST Upgrade [6—8]	85	85	1,3	2,5	0,45	0,92
START [9, 10]	35	25	1,4	1,8	0,5	До 0,4
NSTX [11]	86	66	1,3	2,6	0,6	0,5
NSTX-U [11]	93	62	1,5	2,8	До 0,7	1,0
ST-40 [12]	40	24	1,7	2,5	0,3	3,0

* κ — вытянутость, δ — треугольность, B_T — магнитное поле на оси тора.

Преимущества конфигурации с малым аспектным отношением по сравнению с традиционными системами с $A > 2,5$ были показаны в 1970—1980-х гг. [13], к ним относятся:

- более высокие значения естественной вытянутости и треугольности ($\kappa_{\text{nat}} \sim 1 + A^{-2}$ [14]), что облегчает создание конфигурации плазменного шнура с высокими κ и δ ;
- увеличение магнитного шира в периферийной области плазмы;
- высокое значение $\beta = p_{\text{kin}}/p_{\text{mag}}$ (p_{kin} — газокINETическое давление плазмы, p_{mag} — давление магнитного поля), а значит высокий термоядерный выход в установке-реакторе;
- увеличение МГД-устойчивости и предельных значений β ;
- как следствие, увеличение бутстреп-тока, что смягчает требования к системам поддержания неиндукционного тока;
- при меньших значениях тороидального магнитного поля достигается большее значение тока плазмы при том же значении коэффициента запаса устойчивости на границе.

Всё это позволяет рассматривать сферические токамаки как привлекательную систему для создания установок следующего поколения (термоядерного источника нейтронов, гибридного реактора). На современных установках, параметры которых приведены в табл. 1, ведутся исследования, связанные с изучением особенностей процессов переноса, устойчивости плазмы, получения стационарных режимов, взаимодействия плазмы со стенкой и выбора оптимального материала первой стенки. Отметим, что на сферическом токамаке START наряду с хорошими параметрами удержания, высокими значениями вытянутости плазменного шнура (2—3) была продемонстрирована возможность получения высоких значений β ($\beta_T > 30\%$, $\beta_N = 4$) [10].

Основное направление развития современных экспериментов на сферических токамаках — увеличение тороидального магнитного поля. Из табл. 1 видно, что модернизация токамаков MAST, NSTX и Глобус-М приведёт к увеличению B_T в ~ 2 раза. Рабочие значения тороидального магнитного поля составят $B_T \sim 1$ Тл. Однако для увеличения термоядерного выхода необходимо дальнейшее увеличение B_T , нужны установки, работающие при магнитном поле порядка $B_T \sim 3$ —5 Тл. Сооружение таких СТ требует решения не только физических, но и инженерных, технологических задач. Чтобы продемонстрировать возможные пути решения данных проблем, в Великобритании был создан и начал работать сферический токамак ST-40, в котором в соответствии с проектом должны быть достигнуты значения тороидального магнитного поля $B_T \sim 3$ Тл [12].

Токамак МИФИСТ рассчитан на получение токов плазмы до 0,5 МА с длительностью плато тока не менее 10 мс при относительно простой электромагнитной системе и системе электропитания [1]. Первоначальные цели данного проекта заключаются в исследовании взаимодействия плазмы с обращёнными к ней материалами, отработке технологий применения жидких металлов, отработке новых методик диагностики плазмы и др. Однако нельзя не отметить тот факт, что по габаритам и величине тороидального магнитного поля малый сферический токамак МИФИСТ близок к установкам Глобус-М2 и ST-40, что может говорить о более широких возможностях данной установки.

В статье приведены оценки операционных пределов, характерных для двух конфигураций токамака МИФИСТ, а также определены режимы удержания, которые потенциально могут быть получены.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПЕРАЦИОННЫХ ПРЕДЕЛОВ ТОКАМАКА МИФИСТ

В данном разделе представлены метод расчёта и значения операционных пределов для модификаций токамака МИФИСТ-0 и МИФИСТ-1, исходя из геометрических параметров установок, приведённых в табл. 1. Для обеих модификаций были построены диаграммы Хьюгилла.

Предельные значения тока определены следующим образом:

— максимальный ток соответствует $q_a = 2$, где q — запас устойчивости с учётом геометрии токамака [15]:

$$q_a = \frac{5a^2 B_T}{I_p R_0} f_1(\kappa, \delta) f_2(A), \quad (1)$$

где $f_1(\kappa, \delta) = \frac{1 + \kappa^2(1 + 2\delta^2 - 1,2\delta^3)}{2}$; $f_2(A) = \frac{1,17 - 0,65/A}{(1 - A^{-2})^2}$; $A = R/a$; a — малый радиус плазменного шнура, м; B_T — тороидальное магнитное поле, Тл; I_p — ток плазмы, МА; R_0 — большой радиус тора, м; κ — вытянутость плазмы; δ — треугольность плазмы;

— для определённости при построении диаграмм минимальный ток ограничен условием $q_a = 15$. Снижение тока плазмы при неизменных прочих параметрах приводит к сужению токового канала, уменьшению области удержания и, как следствие, снижению энергосодержания плазмы. Кроме того, сужение токового канала может ухудшать отклик плазменного шнура на поля управления, что будет затруднять контроль устойчивости плазмы. Поэтому переход в область меньших токов кажется нецелесообразным, но не является невозможным.

Для плотности были взяты следующие пределы:

— предел Разумовой [13] по развитию пучков ускоренных электронов для минимальной плотности:

$$n_{e, \text{run}} = 0,07 \frac{I_p}{\pi \kappa a^2}; \tag{2}$$

— для оценки максимальной плотности рассматривались предел Гринвальда [16] и предел Мураками [16]:

$$n_{e, \text{Gw}} = \frac{I_p}{\pi a^2} \text{ — предел Гринвальда}; \tag{3}$$

$$n_{e, \text{max}} = \frac{B_T}{R} \text{ — предел Мураками}. \tag{4}$$

Отметим, что в формулах (2)—(4) значения плотности плазмы даются в 10^{20} м^{-3} .

Предполагалось, что предельная плотность для каждой конфигурации будет определяться минимальной из этих величин. Результаты расчётов показаны на рис. 1.

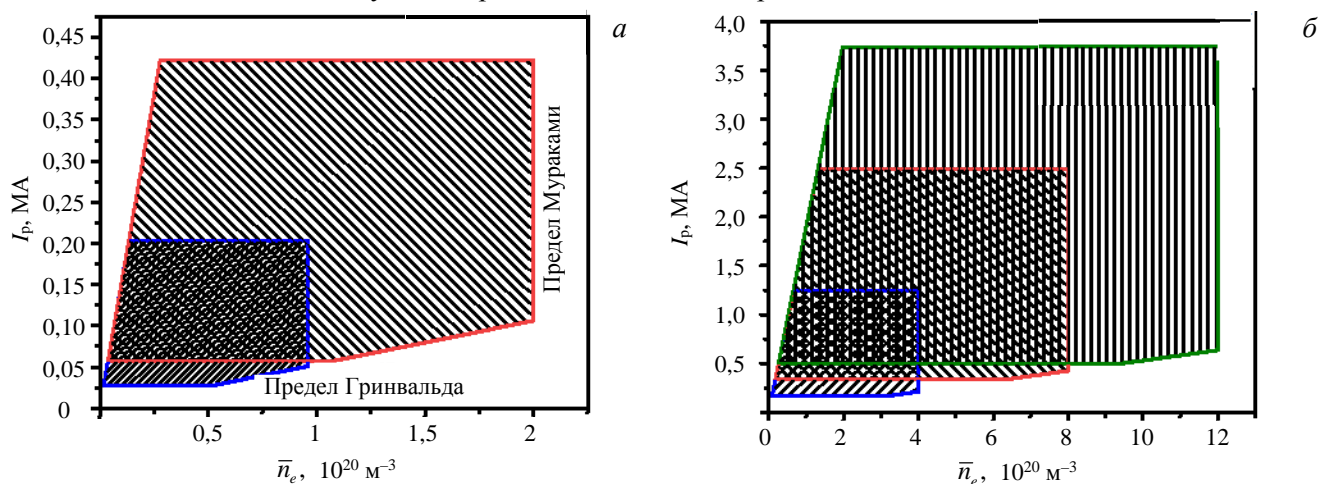


Рис. 1. Операционные пределы токамака МИФИСТ: а — МИФИСТ-0 ($\kappa = 2, \delta = 0,5$) для значений магнитного поля $B_T = 0,24$ (■) и $0,5$ Тл (■); б — МИФИСТ-1 ($\kappa = 2,5, \delta = 0,5$) для значений магнитного поля $B_T = 1$ (■), 2 (■) и 3 Тл (■)

Полученные диаграммы показывают ряд особенностей установки.

Из формулы (1) следует, что увеличение вытянутости и треугольности плазмы позволяет существенно расширить рабочий диапазон тока плазмы. Действительно, для токамака МИФИСТ значение фактора $f_1(\kappa, \delta)$ меняется от $f_1 = 2,8$ при $\kappa = 2$ и $\delta = 0,3$ до $f_1 = 6,5$ при $\kappa = 3$ и $\delta = 0,5$. Значение фактора $f_2(A)$ составляет $1,56$. Это означает, что предельно допустимое по физическим ограничениям значение тока возрастает более чем в 4 раза по сравнению со случаем $\kappa = 1, \delta = 0$. Хотя построенные диаграммы говорят о широких возможностях для проведения экспериментов при различных токах плазмы, в отсутствие системы дополнительной генерации тока реальная рабочая область ограничена теми значениями тока плазмы, которые способен создать индуктор. Согласно [1] предельные значения токов, которые будут ограничиваться параметрами ин-

дуктора и системой электропитания установки, составляют 0,1 МА для МИФИСТ-0, ~0,3 МА для МИФИСТ-1. Исходя из этих данных, МИФИСТ-0 будет работать при $q_a > 3,5$, а МИФИСТ-1 — при $q_a > 7$. Как видно на рис. 2, увеличение магнитного поля приводит к более сильному смещению рабочей области по q_a по сравнению с изменением треугольности при заданном значении вытянутости.

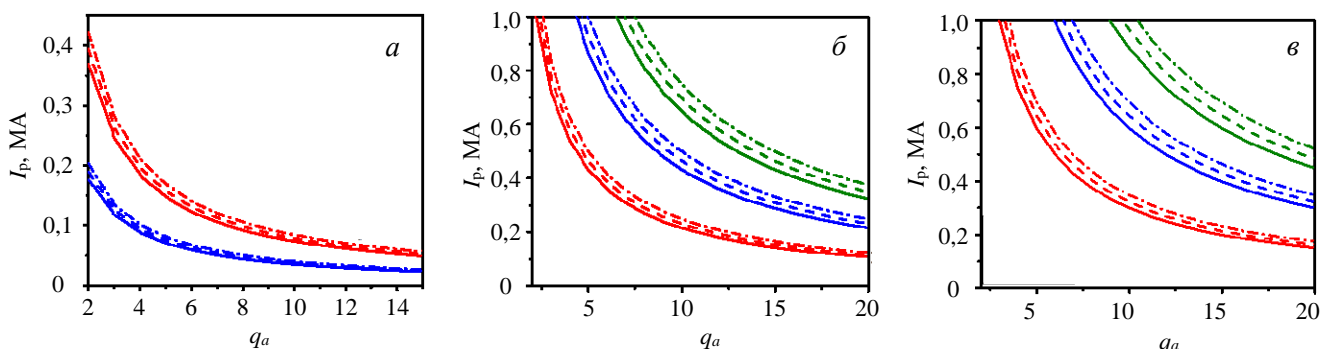


Рис. 2. Величины токов плазмы, при которых будут достигаться указанные значения q_a в конфигурациях установки МИФИСТ-0 (а) и МИФИСТ-1 (б — $\kappa = 2,5$; в — $\kappa = 3$). Значения магнитного поля $B_T = 0,5$ (■), $0,24$ Тл (■), 1 (■), 2 (■), 3 Тл (■) (б, в). Значения треугольности плазмы $\delta = 0,3$ (—), $0,4$ (---), $0,5$ (-·-·-)

Из-за пропорциональности предела Мураками величине тороидального магнитного поля увеличение B_T существенно повышает предельную плотность. Как видно на рис. 1, а, максимально допустимая плотность для конфигурации МИФИСТ-0 при $B_T = 0,24$ Тл составляет $n_{e, \max} \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. При поле $B_T = 0,5$ Тл максимальная плотность увеличивается вдвое, но при токах плазмы $I_p < 0,1$ МА ограничивается не пределом Мураками, а пределом Гринвальда. Достижение высоких плотностей является интересной задачей, которая связана с решением ряда технологических вопросов. Во-первых, при заполнении плазмы с помощью газонапуска увеличение плотности требует высоких потоков рабочего газа на периферии. Это будет приводить к охлаждению периферийной плазмы и может инициировать развитие МГД-неустойчивостей, что было продемонстрировано, например, в экспериментах на токамаке Глобус-М [17]. Важную роль будут играть рециклинг и взаимодействие плазмы со стенкой [17]. Кроме того, исследования на СТ показали, что заполнение плазмы с помощью напуска газа со стороны слабого поля при высоких плотностях может оказаться неэффективным [13]. Продвижение по плотности потребует либо напуска газа со стороны сильного поля, либо использования альтернативных методов, например, инжекции сверхзвуковой струи [13].

ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРЯДОВ В ТОКАМАКЕ МИФИСТ-0

Задача моделирования разрядов токамака МИФИСТ на этом этапе состояла, главным образом, не в том, чтобы предсказать значения температуры и плотности плазмы, которые будут получены в установке, а в том, чтобы попытаться понять трудности, которые могут возникнуть при реализации различных режимов. Такая постановка задачи связана прежде всего с тем, что в настоящее время в физике токамаков не существует единой теоретически обоснованной модели процессов переноса, которая одновременно описывала бы все наблюдаемые режимы на разных установках. Кроме того, для того чтобы предсказательное моделирование процессов переноса было достаточно надёжным, необходимо, чтобы в модели были определены и зафиксированы не только функциональные зависимости коэффициентов диффузии и теплопроводности от параметров плазмы и геометрических параметров установки, но и численные коэффициенты. Установка МИФИСТ — токамак с малым аспектным отношением, поэтому использование моделей, протестированных в режимах для установок с традиционным значением $A \geq 3$, требует дополнительных проверок. Кроме того, это установка малого размера, но с высокими рабочими значениями плотности плазмы, поэтому существенную роль и в формировании профиля плотности плазмы, и в теплопереносе по всему сечению плазменного шнура в ней могут играть проникновение нейтральных частиц, соотношение потоков нейтральных частиц со стенки и из клапана напуска газа, а значит, и особенности подготовки стенки камеры к рабочему режиму.

Учитывая это, приводимые здесь результаты моделирования не претендуют на точность описания ожидаемых параметров плазмы, но отмечают возможные закономерности, которые могут оказаться важными для подготовки экспериментов в токамаке МИФИСТ.

Используемая модель. Моделирование проводилось в коде ASTRA [18]. Для описания предполагаемых режимов использовалась модель канонических профилей Ю.Н. Днестровского, подробно описанная в [19]. Рассматривались условия на стационарной стадии разряда (плато тока плазмы).

Уравнение для электронного теплопереноса

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_e T_e) = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho \Gamma_e) + q_{\text{OH}} - q_{ei} + q_e^{\text{ion}}, \quad (5)$$

где $\Gamma_e = \Gamma_e^{\text{conv}} + \Gamma_e^{\text{an}} + \Gamma_e^{\text{PC}}$ — электронный тепловой поток; q_{OH} — удельная мощность омического нагрева; q_{ei} — удельная мощность, передаваемая от электронов ионам в результате кулоновских столкновений; q_e^{ion} — потери на ионизацию; T_e, n_e — температура и плотность электронов; ρ — радиальная координата; $\Gamma_e^{\text{conv}} = \frac{5}{2} T_e \Gamma_n$ — конвективный поток тепла; Γ_n — поток нейтральных частиц.

Аномальный поток тепла состоит из двух компонентов: диффузионного потока Γ_e^{an} и потока Γ_e^{PC} , связанного в соответствии с [19] с отклонением профилей давления плазмы от канонических:

$$\Gamma_e^{\text{an}} = n_e \chi_e^{\text{an}} \frac{\partial T_e}{\partial \rho}; \quad \Gamma_e^{\text{PC}} = n_e \chi_e^{\text{PC}} \frac{\partial T_e}{\partial \rho} - n_e v_p^{\text{PC}} T_e,$$

где $\chi_e^{\text{an}} = \alpha_e^{\text{an}} \frac{\sqrt{T_{e,a/2}}}{n_{e,a/2} R_0}$; $\chi_e^{\text{PC}} = \alpha_e^{\text{PC}} q_a \left(\frac{a}{R} \right) q_{a/2} \sqrt{T_{e,a/4}} \frac{\bar{n}_e}{B_T n_e}$; $v_p^{\text{PC}} = \frac{2}{3} \gamma_{\text{PC}} \frac{2\rho/a}{1+\rho^2} \chi_e^{\text{PC}}$; $T_{e,a/2}, T_{e,a/4}$ — значения электронной температуры на магнитной поверхности, радиальная координата которой соответствует половине и четверти малого радиуса соответственно; $n_{e,a/2}$ — значение плотности на половине малого радиуса; $q_{a/2}, q_a$ — значения фактора запаса устойчивости на половине малого радиуса и на границе плазмы.

Были использованы константы $\alpha_e^{\text{an}}, \gamma_{\text{PC}}$ и α_e^{PC} , выбранные в работе [20].

Ионный теплоперенос

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_i T_i) = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho \Gamma_i) + q_{ei} + q_i^{\text{ion}} + q_{\text{cx}}, \quad (6)$$

где $\Gamma_i = \Gamma_i^{\text{conv}} + \Gamma_i^{\text{neo}}$ — ионный тепловой поток; $\Gamma_i^{\text{conv}} = \frac{5}{2} T_i \Gamma_n$ — конвективный поток тепла; $\Gamma_i^{\text{neo}} = n_i \chi_i^{\text{neo}} \frac{\partial T_i}{\partial \rho}$ — диффузионный тепловой поток; χ_i^{neo} — неоклассическая ионная теплопроводность [21]; T_i, n_i — температура и плотность ионов; q_{cx} — потери на перезарядку; q_i^{ion} — потери на ионизацию.

Уравнение диффузии частиц решалось в предположении, что коэффициент диффузии имеет такую же структуру, как и коэффициент электронной теплопроводности, с меньшими примерно в 2 раза численными коэффициентами. Поток нейтральных частиц определялся из условия, чтобы линейная средняя плотность, посчитанная по профилю плотности, равнялась заданной величине (аналог экспериментального контроля плотности плазмы с помощью обратных связей).

Уравнение диффузии тока решалось в предположении неоклассической проводимости по формуле Хинтона—Хазелтайна [22] с учётом бутстреп-тока. Плотность тока в центре ограничивалась развитием пилообразных колебаний. Для описания процесса пилообразных колебаний использовалась модель Б.Б. Кадомцева [23].

Энергетическое время жизни вычислялось по формуле $\tau_E = \frac{W_E}{P_{\text{OH}}}$, где W_E — энергосодержание плазмы; P_{OH} — мощность омического нагрева.

Расчёты для установки МИФИСТ-0. Для расчётов был выбран режим, далёкий от операционных пределов: $q_a \sim 6$, $\bar{n}_e/n_{Gw} \cong 0,25$. Для случая $B_T = 0,5$ Тл также был промоделирован режим с низкой плотностью плазмы $\bar{n}_e \cong 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Во всех случаях для определённости считалось, что эффективный заряд плазмы $Z_{\text{eff}} = 2$.

Предполагалось, что значение полного тока плазмы задаётся и не меняется в течение расчёта. Граничные значения температуры и плотности плазмы были заданы следующим образом: $T_e(a) = T_i(a) = 20$ эВ, $n_e(a) = 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Рабочий газ — водород. Параметры расчётных режимов приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Параметры токамака МИФИСТ-0, использованные в расчётах по транспортному коду ASTRA

Вариант	I_p , кА	B_T , Тл	κ	δ	\bar{n}_e , 10^{20} м^{-3}
1	70	0,24	2	0,3	0,3
2	75			0,4	0,35
3	80			0,5	0,38
4	150	0,5	2	0,3	0,7
5	160			0,4	0,75
6	170			0,5	0,8
7	100	0,5	2	0,4	0,45
8	150			0,3	0,3
9	160			0,4	0,3
10	170			0,5	0,3
11	100			0,4	0,3

Характерные профили температуры, плотности плазмы и профили $q(\rho)$ для конфигурации с $\delta = 0,4$ и $q_a = 6$ показаны на рис. 3. Здесь же приведены результаты расчёта варианта 11, в котором уменьшено значение полного тока плазмы.

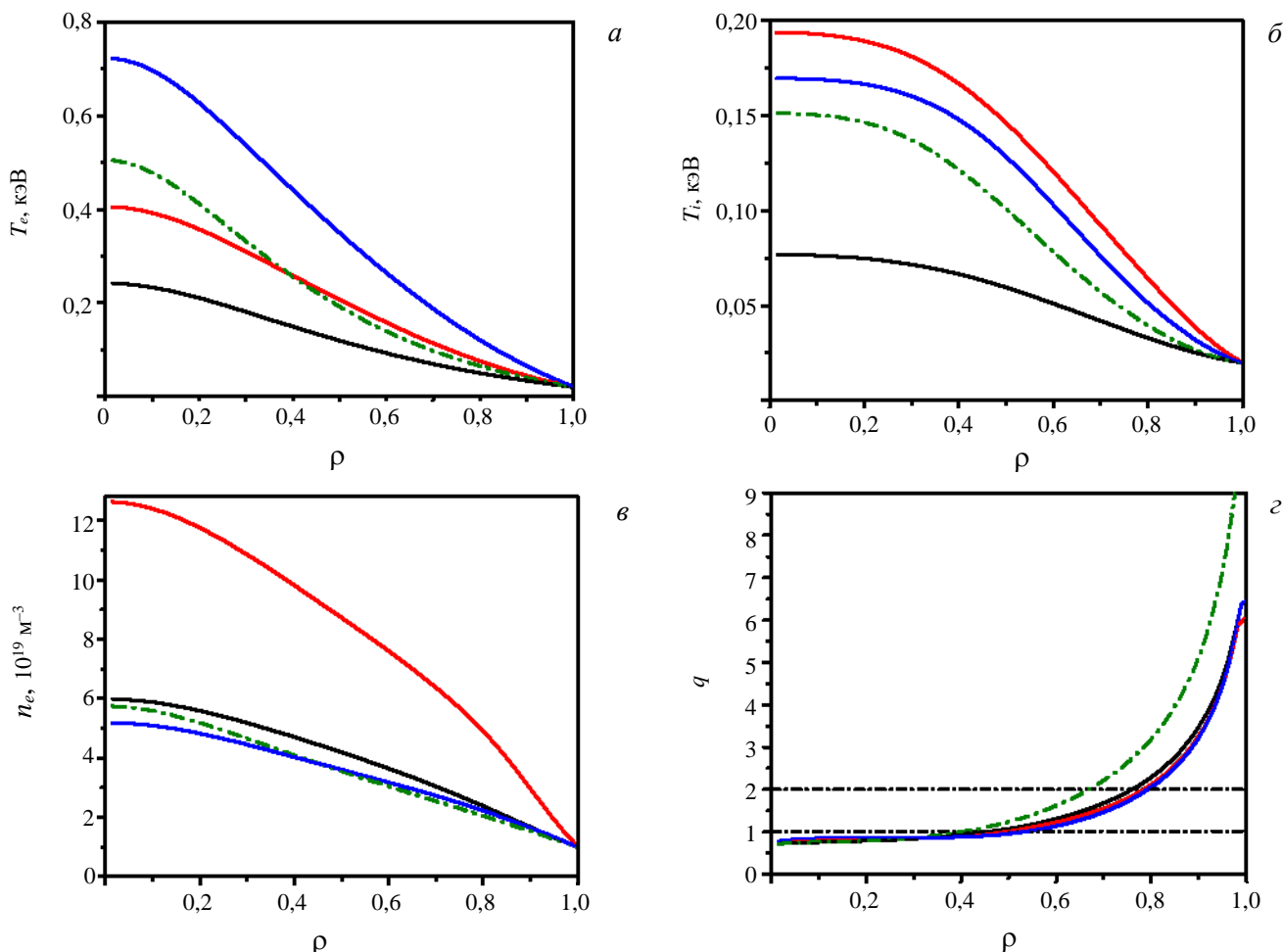


Рис. 3. Профили температуры электронов (а) и ионов (б), плотности плазмы (е) и фактора запаса устойчивости (z) для расчётов, параметры которых приведены в табл. 2: номер расчёта 2 (—), 5 (—), 9 (—), 11 (---)

Как и можно было бы ожидать, увеличение магнитного поля от 0,24 до 0,5 Тл при неизменной плотности плазмы и сохранении магнитной конфигурации приводит к увеличению электронной и ионной температуры плазмы. Увеличение плотности плазмы при прочих неизменных условиях ведёт к снижению электронной температуры. Снижение тока плазмы приводит к снижению температуры плазмы из-за уменьшения мощности нагрева и к сужению профиля электронной температуры плазмы.

На рис. 4 показаны расчётные величины мощности омического нагрева и β_p (β_p — отношение газодинамического давления плазмы к давлению полоидального магнитного поля) для установки МИФИСТ-0 для значений магнитного поля $B_T = 0,24$ и 0,5 Тл при $q_a \sim 6$ и $\bar{n}_e \cong 3 \cdot 10^{19}$. Магнитные конфигурации, для которых были сделаны расчёты, характеризуются на рисунке значением полного тока I_p и величиной треугольности плазмы δ . Поскольку используемая транспортная модель не содержит зависимости коэффициентов переноса от треугольности плазмы, то изменение β_p и P_{OH} на рис. 4 связано, главным образом, с увеличением значения I_p , необходимым для того, чтобы сохранить $q_a \sim \text{const}$ во всех расчётах. Для всех рассмотренных случаев энергетическое время жизни плазмы составляло ~ 1 мс, что не противоречит оценкам по неолкакторному скейлингу [15].

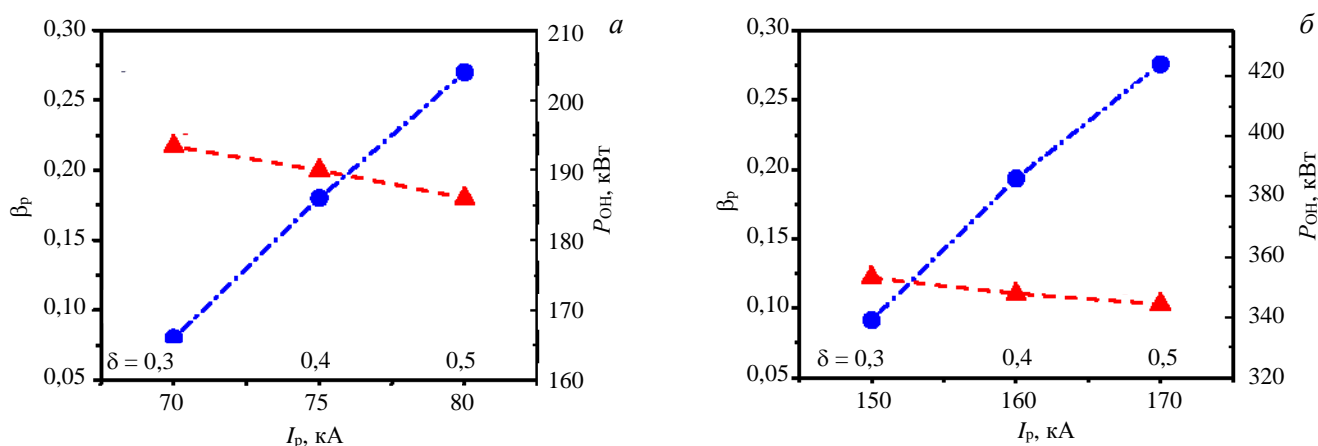


Рис. 4. Расчётные значения β_p (—▲—) и мощности омического нагрева плазмы P_{OH} (—●—) в зависимости от тока плазмы для параметров установки МИФИСТ-0 в режимах с $q_a \sim 6$ и $\bar{n}_e \cong 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$: а — $B_T = 0,24$ Тл; б — $B_T = 0,5$ Тл

Кажется важным обратить внимание на профиль $q(r)$. Во всех проведённых расчётах величина внутренней индуктивности плазмы составляет $l_i \sim 0,6—0,7$, что говорит о плоском распределении тока плазмы. На рис. 3, з видно, что из-за малого аспектного отношения установки даже при $q_a \sim 6$ поверхность $q = 2$ находится близко к границе плазмы ($\rho \sim 0,8$). Это означает, что охлаждение плазмы из-за больших потоков нейтральных частиц со стенки может приводить к срыву разряда при относительно небольших плотностях плазмы, далёких от границ операционной области, т.е. задачи, связанные с подготовкой вакуумной камеры к рабочему режиму и снижению потоков со стенки, могут потребовать особого внимания. Для уменьшения радиуса поверхности $q = 2$ при сохранении формы плазменного шнура (сохранении k и δ) можно снизить ток плазмы, увеличив q_a . На рис. 3, з видно, что при $q_a \sim 9$ радиус поверхности $q = 2$ уменьшается до $\rho \sim 0,65$.

ВОЗМОЖНЫЕ РЕЖИМЫ УДЕРЖАНИЯ В ТОКАМАКЕ МИФИСТ

На первом этапе (до ввода в эксплуатацию систем дополнительного нагрева) нагрев плазмы в токамаке МИФИСТ будет происходить в результате омического нагрева. Для омического режима характерны пологие профили температуры и плотности плазмы вблизи сепаратрисы (см. рис. 3).

Ожидаемая мощность омического нагрева в токамаке МИФИСТ показана на рис. 4, б. Как показывают оценки, выполненные по скейлингам, такая мощность омического нагрева может оказаться достаточной для L—H-перехода.

Для оценок пороговой мощности L—H-перехода были взяты следующие формулы:

— скейлинг ИТЭР [24]

$$P_{th}^{L-H} = 0,042 \bar{n}_e^{0,73} B_T^{0,74} S^{0,98}, \text{ МВт}; \quad (7)$$

— скейлинг, созданный для сферических токамаков MAST и NSTX, в котором выделена роль аспектного отношения A и эффективного заряда плазмы Z_{eff} [24]:

$$P_{\text{th}}^{\text{L-H}} = 0,072 \bar{n}_e^{0,7} B_T^{0,7} S^{0,9} \left(\frac{Z_{\text{eff}}}{2} \right) F(A), \text{ МВт}, \quad (8)$$

где $F(A) = \sqrt{\frac{0,1A}{1 - \sqrt{\frac{2}{1+A}}}}$;

— скейлинг, учитывающий влияние состава рабочего газа (изотоп-эффект) [24]:

$$P_{\text{th}}^{\text{L-H}} = 0,082 \bar{n}_e^{0,69} B_T^{0,91} S^{0,96} M^{-1}, \text{ МВт}, \quad (9)$$

где M — относительная атомная масса изотопа.

Во всех скейлингах \bar{n}_e выражена в 10^{20} м^{-3} , B_T — в Тл, $S = 4\pi^2 R_0 a \sqrt{\frac{1+\kappa^2}{2}}$ — площадь крайней замкнутой магнитной поверхности, м^2 , рассчитанная по формуле, приведённой в [13].

Экспериментальные результаты, полученные на ряде установок, показывают [25], что пороговая мощность L—H-перехода не является монотонно растущей функцией плотности плазмы. В области низких плотностей зависимость $P_{\text{th}}^{\text{L-H}}(\bar{n}_e)$ меняет характер: пороговая мощность начинает расти с уменьшением плотности. Значение критической плотности, соответствующей перегибу зависимости $P_{\text{th}}^{\text{L-H}}(\bar{n}_e)$, определяется скейлингом [25]

$$\bar{n}_e^{\text{min}} = 0,07 I_p^{0,34} a^{-0,95} B_T^{0,62} \left(\frac{R}{a} \right)^{0,4}, 10^{20} \text{ м}^{-3}, \quad (10)$$

где ток плазмы I_p выражен в МА.

Параметры плазмы, для которых были сделаны оценки, и значения \bar{n}_e^{min} приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Параметры плазмы для оценки пороговой мощности L—H-перехода

Конфигурация установки	κ	δ	B_T , Тл	I_p , кА	Z_{eff}	\bar{n}_e^{min} , 10^{20} м^{-3}
МИФИСТ-0	2	0,4	0,24	75	2; 3	0,1
	2		0,5	160	2; 3	0,2
МИФИСТ-1	2,5	0,4	1	460	2; 3	0,49

Результаты расчётов пороговой мощности L—H-перехода показаны на рис. 5 для конфигурации МИФИСТ-0, на рис. 6 — для конфигурации МИФИСТ-1. Для МИФИСТ-0 оценки были сделаны по всем трём скейлингам, для МИФИСТ-1 рассматривались только скейлинги (7) и (8). Рассмотренный диапазон плотностей плазмы соответствует рабочей области, которая обсуждалась ранее.

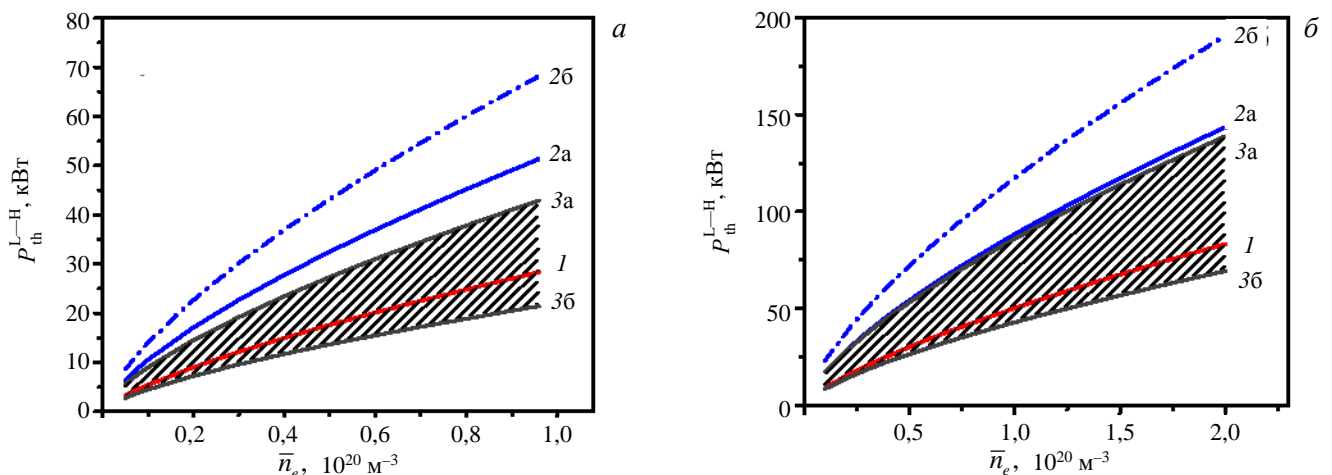


Рис. 5. Зависимость пороговой мощности L—H-перехода для токамака МИФИСТ-0: a — для $B_T = 0,24$ Тл; $б$ — для $B_T = 0,5$ Тл; кривая 1 соответствует расчётам по скейлингу (7); кривые 2а ($Z_{\text{eff}} = 2$), 2б ($Z_{\text{eff}} = 3$) — скейлингу для сферических токамаков (8); кривые 3а (для водорода), 3б (для дейтерия) — расчётам по скейлингу ИТЭР, учитывающему влияние состава рабочего газа (9)

Результат, показанный на рис. 5, оказался неожиданным: значения пороговой мощности перехода по всем скейлингам для токамака МИФИСТ-0 при $B_T = 0,24$ Тл оказались довольно низкими — существенно ниже, чем мощность омического нагрева. Это может означать, что уже в омическом режиме в токамаке МИФИСТ-0 будет наблюдаться L—H-переход. Отметим, что ранее формирование режима улучшенного удержания с внешним транспортным барьером (H-мода) при чисто омическом нагреве плазмы наблюдалось в токамаке ТУМАН-3М [26] и в диверторной конфигурации в токамаке TCV [27], в экспериментах на сферическом токамаке Глобус-М [28].

В токамаке МИФИСТ-1 для получения L—H-перехода уже будет необходим дополнительный нагрев плазмы. Во-первых, в соответствии с приведёнными скейлингами за счёт увеличения тороидального магнитного поля и роста площади поверхности (с увеличением κ) растёт пороговая мощность P_{th}^{L-H} . Во-вторых, из-за увеличения тока плазмы (для достижения тех же значений q_a) растёт значение плотности \bar{n}_e^{\min} (см. табл. 3). Это означает, что в области относительно низких плотностей $\bar{n}_e < \bar{n}_e^{\min} \sim (5—9)10^{19} \text{ м}^{-3}$ величина пороговой мощности будет существенно превышать предсказания скейлингов (7)—(9).

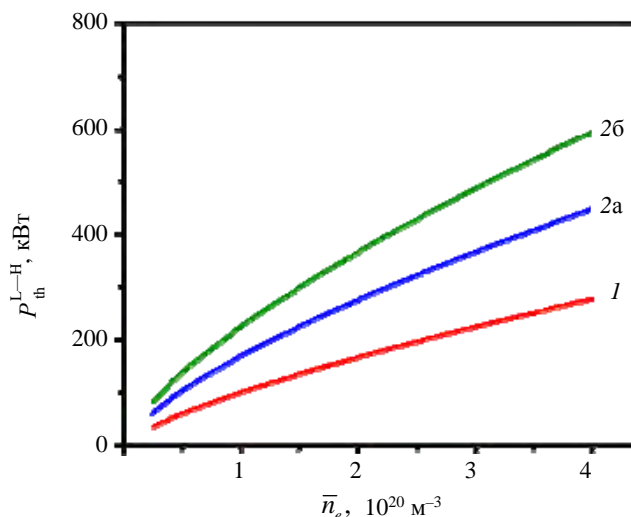


Рис. 6. Зависимость пороговой мощности L—H-перехода для токамака МИФИСТ-1 ($B_T = 1$ Тл): кривая 1 соответствует расчётам по скейлингу (7); кривые 2a ($Z_{\text{eff}} = 2$), 2б ($Z_{\text{eff}} = 3$) — скейлингу для сферических токамаков (8)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье представлены оценки операционных пределов по току и плотности плазмы для сферического токамака МИФИСТ (для модификаций МИФИСТ-0 и МИФИСТ-1).

Показано, что теоретически возможные значения тока плазмы существенно превосходят величины, ограниченные системой электропитания и параметрами индуктора [1]. При техническом ограничении $I_p \sim 0,1$ МА МИФИСТ-0 будет работать при $q_a > 3,5$. При $I_p \sim 0,3$ МА рабочая область установки МИФИСТ-1 соответствует $q_a > 7$.

Рабочий диапазон плотностей плазмы в данной работе определялся минимальным значением из двух пределов — предела Гринвальда и предела Мураками. Показано, что ожидаемые величины предельной плотности для рабочих значений токов плазмы оказываются довольно высокими: $\bar{n}_{\max} \geq 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Продвижение в эту область может потребовать решения физических и технологических задач, связанных с выбором оптимального алгоритма подготовки стенки камеры к рабочему режиму, выбором способа заполнения плазмы, выбором материала первой стенки.

Проведено моделирование стационарной стадии разрядов токамака МИФИСТ-0 для различных значений тороидального магнитного поля и треугольности плазмы. Показано, что ожидаемый профиль $q(r)$ соответствует типичному распределению тока для сферических токамаков [13]: широкая область низкого магнитного шира в центральной части плазмы и высокий магнитный шир во внешней трети плазменного шнура. Для режимов с относительно низкими q_a ($q_a < 6$) это приводит к тому, что поверхность $q = 2$ находится близко к границе плазмы ($\rho \sim 0,8$), что может инициировать развитие МГД-неустойчивостей, особенно в условиях высоких потоков нейтральных частиц со стенки.

Ожидаемые величины мощности омического нагрева плазмы P_{OH} , полученные при моделировании разрядов токамака МИФИСТ-0, оказались достаточно высокими по сравнению с величиной пороговой мощности L—H-перехода, оцениваемой по скейлингам ИТЭР и скейлингу для сферических токамаков [24]. Следует отметить, что рассчитанные в этой работе величины P_{OH} согласуются с оценками, представленными в [1]. Это означает, что уже в омических режимах токамака МИФИСТ-0 могут проявиться

характерные особенности L—H-перехода. Однако для осуществления L—H-перехода в токамаке МИФИСТ-1 потребуется дополнительный нагрев плазмы.

Таким образом, проведённый анализ рабочей области токамака МИФИСТ (модификаций МИФИСТ-0 и МИФИСТ-1) показывает широкие возможности установки для участия в решении актуальных задач физики токамаков.

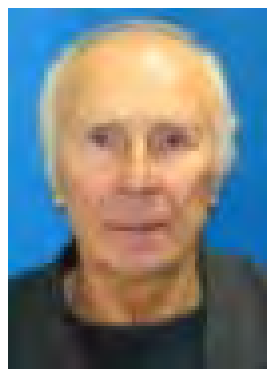
Работа поддержана Госкорпорацией «Росатом» (контракт № 313/1755Д).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курнаев В.А. и др. — Вестник НИЯУ МИФИ, 2019, вып. 8, с. 491; <https://doi.org/10.1134/S2304487X19060087>.
2. Gusev V.K. et al. — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, p. 093013.
3. Бахарев Н.Н. и др. — Письма в ЖТФ, 2013, т. 39, с. 23.
4. Minaev V.B. et al. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, p. 066047.
5. Minaev V.B. et al. — J. Phys.: Conf. Ser. 1094, 2018, p. 012001.
6. Meyer H. et al. — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, p. 104008.
7. Stork D. et al. — In: Proc. of 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, Korea, 2010. CD-ROM file ICC/P5-06 and www.naweb.iaea.org/naweb/physics/FEC/FEC2010/html/index.htm.
8. Harrison J.R. et al. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, p. 112011.
9. Sykes A. et al. — Nucl. Fusion, 1992, vol. 32, p. 694.
10. Gryaznevich M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1998, vol. 80, p. 3972.
11. Menard J.E. et al. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, p. 102006.
12. Gryaznevich M., Asunta O. — Fusion Eng. Des., 2017, vol. 123, p. 177.
13. Gusev V.K., Alladio F., Morris A.W. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2003, vol. 45, p. A59.
14. Глухих В.А., Беляков В.А., Минеев А.Б. Физико-технические основы управляемого термоядерного синтеза. Учебное пособие. — СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2006. 347 с.
15. ITER Phys. Bas. — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, p. 2137.
16. Greenwald M. et al. — Ibid., 1988, vol. 28, p. 2199.
17. Gusev V.K. et al. — Ibid., 2006, vol. 46, p. S584.
18. Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. ASTRA — Automated System for TRansport Analysis. IPP 5/98, February 2002.
19. Dnestrovskij Yu.N. et al. — Plasma Phys. Reports, 1997, vol. 23, p. 566.
20. Esipchuk Yu.V. et al. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2003, vol. 45, p. 793.
21. Galeev A.A., Sagdeev R.Z. — In: Review of Plasma Physics. Edited by Acad. M.A. Leontovich, vol. 7, Consultant Bureau. New York—London, p. 257.
22. Hinton F.L., Hazeltine R.D. — Rev. Mod. Phys., 1976, vol. 48, p. 239.
23. Кадомцев Б.Б. Основы физики плазмы токамака. — М.: Изд-во ВИНТИ. Серия «Физика плазмы», 1991, т. 10, ч. 1.
24. Progress in the ITER. — Phys. Bas., Nuclear Fusion, 2007, vol. 47, p. S1.
25. Ryter F., Rathgeber S.K., Barrera Orte L. et al. — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, p. 113003.
26. Lebedev S.V. et al. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1998, vol. 40, p. 741.
27. Martin Y.R. and TCV team. — Ibid., 2002, vol. 44, p. A143.
28. Kurskiev G.S. et al. — Ibid., 2017, vol. 59, p. 045010.



Наталья Александровна Кирнева, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; доцент кафедры «Физика плазмы»; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
Kirneva_NA@nrcki.ru



Геннадий Михайлович Воробьев, инженер; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
gmvorobyov@gmail.com



Станислав Алексеевич Ганин, инженер, студент магистратуры; НИЯУ МИФИ, кафедра «Физика плазмы», 115409, Москва, Каширское шоссе 31, Россия
stas.ganin.97@mail.ru



Алексей Станиславович Дрозд, лаборант-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; студент магистратуры, стипендиат Правительства РФ; НИЯУ МИФИ, кафедра «Физика плазмы», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
970107@bk.ru



Иван Сергеевич Кудашев, лаборант-исследователь, стипендиат Президента РФ; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; студент магистратуры; НИЯУ МИФИ, кафедра «Физика плазмы», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
iskudashev@gmail.com



Владимир Владимирович Кулагин, студент магистратуры; НИЯУ МИФИ, кафедра «Физика плазмы», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
kulagin.vladimir.1@yandex.ru



Валерий Александрович Курнаев, заведующий кафедрой, д.ф.м.н., лауреат премии Правительства Российской Федерации в области образования; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
kurnaev@plasma.mephi.ru

Статья поступила в редакцию 18 мая 2020 г.

После доработки 15 июня 2020 г.

Принята к публикации 5 августа 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 90—100.

УДК 533.9.07:533.924:621.039.643

ПРОЕКТ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С МАТЕРИАЛАМИ НА ОСНОВЕ ВЧ-ИСТОЧНИКА ГЕЛИКОННОГО ТИПА

Д.И. Черкез, Н.П. Бобырь, А.В. Спицын, С.С. Ананьев

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В работе представлены результаты проектирования экспериментальной плазменной установки на основе источника плазмы с индукционным ВЧ-разрядом геликонного типа. Установка предназначена для изучения взаимодействия плазмы с перспективными материалами термоядерных реакторов в НИЦ «Курчатовский институт». Ожидается, что спроектированная высоковакуумная установка позволит достичь плотности плазмы в диапазоне 10^{17} — 10^{19} м⁻³ при величине магнитного поля на оси до 0,3 Тл, а использованные при проектировании технические решения позволят получить плотность потока ионов дейтерия на исследуемый образец размером до 20×20 мм в диапазоне 10^{20} — 10^{23} ионов/(с·м²) и обеспечить дозу облучения до 10^{27} ионов/м² при заданной температуре образца в диапазоне от 300 до 1000 К.

Ключевые слова: геликонный разряд, геликонная волна, плазменные источники, облучение плазмой, материалы ТЯР.

THE DESIGN OF THE PLASMA FACILITY BASED ON RF-SOURCE HELICON TYPE FOR STUDYING THE PLASMA-MATERIALS INTERACTION

D.I. Cherkez, N.P. Bobyr, A.V. Spitsyn, S.S. Ananyev

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The paper presents the conceptual design of the plasma facility based on a plasma source with RF induction discharge of a helicon type. The facility will be built at the Kurchatov Institute and designed for study the processes of plasma interaction with advanced materials of a fusion reactors. The designed facility will allow achieving a plasma density of 10^{17} — 10^{19} m⁻³ at 0.3 T of a magnetic field on the axis. The flux of deuterium ions will be in the range of 10^{20} — 10^{23} ions/(s·m²) on the sample up to 20×20 mm and provide a fluence up to 10^{27} ions/m² at the sample temperature in the range from 300 to 1000 K.

Key words: helicon discharge, helicon wave, plasma sources, plasma irradiation, fusion reactor materials.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-101-110

ВВЕДЕНИЕ

Источники низкотемпературной плазмы в настоящее время широко применяются в самых разнообразных областях науки и техники — как для бытовых и технологических применений (источники света, производство микроэлектроники, плазменная обработка материалов), так и в научных исследованиях, в частности, для экспериментального изучения воздействия плазмы на материалы, которые предполагается использовать для облицовки вакуумных камер установок термоядерного синтеза. Принцип действия плазменных источников, применяемых для исследования взаимодействия плазмы с поверхностью материалов, основывается на различных методах ионизации газа: ионизация молекул в тлеющем газовом разряде [1], ионизация газа электронным ударом (MAGNUM-PSI [2], PSI-2 [3], PISCES [4], STEP [5], NAGDIS [6], ЛЕНТА [7], ПР-2 [8], Плазменная установка НИУ «МЭИ» [9]), возбуждение высокочастотными (ВЧ) (MPEX [10, 11]) и сверхвысокочастотными (СВЧ) (PlaQ [12], ПИМ [13]) источниками тока и др. Для проведения прикладных исследований в области взаимодействия плазмы с поверхностью применительно к задачам термоядерных установок наиболее интересны высокопоточные плазменные генераторы, имитирующие плазменные потоки существующих и строящихся термоядерных реакторов [14]. Параметры некоторых плазменных установок, а также параметры пристеночной плазмы в диверторе ИТЭР обобщены в таблице.

Одним из самых распространённых источников плазмы для линейных плазменных генераторов (ЛПГ) является дуговой источник с накальным катодом, ресурс работы которого ограничен [2—6]. Важной особенностью разряда является генерация плазмы вблизи оси плазменной камеры, что позволяет минимизировать потери плазмы, снизить тепловые нагрузки на стенки камеры и использовать источники в непрерывном режиме. Установки такого типа в состоянии обеспечивать поток низкотемпературной плазмы плотностью до 10^{25} ионов/(с·м²), что сопоставимо с ожидаемыми потоками плазмы в перспектив-

Параметры плазменных источников для исследования взаимодействия плазмы с поверхностью

Установка	W, кВт	Магнитное поле, Тл	Температура электронов, эВ	Плотность электронов, м ⁻³	Поток ионов, м ⁻² ·с ⁻¹
ИТЭР-стенка	—	3,5	20	10 ¹⁹	5·10 ²⁰ —5·10 ²¹
ИТЭР-дивертор	—	5,5	<10	10 ²¹	10 ²⁴ —10 ²⁵
MAGNUM-PSI (Dutch Institute for Fundamental Energy Research, Netherlands)	270	2,5	<10	10 ¹⁹ —10 ²¹	10 ²³ —10 ²⁵
MPEX (ORNL, USA)	100	1	<10	10 ¹⁹ —10 ²⁰	10 ²³ —10 ²⁴
PSI-2 (Forschungszentrum Jülich, Germany)	50	0,1	<20	10 ¹⁷ —10 ¹⁹	10 ² —10 ²³
PISCES-B (University of California, USA)	85	0,04	50	10 ¹⁷ —10 ¹⁹	10 ²¹ —10 ²³
STEP (Beihang University, China)	5	0,26	<40	10 ¹⁶ —10 ¹⁸	10 ²⁰ —10 ²²
NAGDIS-2 (Nagoya University, Japan)	10	0,25	10	10 ¹⁸ —10 ¹⁹	10 ²¹ —10 ²²
PR-2 (НИЯУ МИФИ)	12	0,1	<10	10 ¹⁸ —10 ¹⁹	10 ²⁰ —10 ²²
Плазменная установка НИУ «МЭИ» (Россия)		0,06	4	10 ¹⁸	3·10 ²¹
ЛЕНТА (НИЦ «Курчатовский институт»)	8	0,2	5	10 ¹⁸ —10 ¹⁹	10 ²⁰ —10 ²¹
PlaQ (IPP, Garching, Germany)	1,2	0,0875	5	10 ¹⁶ —10 ¹⁷	10 ¹⁹ —10 ²⁰
ПИМ (НИЦ «Курчатовский институт»)	~1	0,0875	3—6	10 ¹⁶ —10 ¹⁷	10 ¹⁹ —10 ²⁰

ных термоядерных реакторах (ТЯР). Однако такие установки достаточно крупные, технически сложные, потребляют значительную электрическую мощность в десятки и сотни кВт на создание магнитных полей и электронного пучка, должны обслуживаться коллективом технических специалистов и дорогие в эксплуатации. Кроме того, распылённый материал катода вносит в плазму примеси, которые могут оседать на поверхностях исследуемых образцов.

В то же время существует ряд задач по исследованию взаимодействия плазмы с материалами, для которых не требуются столь высокие плазменные потоки. К таким задачам относятся изучение фундаментальных и прикладных аспектов процессов распыления материалов ТЯР и модификации поверхности, накопления изотопов водорода, включая процессы изотопного обмена, и поиск эффективных способов детритизации поверхности при умеренных плазменных потоках. Для таких исследований необходим доступный и простой в эксплуатации лабораторный источник плазмы, обеспечивающий стабильный и регулируемый в широких пределах поток плазмы с хорошо известными параметрами (ионный состав плазмы, потоки нейтральных атомов) для различных газов или их смесей, обеспечивая при этом отсутствие нежелательных с точки зрения конкретной экспериментальной задачи примесей.

К перспективному типу компактных плазменных источников для исследования взаимодействия плазмы с материалами можно отнести ВЧ-источники плазмы, в частности, с индукционным разрядом геликонного типа [15]. Достоинством подобных плазменных источников является возможность варьировать плотность плазмы (и соответственно потоки плазмы) в широких пределах, а также отсутствие эродирующих в ходе горения разряда электродов, что существенно влияет на чистоту плазмы. В то же время установки такого типа позволяют достигать плотности плазмы порядка 10¹⁷—10¹⁹ м⁻³ и отличаются компактностью [16].

Геликонные волны были впервые открыты в 1960-х гг. [17, 18], и в 1970 г. Бозвелл [19] впервые создал простой источник плотной плазмы с использованием этих волн, возбуждаемых индукционной антенной. Позднее им же было показано, что, используя ВЧ-источник мощностью 3,5 кВт с частотой 7 МГц в магнитном поле 0,075 Тл, возможно получение аргоновой плазмы плотностью 10^{20} м^{-3} [20].

Геликонные волны возникают в плазме с магнитным полем на частотах, удовлетворяющих условию

$$\omega_{Hi} \ll \omega_{LH} < \omega \ll \omega_{He} < \omega_p$$

где $\omega_{He} = 1,76 \cdot 10^7 B$ — циклотронная частота электрона; $\omega_{Hi} = \omega_{He} \frac{m_e}{m_i}$ — циклотронная частота иона;

$\omega_p \approx 5,64 \cdot 10^4 \sqrt{n}$ — частота Ленгмюра (плазменная частота); $\omega_{LH} \approx \sqrt{\omega_{He} \omega_{Hi}} \left(1 + \frac{\omega_{He}^2}{\omega_p^2} \right)^{-1}$ — частота

нижнего гибридного резонанса. Так, например, при концентрации плазмы $n = 10^{18} \text{ м}^{-3}$, величине магнитного поля $B = 0,01 \text{ Тл}$ для аргона получим $\omega_p \approx 5,6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\omega_{He} \approx 1,76 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\omega_{Hi} \approx 2,4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, $\omega_{LH} \approx 6,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, и в качестве рабочей частоты может использоваться стандартная частота 13,56 МГц. Геликонные волны обеспечивают объёмное поглощение энергии при бесстолкновительном затухании Ландау при выполнении условия $B > 3 \cdot 10^{-12} w_e R n$, где B (Гс) — магнитное поле в области разряда; n (см^{-3}) — плотность плазмы; w_e (эВ) — энергия электронов; R (см) — радиус плазменного столба. Подробная теория распространения и поглощения геликонных волн плазмой представлена в работе [21]. Таким образом, геликонные источники из-за отсутствия ограничений, связанных с глубиной скинирования, в отличие от обычного индукционного разряда позволяют получать плазму с более высокой плотностью при низком давлении рабочего газа. Перечисленные в этом разделе установки проектировались в 1990-х гг., когда физика геликонного разряда была недостаточно изучена, что не позволяло применять данную технологию для создания установок для исследования взаимодействия плазмы с поверхностью. В то же время современные источники плазмы широко используют эту технологию [10].

В рамках данной работы разработана концепция компактной установки с плазменным источником геликонного типа для исследования взаимодействия плазмы с перспективными материалами термоядерных реакторов. Ожидается, что установка позволит проводить облучение образцов материалов размером до $20 \times 20 \text{ мм}$ в диапазоне потоков дейтерия $10^{20} \text{—} 10^{21} \text{ ионов}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ при температуре от 300 до 1000 К и энергии ионов до 600 эВ в непрерывном режиме работы. Не исключается также и достижение более высокого потока ионов дейтерия вплоть до $10^{23} \text{ ионов}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ за счёт использования магнитной фокусировки плазменного потока на меньшую площадь образца и с худшей однородностью, что может быть оправдано в некоторых экспериментах. Таким образом, предлагаемая установка позволит достигать величины потоков плазмы на образец, который будет соответствовать установкам NAGDIS-2 и PISCES-B в условиях значительных ограничений по площади образцов и однородности облучения. Установка будет использовать в качестве рабочих газов водород или дейтерий, в том числе с примесями гелия, аргона или неона с заданными концентрациями.

ОБЩИЕ КОМПОНОВОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ

Для выполнения своего функционального назначения установка ГПИ-2 (геликонный плазменный источник, 2 кВт) будет состоять из двух соединённых друг с другом вакуумных камер — разрядной камеры и камеры взаимодействия, а также из системы высоковакуумной откачки, системы магнитных катушек и системы ВЧ-нагрева, включающей в себя ВЧ-генератор (2 кВт, 13,56 МГц), устройство автоматического согласования и антенну.

Разрядная камера. Для создания источника геликонной плазмы будет использоваться разрядная камера в виде кварцевой трубки с внешним диаметром 70 мм, один конец которой заглушен металлическим фланцем с системой напуска рабочего газа (рис. 1), другой конец соединён с камерой взаимодействия. Непосредственное соединение кварцевой трубки с металлическим фланцем осуществляется через сальниковое уплотнение с использованием кольца круглого сечения из фторированного каучука 3, прижимного фланца 1, а также кольца из фторопласта 2. Такое уплотнение исключает возможность прямого контакта кварцевой трубки с металлической стенкой. По внешней поверхности кварцевой трубки внутри магнита располагается антенна 4, которая через устройство согласования подключена к ВЧ-генератору.

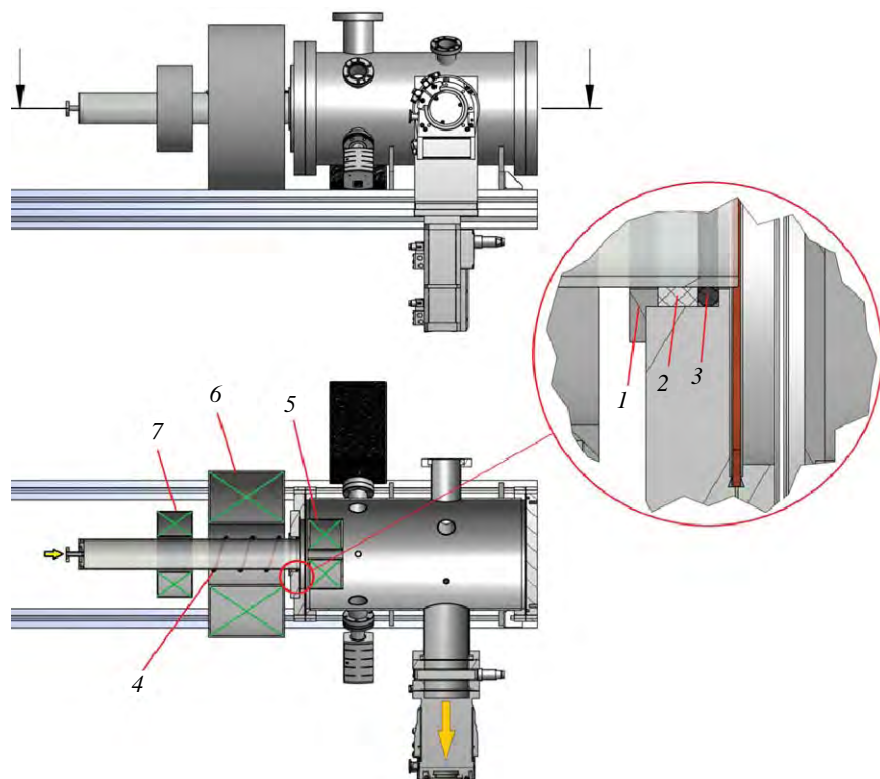


Рис. 1. Принципиальная схема плазменного источника ГПИ-2: 1 — прижимной фланец; 2 — кольцо из фторопласта; 3 — уплотняющее кольцо из фторированного каучука; 4 — антенна; 5, 6, 7 — катушки магнитного поля

составит 50 кВт/м^2 . Для цилиндрической геометрии максимальный перепад температур при толщине стенки кварцевой трубки 2,5 мм не будет превышать 42 К. Расчёты также показали, что даже в случае максимального вклада ВЧ-мощности стенки разрядной камеры не потребуют внешнего охлаждения. Требуемый коэффициент теплоотдачи может быть обеспечен теплоотводом в режиме свободной конвекции.

Камера взаимодействия. Камера взаимодействия представляет собой цилиндрическую камеру из нержавеющей стали толщиной 4 мм с внутренним диаметром 250 мм и длиной 500 мм (рис. 2) с двумя фланцами DN250CF стандарта ConFlat, который допускает эксплуатацию в условиях сверхвысокого ва-

кума. Такое уплотнение исключает возможность прямого контакта кварцевой трубки с металлической стенкой. По внешней поверхности кварцевой трубки внутри магнита располагается антенна 4, которая через устройство согласования подключена к ВЧ-генератору.

Расчёт тепловых нагрузок на стенку разрядной камеры проводился в предположении, что вся ВЧ-мощность, излучаемая антенной, вкладывается в плазму и в виде излучения и плазмы передаётся на внутреннюю поверхность разрядной камеры в области расположения ВЧ-антенны. Учитывая то, что длина антенны составляет $\sim 20 \text{ см}$, площадь внутренней поверхности, воспринимающей нагрузку до 2 кВт, составит около $0,04 \text{ м}^2$. Таким образом, максимальная плотность теплового потока со-

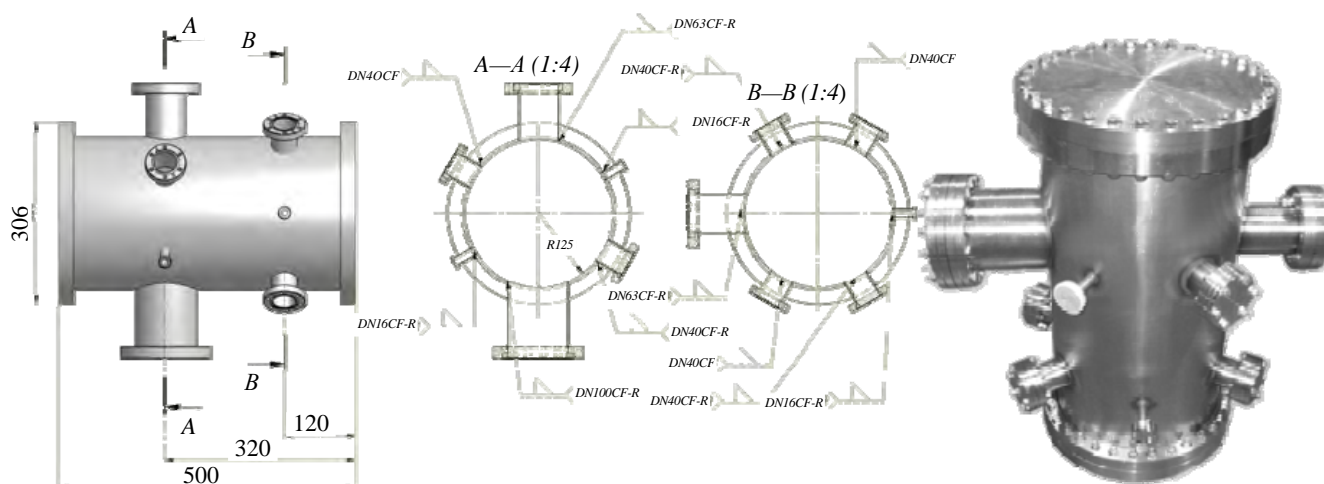


Рис. 2. Камера взаимодействия ГПИ-2

куума прогревов при температурах до 450°C, и несколькими фланцами проходного диаметра 63, 40 и 16 мм для размещения измерительной аппаратуры, диагностик (оптической, зондовой, времяпролётного масс-анализатора), системы откачки и шлюзовой камеры для загрузки исследуемых образцов.

Также один из фланцев с проходным диаметром 63 мм может быть использован для присоединения к нему мишенного узла с образцом для исследования проницаемости металлов при облучении дейтериевой плазмой. В этом случае поток газа, проникающий через исследуемый образец, через сильфонную линию может соединяться с камерой регистрации установки ПИМ [13], предназначенной для прецизионного измерения сверхмалых газовых потоков. В результате станут возможны эксперименты по плазменной проницаемости, в ходе которых при экспозиции входной поверхности исследуемого образца в плотной плазме проникающий поток изотопов водорода будет откачиваться и, таким образом, детектироваться системой регистрации газовых потоков установки ПИМ.

Выбор типа антенны и параметров плазменного источника. Для корректной эксплуатации ВЧ-генератора необходимо обеспечить хорошую согласованность генератора и ВЧ-нагрузки (антенны). В качестве ВЧ-источника был выбран генератор GL-13.2-7A отечественного производства [22] мощностью 2 кВт с частотой 13,56 МГц, в качестве устройства автоматического согласования — Navio Match Network 3155405-300 производства Advanced Energy (США) [23], допускающего эксплуатацию с генераторами мощностью до 5 кВт. В ВЧ-технике и электронике часто для описания и определения комплексного сопротивления нагрузки применяют диаграммы Смита [24]. На рис. 3 показана диаграмма для устройства согласования Navio Match Network 3155405-300. Видно, что устройство обладает широким диапазоном подстройки и находится в области индуктивных нагрузок от $j25$ до $j130$ Ом реактивного сопротивления, что для частоты 13,56 МГц соответствует индуктивностям ~ 300 и 1500 нГн соответственно. В то же время необходимо учитывать, что при горении разряда плазма также будет вносить вклад как в активную, так и в реактивную составляющую ВЧ-нагрузки, поэтому целесообразен подбор индуктивностей антенн и подводящих линий в более узком диапазоне от $j50$ до $j100$ Ом (~ 600 и 1200 нГн). Также стоит отметить, что в данном диапазоне устройство согласования позволяет гарантированно работать с активной составляющей ВЧ-нагрузки от ~ 1 до 30 Ом. Таким образом, возможно применение практически любой антенны, в частности, 2—5-витковой спирали высотой до 20 см и диаметром намотки до 100 мм. На начальном этапе работы установки планируется использование антенны, представляющей собой спираль из трёх витков с высотой спирали ~ 20 см. На дальнейших этапах предполагается оптимизация конфигурации антенны с целью повышения эффективности введения ВЧ-мощности.

Вакуумная система. Для создания и поддержания высокого вакуума в камере взаимодействия с учётом ожидаемых газовых потоков из плазменного источника был выбран турбомолекулярный насос HiPace 300 производства Pfeiffer Vacuum (Германия) со скоростью откачки по водороду 220 л/с и предельно допустимой газовой нагрузкой ~ 1400 Па·л·с⁻¹. В процессе работы необходимо обеспечить минимально возможное давление в камере взаимодействия не более 10^{-2} Па для минимизации концентрации нейтрального газа в камере и увеличения длины пробега ионов, вытягиваемых из плазмы в камере [25]. При этом работа в области верхнего предела диапазона давления в разрядной камере, характерного для геликонных источников 0,1—10 Па, приводит к высокой газовой нагрузке и повышенному расходу рабочего газа. В этом случае целесообразно использование диафрагм между камерой взаимодействия и разрядной камерой, выполняющих роль лимитера, коллимирующего поток плазмы из разрядной камеры и снижающего газовую нагрузку на систему откачки. Установка диафрагмы в области катушки магнит-

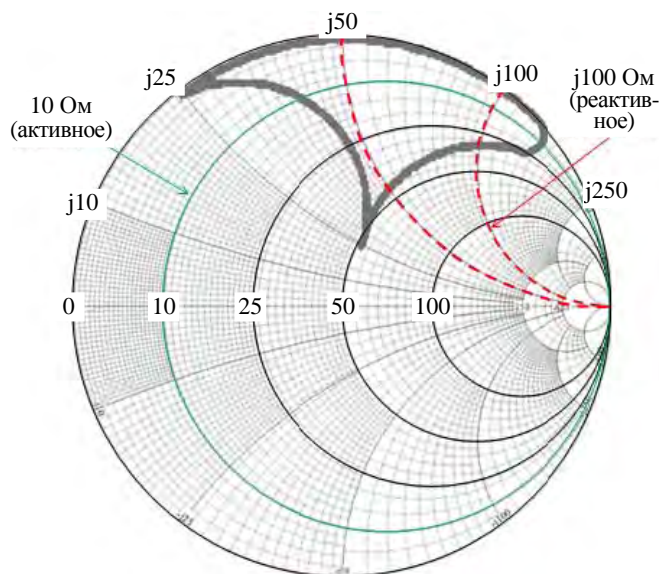


Рис. 3. Диаграмма Смита согласующего устройства Navio Match Network 3155405-300

ного поля (5 на рис. 1) позволит снизить эффективную скорость откачки из области разряда, повысить давление рабочего газа в разрядной камере и достичь более высокой плотности плазмы. На рис. 4 показаны расчётные профили давления по оси разрядной камеры и камеры взаимодействия установки ГПИ-2 при поддержании на свободном конце кварцевой трубки давления 1 Па. Оценки проведены для дейтерия в мо-

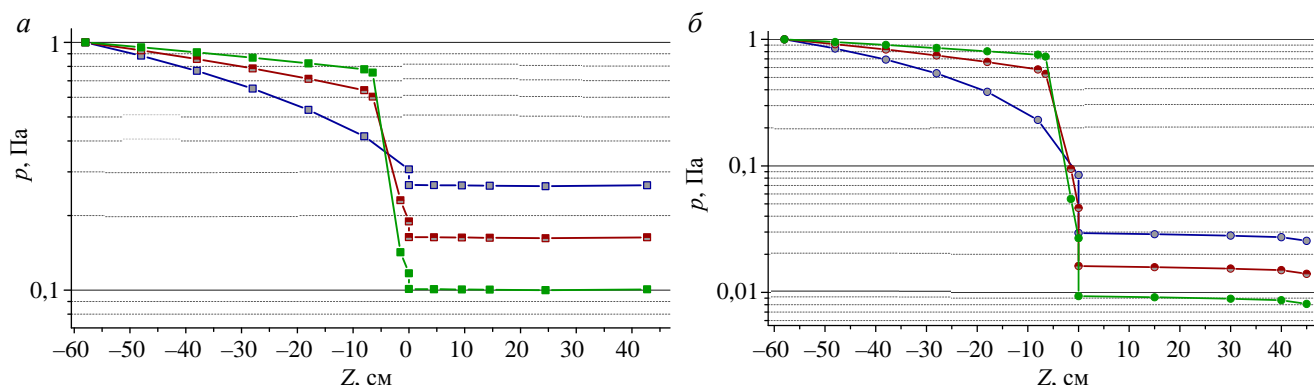


Рис. 4. Расчётный профиль давления в разрядной камере и камере взаимодействия установки ГПИ-2 в случае использования турбомолекулярного насоса: —□— 48,6 Па·л/с, без диафрагмы, —○— 30 Па·л/с, диафрагма 80 л/с, —■— 18,5 Па·л/с, диафрагма 30 л/с, $S_0 = 220$ л/с (а), и криосорбционного насоса: —○— 64,2 Па·л/с, без диафрагмы, —○— 35,2 Па·л/с, диафрагма 80 л/с, —●— 20,4 Па·л/с, диафрагма 30 л/с, $S_0 = 3000$ л/с (б). Расстояние отсчитывается от левого торца катушки 5 на рис. 1

лекулярном режиме течения газа и двух скоростей откачки S_0 — 220 л/с (ТМН) и 3000 л/с (крионасос при его установке на свободный фланец ДУ250). За координату 0 по оси Z принята точка, соответствующая правому торцу внутрикамерной катушки (5 на рис. 1) — области истечения плазмы в камеру взаимодействия. Для каждой скорости откачки построены профили давления для трёх случаев:

— без дополнительной диафрагмы (проходное отверстие внутрикамерной катушки 64 мм, длина образующей 8 см);

— диафрагма проводимостью 30 л/с по дейтерию (например, полая трубка длиной 5 см и проходным отверстием ~2 см);

— диафрагма проводимостью 80 л/с по дейтерию ($L = 5$ см, $d \sim 2,8$ см).

На рисунке также показаны величины расхода рабочего газа для всех рассмотренных вариантов. Видно, что применение диафрагм позволяет в несколько раз снизить газовую нагрузку на систему откачки, а также способствует достижению более равномерного распределения давления в разрядной камере. Стоит отметить, что с увеличением давления дейтерия до 10 Па в разрядной камере течение газа в кварцевой трубке будет проходить уже в режиме, близком к молекулярно-вязкостному, что будет способствовать увеличению проводимости трубки и, как следствие, получению более равномерного распределения давления в разрядной камере. Как видно на рис. 4, применение откачной системы с большей производительностью для данной конфигурации позволит достичь более глубокого вакуума в камере взаимодействия. Вакуумная система установки схематично показана на рис. 5.

Как видно на рис. 4, применение откачной системы с большей производительностью для данной конфигурации позволит достичь более глубокого вакуума в камере взаимодействия. Вакуумная система установки схематично показана на рис. 5.

Диагностические системы. Для правильной интерпретации результатов исследований взаимодействия плазмы с материалами и оптимизации плазменного источника в составе установки будут использоваться следующие диагностические системы:

— зонд Ленгмюра для измерения электронной температуры плазмы, а также потенциала плазмы;

— сеточный анализатор для измерения энергии ионов плазмы;

— набор приёмных пластин для измерения пространственного распределения потока плазмы в области размещения образца;

— система скоростной электронно-оптической регистрации собственного излучения плазмы с пространственным распределением в кадровом режиме;

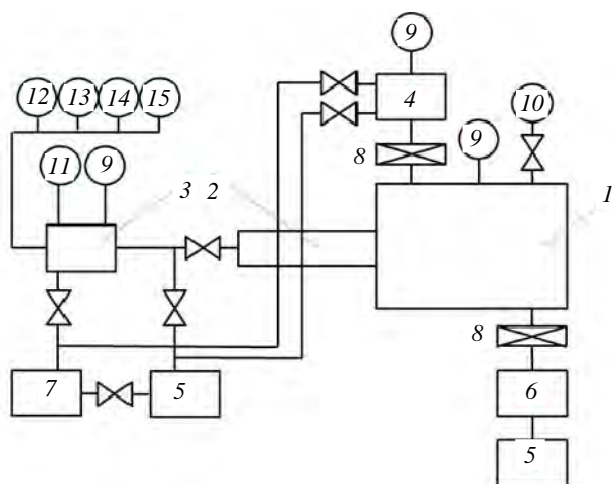


Рис. 5. Вакуумная схема ГПИ-2: 1 — камера взаимодействия; 2 — разрядная камера; 3 — система напуска газа; 4 — шлюзовая камера загрузки образцов; 5 — форвакуумный насос; 6, 7 — турбомолекулярный насос; 8 — шибер; 9 — широкодиапазонный датчик давления; 10 — квадрупольный масс-спектрометр; 11 — баратрон (датчик давления); 12—15 — объёмы с газом (Ar, He, H₂, D₂)

- времяпролётный анализатор для измерения компонентного состава плазмы, в частности, соотношения одно-, двух- и трёхатомных ионов дейтерия в плазме;
- квадрупольный масс-спектрометр для контроля чистоты рабочего газа и его состава при использовании многокомпонентных смесей;
- датчик магнитных полей для измерения индукции магнитного поля.

Указанные диагностики позволят как контролировать параметры плазмы в процессе облучения образцов материалов, так и оптимизировать параметры плазменного источника, добиваясь максимального значения потока плазмы в области размещения образцов, а также его однородности.

Держатель образцов. При экспозиции экспериментальных образцов материалов ТЯР в плазме важными являются параметры, при которых происходит облучение, а именно температура образца, площадь облучения, плотность потока плазмы на образец, интегральная доза облучения. Для корректного определения этих параметров будет использован многоцелевой держатель образцов.

Держатель должен отвечать следующим требованиям:

- удобство и простота использования;
- возможность использования в высоковакуумной установке;
- возможность охлаждения образца;
- возможность нагрева образца;
- возможность контроля температуры.

Для сокращения времени на смену образцов была выбрана схема ввода образцов в камеру взаимодействия через шлюзовую камеру, смонтированную на стандартном фланце CF63. Таким образом, в процессе облучения образцы будут находиться на расстоянии до 120 мм от сечения выхода плазмы из разрядной камеры. Все материалы, используемые при изготовлении держателя, являются высоковакуумными: коррозионно-стойкая сталь 12X18H10T, медь, молибден, алундовая керамика.

В процессе облучения образцы будут нагреваться в результате торможения ионов в приповерхностном слое образцов. Выделяемая в образцах материалов тепловая энергия будет возрастать с увеличением потока и энергии ионов, ввиду чего предусмотрено водяное охлаждение задней поверхности площадки, к которой прижимаются образцы.

Для проведения экспериментов по облучению экспериментальных образцов при повышенных температурах предусмотрена возможность нагрева всей поверхности держателя, к которой прижимаются образцы. Нагреватель выполнен из нихромовой проволоки и позволяет регулировать температуру образцов в диапазоне от 300 до 1000 К.

Температура образцов контролируется двумя хромель-алюмелевыми термопарами, которые могут либо привариваться непосредственно к образцу, либо прижиматься маской.

Область облучения будет задаваться геометрическими размерами маски, которой образцы прижимаются к плоскости столика держателя. Подобная конфигурация держателя позволит облучать до четырёх образцов размером 10×10 мм одновременно или один образец размером 10×10 мм отдельно. Для предотвращения загрязнения поверхности облучаемых образцов целесообразно использовать материал маски, аналогичный или близкий по химическому составу к исследуемому материалу.

Магнитная конфигурация. Стоит отметить, что, несмотря на возможность горения геликонного разряда даже при относительно небольших величинах магнитного поля 0,002—0,01 Тл, эффективное введение ВЧ-мощности в плазму возможно только при достаточно значительном сопротивлении плазмы, которое зависит от многих параметров. Данное обстоятельство обусловлено относительной сложностью физики геликонного разряда [19] и наличием резонансных пиков в зависимости сопротивления плазмы от величины магнитного поля и плотности плазмы. Отмечена выраженная зависимость плотности геликонной плазмы от величины магнитного поля в области образования геликонных волн и геометрии [26], а также от давления газа [25, 27]. И только в случае учёта всех этих факторов можно ожидать рост плотности плазмы с ростом вложенной мощности [26, 27].

При создании установки ГПИ-2 будет использована система из трёх катушек 5, 6, 7, которые показаны на рис. 1. Катушка 6 находится в области антенны, обеспечивает магнитное поле до 0,08 Тл и служит для зажигания разряда, катушка 7 находится внутри вакуумной камеры (магнитное поле до 0,3 Тл) и используется для уменьшения диаметра плазменного потока и повышения плотности плазмы. Третья катушка 5 располагается с другой стороны антенны (магнитное поле до 0,3 Тл) и обеспечивает пробочную магнитную конфигурацию. Катушки 5 и 7 изготавливаются путём намотки медной трубки с внешним диаметром ≤10 мм на цилиндрический каркас из коррозионно-стойкой немагнитной стали. Элек-

трическая изоляция витков от каркаса и друг от друга осуществляется посредством использования электроизолирующих лаков. Расчётная величина тепловой мощности в режиме работы с максимальной напряжённостью магнитного поля катушек 5 и 7 не превышает 3 кВт и гарантированно может быть отведена с помощью водяного охлаждения. Использование комбинации из трёх катушек, две из которых располагаются вне вакуумной камеры, позволяет осуществлять оперативную перестройку профиля магнитного поля перемещением катушек, располагающихся вне вакуумной камеры, а также путём изменения величины тока через катушки. Ввиду того, что для плазменных источников подобного типа и конфигурации зачастую наблюдается пикированное аксиальное распределение плотности плазмы [25, 28], катушка 5 также может играть роль как магнитной, так и механической диафрагмы.

Озвученные соображения были заложены в проект установки. На рис. 6 показаны расчётные профили магнитных полей, которые будут получены с использованием магнитной системы из трёх катушек на первом этапе, и соответствующие им силовые линии. Как видно на рисунке, возможно получение как одно-, так и двухпробочной магнитной конфигурации, а также плоского профиля магнитного поля. Так

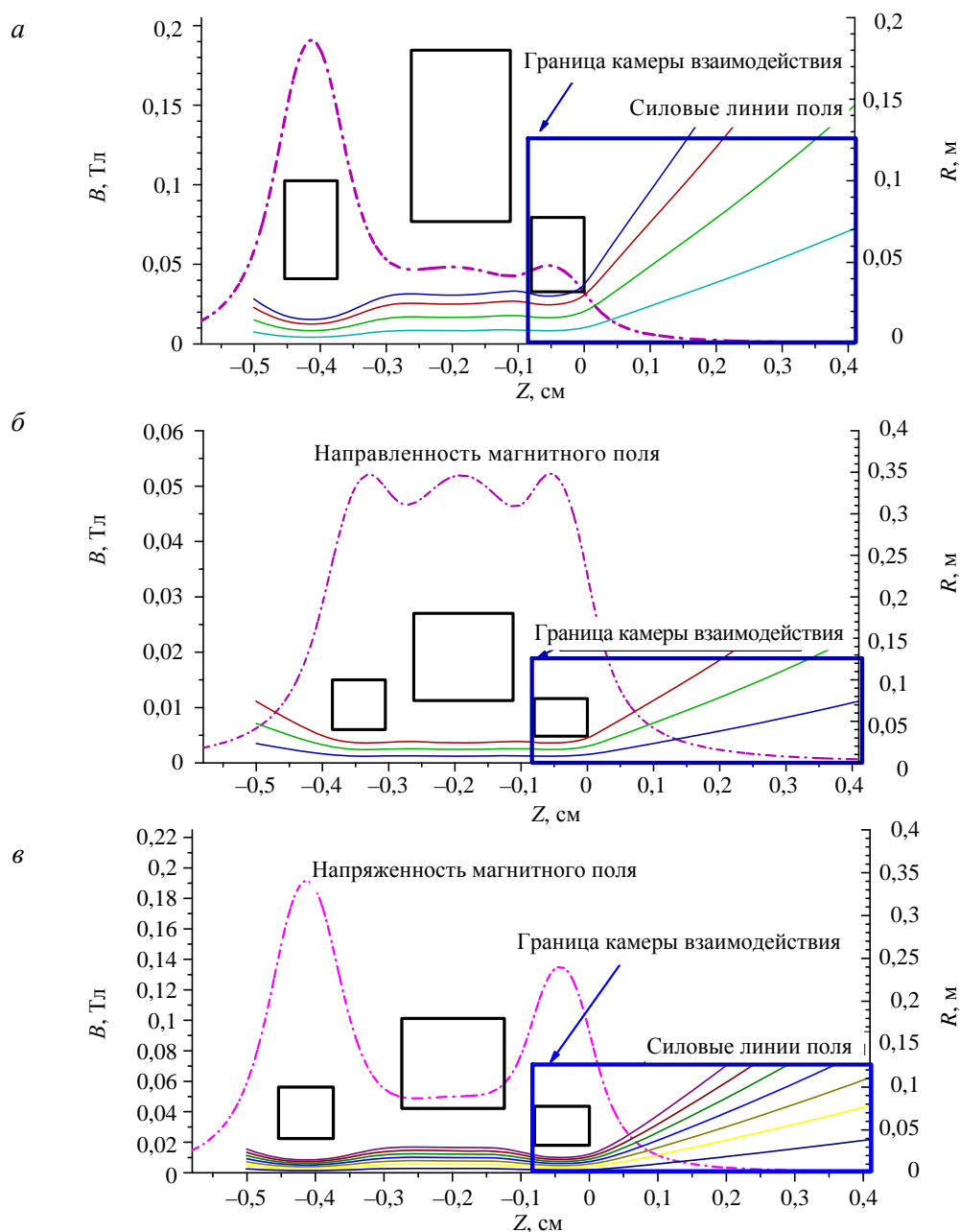


Рис. 6. Силовые линии и напряжённость магнитных полей установки ГПИИ-2 первого этапа. Показаны положение катушек магнитного поля (*a*), осевое распределение величины магнитной индукции (*б*) и силовые линии (*в*)

же, как и в случае с расчётными профилями давления, приведёнными на рис. 4, за точку ноль по оси Z принят правый торец катушки 5. В дальнейшем профили магнитных полей будут оптимизированы для достижения требуемых параметров плазмы в зоне расположения исследуемых образцов.

Применение ограничительных диафрагм позволяет снизить скорость эффективной откачки по водороду кварцевой трубки, увеличить рабочее давление в области разряда и тем самым увеличить плотность плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан проект лабораторной экспериментальной установки на основе геликонного источника плазмы мощностью 2 кВт, предназначенной для исследования процессов при взаимодействии низкотемпературной плазмы с перспективными материалами термоядерных реакторов. Используемые при проектировании технические решения позволят получить плотность потока ионов дейтерия в камере взаимодействия в диапазоне 10^{20} — 10^{23} ионов/(с·м²). Заложенная возможность использования нескольких магнитных катушек с установкой одной из них внутрь камеры взаимодействия позволяет гибко варьировать профиль магнитного поля в процессе эксперимента и параметры плазмы в широких пределах в зависимости от потребностей эксперимента.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 18-72-10162.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Alimov V.Kh., Hatano Y., Sugiyama K., Roth J. et al.** The effect of displacement damage on deuterium retention in tungsten exposed to D neutrals and D₂ gas. — *J. Nucl. Mater.*, 2013, vol. 438, p. S959—S962; <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.208>.
2. **N. van Eck H.J., Akkermans G.R., van der Westen A.S. et al.** High-fluence and high-flux performance characteristics of the superconducting Magnum-PSI linear plasma facility. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 142, p. 26—32; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.04.020>.
3. **Kreter A., Brandt C., Huber A. et al.** Linear plasma device PSI-2 for plasma material interaction studies. — *Fusion Sci. Technol.*, 2015, vol. 68 (1); <https://doi.org/10.13182/FST14-906>.
4. **Goebel D.M., Campbell G., Conn R.W.** Plasma surface interaction experimental facility (PISCES) for materials and edge physics studies. — *J. Nucl. Mater.*, 1984, vol. 121, p. 277; [http://dx.doi.org/10.1016/0022-3115\(84\)90135-1](http://dx.doi.org/10.1016/0022-3115(84)90135-1).
5. **Lu G.H., Cheng L., Arshad K. et al.** Development and optimization of STEP — a linear plasma device for plasma-material interaction studies. — *Fusion Sci. Technol.*, 2017, vol. 71 (2), p. 177—186; <https://doi.org/10.13182/FST16-115>.
6. **Ohno N. et al.** Static and dynamic behaviour of plasma detachment in the divertor simulator experiment NAGDIS-II. — *Nucl. Fusion*, 2002, vol. 41, p. 1055; <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/41/8/309>.
7. **Khripunov B.I., Shapkin V.V., Petrov V.B., Antonov N.V.** — *Fusion Technology*, 1994, p. 243—246.
8. **Гуторов К.М., Визгалов И.В., Сорокин И.А., Подоляко Ф.С.** Исследование взаимодействия плазмы с материалами установок термоядерного синтеза в линейных симуляторах с пучково-плазменным разрядом. — *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, 2016, № 6, с. 43—48; <https://elibrary.ru/item.asp?id=26068833>.
9. **Будаев В.П., Федорович С.Д., Лукашевский М.В., Мартыненко Ю.В., Губкин М.К., Карпов А.В. и др.** Плазменная установка НИУ «МЭИ» для испытаний тугоплавких металлов и создания высокопористых материалов нового поколения. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2017, т. 40, вып. 3, с. 23—36.
10. **Beers C.J., Lindquist E.G., Biewer T.M. et al.** Characterization of the helicon plasma flux to the target of Proto-MPEX. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 138, p. 282—288; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.11.056>.
11. **Rapp J., Biewer T. M., Bigelow T.S.** The development of the material plasma exposure experiment. — *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2016, vol. 44, Issue 12; doi:10.1109/tps.2016.2628326.
12. **Manhard A., Schwarz-Selinger T., Jacob W.** Quantification of the deuterium ion fluxes from a plasma source. — *Plasma Sources Science and Technology*, 2011, vol. 20, p. 015010.
13. **Голубева А.В., Черкез Д.И., Спицын А.В., Янченков С.В.** Установка для исследования проницаемости материалов при плазменном облучении. — *Приборы и техника эксперимента*, 2017, № 6, с. 67—77.
14. **Van Rooij J.G.** Laboratory experiments and devices to study plasma surface interaction. — *Fusion Science and Technology*, 2012, vol. 61:2T, p. 266—272; doi: 10.13182/FST61-2T-266.
15. **Кралькина Е.А.** Индуктивный высокочастотный разряд низкого давления и возможности оптимизации источников плазмы на его основе. — *УФН*, 2008, т. 178, № 5, с. 519—540; doi: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0178.200805f.0519>.
16. **Shinohara S.** Helicon high-density plasma sources: physics and applications. — *Advances in Physics*, X, 3:1, 1420424; doi: 10.1080/23746149.2017.1420424.
17. **Bowers R., Legendy C., Rosw F.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1961, vol. 7, p. 339.
18. **Harding G.N., Thonemann P.C.** — *Proc. Phys. Soc.*, 1965, vol. 85, p. 317.
19. **Boswell R.W.** — *Phys. Lett.*, 1970, vol. 33A, p. 457.

20. **Zhu P., Boswell R.W.** — Phys. Rev. Lett., 1989, vol. 63, p. 2805.
21. **Chen F.F.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 1991, vol. 33, p. 339.
22. http://www.hfpower.ru/Product_rus.htm.
23. <https://www.advancedenergy.com/globalassets/resources-root/data-sheets/navio-product-data-sheet.pdf>.
24. https://en.wikipedia.org/wiki/Smith_chart.
25. **Navarro-Cavallé J. et al.** Experimental characterization of a 1 kW helicon plasma thruster — Vacuum, 2018, vol. 149, p. 69—73.
26. **Pandey A. et al.** Conceptual design of a permanent ring magnet based helicon plasma source module intended to be used in a large size fusion grade ion source. — Fusion Engineering and Design, 2016, vol. 103, p. 1—7.
27. **Мордик С.Н. и др.** Геликоновые генераторы плазмы для аналитических приложений. — ВАНТ. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения, 2008, № 4, с. 147—149.
28. **Yoshitaka M. et al.** Focusing magnetic field contribution for helicon plasma on Mini-RFTF. — Thin Solid Films, 2006, vol. 506—507, p. 583—587; <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2005.08.063>.



Дмитрий Ильич Черкез,
н.с. ККФХТ; НИЦ «Курчатовский институт»,
123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1,
Россия
cherkez_DI@nrcki.ru



Николай Павлович Бобырь,
н.с. ККФХТ; НИЦ «Курчатовский институт»,
123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Bobyry_NP@nrcki.ru



Александр Викторович Спицын,
к.ф.-м.н., начальник лаборатории; НИЦ «Курчатовский институт»,
123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Spitsyn_AV@nrcki.ru



Сергей Станиславович Ананьев,
в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премий Правительства РФ, им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова; НИЦ «Курчатовский институт»,
123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Ananyev_SS@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 28 декабря 2020 г.

После доработки 15 июня 2020 г.

Принята к публикации 5 августа 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 101—110.

УДК 621.039.647

ИОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА С БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ МОЩНОГО ИНЖЕКТОРА ПУЧКА АТОМОВ ДЕЙТЕРИЯ ДЛЯ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ

*В.Х. Амиров¹, А.И. Горбовский¹, В.И. Давыденко¹, П.П. Дейчули¹, А.А. Иванов¹, В.А. Капитонов¹,
В.В. Мишагин¹, А.В. Сорокин¹, И.В. Шиховцев^{1,2}*

¹*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*

²*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

Для нагрева плазмы в токамаке TCV (Лозанна, Швейцария) в ИЯФ СО РАН разработан перезарядный инжектор сфокусированного пучка быстрых атомов дейтерия энергией 30 кэВ, мощностью 1 МВт и длительностью 2 с. В ионном источнике этого инжектора для формирования пучка используется многощелевая трёхэлектродная ионно-оптическая система с электродами сферической формы и эмиссионной областью диаметром 250 мм. Угловая расходимость ионного пучка, сформированного многощелевой ионно-оптической системой, имеет достаточно малую величину в направлении вдоль щелей, что обеспечивает аккуратный вход сфокусированного пучка быстрых атомов в узкий инжекционный порт токамака. Во время формирования ионного пучка электроды ионно-оптической системы нагреваются вторичными частицами и требуется охлаждение электродов. Для повышения прозрачности ионно-оптической системы и простоты изготовления был принят инерционный вариант охлаждения электродов. Во время импульса рост температуры ограничивается теплоёмкостью электродов, а между импульсами тепло передаётся на водоохлаждаемые присоединительные фланцы электродов. Проведённый термомеханический анализ показал, что для достижения приемлемых величин продольных прогибов электродов, возникающих из-за термоупругих напряжений, необходимо снижение жёсткости электродов на периферии области формирования пучка. Такое снижение было достигнуто за счёт введения разрезов — азимутальных для плазменного электрода и радиальных для ускоряющего и заземлённого электродов. В статье представлены особенности конструкции и технологии изготовления многощелевых электродов ионно-оптической системы.

Ключевые слова: инжекторы пучков быстрых атомов, ионно-оптическая система, многоапертурные электроды, термомеханические деформации.

ION-OPTICAL SYSTEM WITH BALLISTIC FOCUSING OF A POWERFUL DEUTERIUM ATOM BEAM INJECTOR FOR PLASMA HEATING

*V.Kh. Amirov¹, A.I. Gorbovskiy¹, V.I. Davydenko¹, P.P. Deychuli¹, A.A. Ivanov¹, V.A. Kapitonov¹,
V.V. Mishagin¹, A.V. Sorokin¹, I.V. Shikhovtsev^{1,2}*

¹*Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia*

²*Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

To heat the plasma in the TCV tokamak (Lausanne, Switzerland), a charge exchange injector of a focused beam of fast deuterium atoms with an energy of 30 keV, a power of 1 MW and a duration of 2 s has been developed at the INP SB RAS. In the ion source of this injector, a multi-slit three-electrode ion-optical system with spherical electrodes and an emission region with a diameter of 250 mm is used to form the beam. The angular divergence of the ion beam formed by the multi-slit ion-optical system is sufficiently small in the direction along the slits, which ensures accurate entry of a focused beam of fast atoms into the narrow injection port of the tokamak. During the formation of the ion beam, the electrodes of the ion-optical system are heated by secondary particles and cooling of the electrodes is required. To increase the transparency of the ion-optical system and ease of manufacture, an inertial version of cooling the electrodes was adopted. During a pulse, the rise in temperature is limited by the heat capacity of the electrodes, and between pulses, heat is transferred to the water-cooled connecting flanges of the electrodes. The performed thermomechanical analysis showed that in order to achieve acceptable values of the longitudinal deflections of the electrodes arising from thermoelastic stresses, it is necessary to reduce the stiffness of the electrodes at the periphery of the beam formation region. This reduction was achieved due to the introduction of cuts - azimuthal for the plasma electrode and radial for the accelerating and grounded electrodes. The article presents the design features and manufacturing technology of multi-slit electrodes of the ion-optical system.

Key words: fast atom beam injectors, ion-optical system, multi-aperture electrodes, thermomechanical deformations.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-111-117

ВВЕДЕНИЕ

Для нагрева плазмы в токамаке TCV (Лозанна, Швейцария) используется разработанный в Институте ядерной физики СО РАН инжектор пучка атомов дейтерия энергией 30 кэВ, мощностью пучка 1 МВт и длительностью импульса до 2 с [1]. Прямоугольный инжекционный порт токамака TCV имеет относительно небольшую высоту 170 мм и ширину 220 мм, что накладывает довольно жёсткие ограничения на начальный размер пучка и его угловую расходимость. Малый вертикальный размер порта не позволил использовать разработанную ранее триодную ионно-оптическую систему с круглыми отверстиями и баллистической фокусировкой за счёт сферической формы электродов [2]. Поэтому для уменьшения потерь при прохождении пучка через инжекционный порт была разработана многощелевая трёхэлектродная ионно-оптическая система с баллистической фокусировкой. Угловая расходимость пучка вдоль вертикально расположенных щелей достаточно мала, и в результате сфокусированный пучок быстрых атомов с эллиптическим сечением проходит через инжекционный порт с приемлемыми потерями. В статье представлена конструкция многощелевых электродов ионно-оптической системы инжектора, приведены результаты моделирования термомеханических деформаций электродов и кратко описана технология их изготовления.

ЭЛЕКТРОДЫ ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Общий вид перезарядного инжектора мощного пучка быстрых атомов дейтерия для нагрева плазмы в токамаке TCV показан на рис. 1. Ионный источник формирует сфокусированный пучок ионов дейтерия с током до 45 А и энергией до 30 кэВ. Сформированный пучок ионов далее перезаряжается в атомы в газовой мишени нейтрализатора. Неперезарядившиеся ионы отклоняются магнитом и попадают в водоохлаждаемый приёмник. Откачка инжекторного бака производится четырьмя крионасосами. Для измерения мощности полученного пучка быстрых атомов на выходе инжекторного бака пристыкован раздвижной калориметр.

В ионном источнике, показанном на рис. 2, плазменный эмиттер создаётся индукционным ВЧ-разрядом. Для формирования пучка дейтерия используется многощелевая трёхэлектродная ионно-оптическая система со сферическими электродами. В результате численных расчётов и экспериментальных исследований [3, 4]

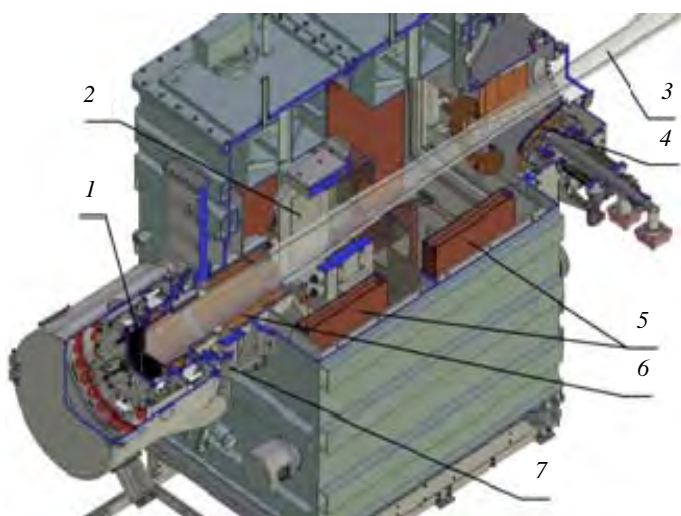


Рис. 1. Инжектор мощного пучка быстрых атомов дейтерия для нагрева плазмы в токамаке TCV: 1 — ионный источник; 2 — поворотный магнит; 3 — пучок быстрых атомов; 4 — калориметр; 5 — крионасосы; 6 — нейтрализатор; 7 — узел прицеливания

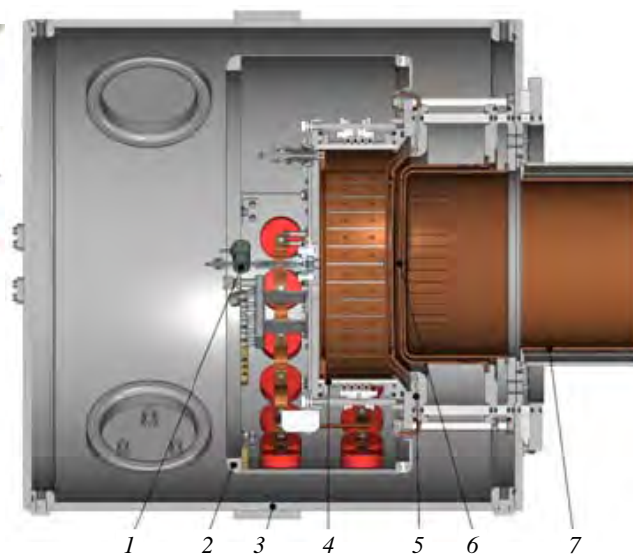


Рис. 2. Схема ионного источника: 1 — газовый клапан; 2 — внутренний магнитный экран; 3 — внешний магнитный экран; 4 — плазменный ВЧ-эмиттер; 5 — изоляционный узел ионно-оптической системы; 6 — электроды ионно-оптической системы; 7 — нейтрализатор

была выбрана показанная на рис. 3 геометрия ячейки ионно-оптической системы с эмиссионной щелью шириной 3 мм и длиной 47 мм. Измеренная угловая расходимость отдельного пучка, сформированного щелевой ячейкой, составляет 10 мрад в направлении вдоль щели и 22 мрад в направлении поперёк щели. Щели расположены с шагом 6 мм в круге с диаметром 250 мм. Общая прозрачность плазменного электрода имеет величину 45%. Фокусное расстояние ионно-оптической системы составляет 4,1 м.

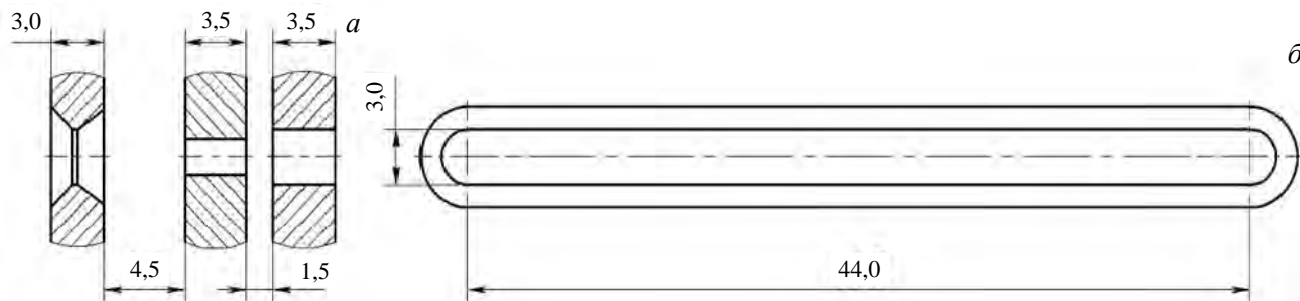


Рис. 3. Отдельная щелевая ячейка ионно-оптической системы: *a* — разрез ячейки, *б* — вид щели плазменного электрода со стороны плазменного эмиттера

Плазменный электрод является наиболее сложным для изготовления, поскольку имеет небольшую толщину сеток и щели с фасками. Электрод изготовлен из хромоциркониевой бронзы марки БрХЦр. Этот материал имеет высокую твёрдость $HV 1^{0-1} = 110\text{—}140$ МПа, теплопроводность $\lambda = 366$ Вт/(м·град) и электропроводность хромоциркониевой бронзы, близкие к меди. Высокая твёрдость материала плазменного электрода необходима для поддержания сферической формы сеток.

Перед началом механической обработки все заготовки проверялись на твёрдость по шкале Бринелля. Если твёрдость какой-либо заготовки оказывалась ниже требуемой величины, то её подвергали дополнительной термической обработке (старению) для получения необходимой твёрдости. После этого производилась токарная обработка заготовки для получения требуемого профиля электрода (рис. 4).

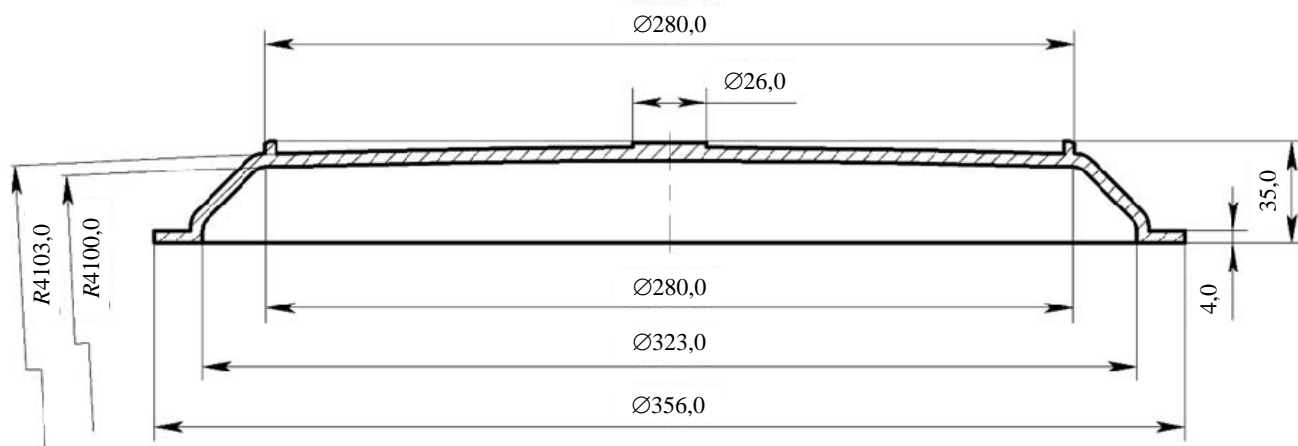


Рис. 4. Заготовка плазменного электрода после токарной обработки

В процессе токарной обработки контроль размеров проводился на измерительной машине «Оптон».

После токарной обработки электрод подвергался фрезерной обработке в специальной алюминиевой оправке с формированием щелевых пазов. В процессе обработки пазов, после определённого количества операций, производился контрольный обмер радиусов внутренней и наружных сфер электрода. Если размеры не соответствовали номинальным, то сетку подвергали терморихтовке в стальной оправке, которая имела размеры, соответствующие номинальным размерам радиусов сфер при температуре не менее 800 °С.

Фрезеровка щелей электрода выполнялась сначала с внутренней стороны электрода, а затем с наружной. После фрезеровки щелей в плазменном электроде электроискровой обработкой прорезались азимутальные пазы нужной геометрии.

Заготовки второго и третьего электродов изготавливались из трёх элементов — диска из бронзы БрХЦр, обечайки и фланца из меди М1 методом пайки в вакууме. Операции по обработке этих электродов проводились в том же порядке, что и для первого.

Во время формирования пучка электроды ионно-оптической системы нагреваются вторичными частицами и требуется охлаждение электродов. Типичное значение мощности нагрева каждого из электродов составляет ~1% от полной мощности пучка. Электроды ионно-оптической системы установлены на фланцах с водяным охлаждением, что обеспечивает отвод тепла от электродов в промежутке между импульсами длительностью 5 мин.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ ЭЛЕКТРОДОВ



Рис. 5. Расположение щелей в начальном варианте плазменного электрода

Расчёты распределений температуры и деформаций в электродах ионно-оптической системы проводились с использованием программного комплекса ANSYS [5]. Расположение щелей в начальном варианте плазменного электрода показано на рис. 5. Результаты расчёта распределений температуры и продольной деформации этого варианта плазменного электрода в конце импульса прогрева длительностью 2 с и мощностью 12 кВт при начальной температуре электродов 22 °С показаны на рис. 6. Максимальная температура достигается в центре электрода в конце импульса прогрева и составляет 105 °С, а через 300 с остывания после импульса (300 с — пауза между импульсами) температура в центре электрода снижается до 23,7 °С. Профиль темпера-

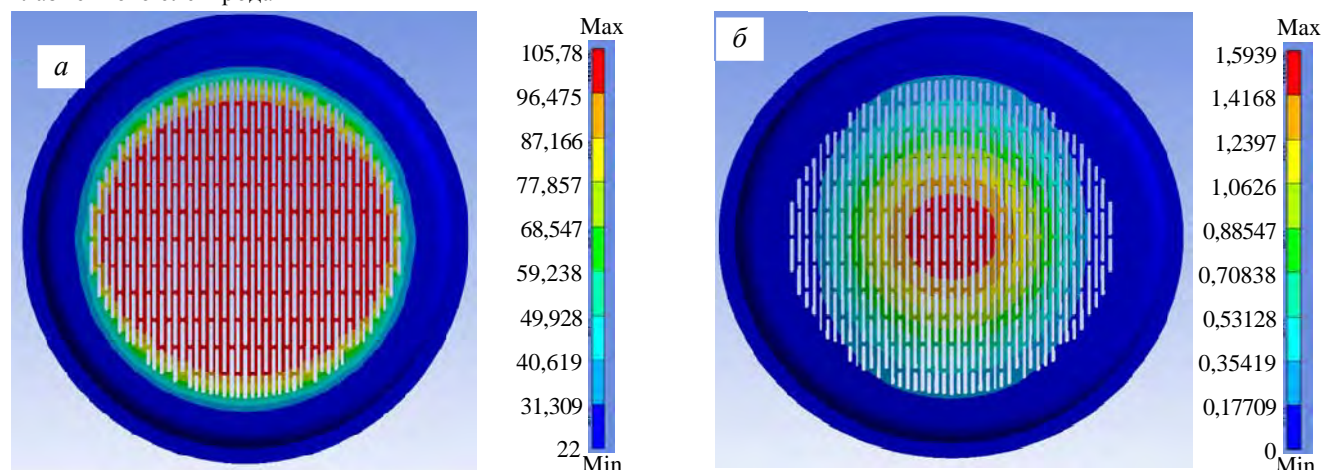


Рис. 6. Распределение температуры (а) и продольная деформация (б) плазменного электрода в конце импульса длительностью 2 с

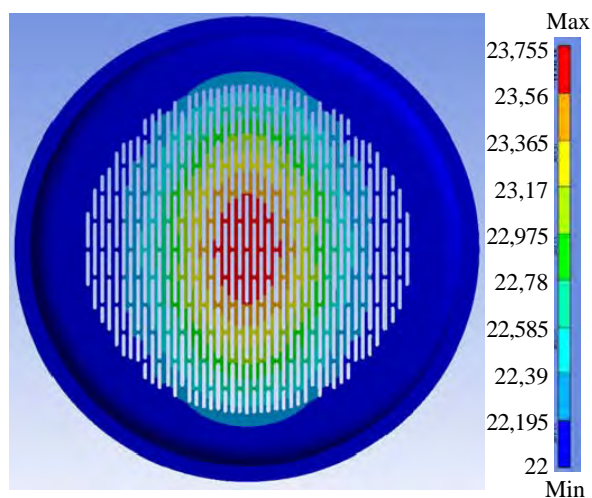


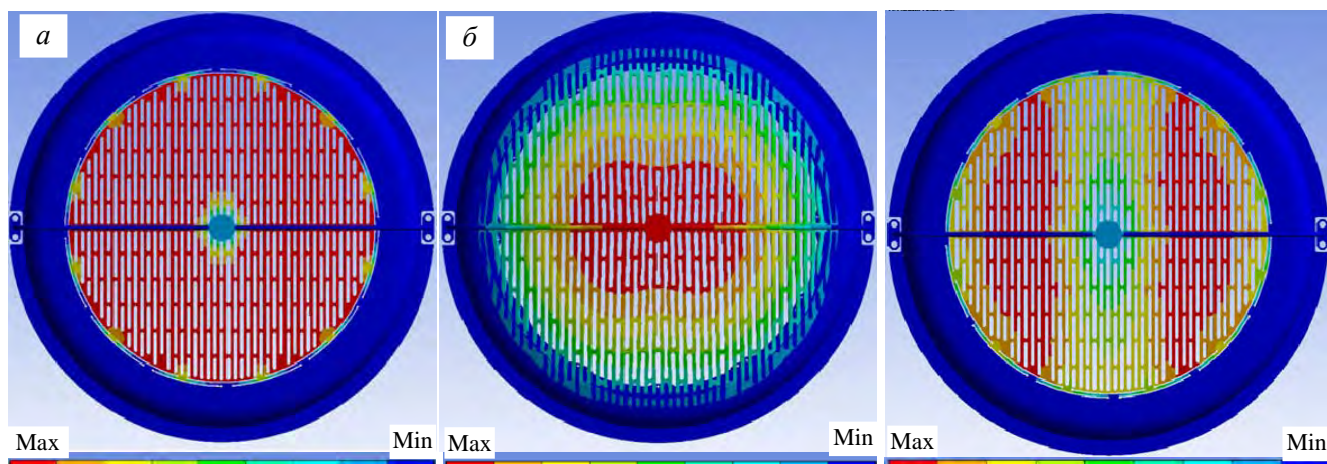
Рис. 7. Профиль температуры плазменного электрода через 300 с после импульса

туры электрода через 300 с после рабочего импульса показан на рис. 7. Максимальное смещение вдоль оптической оси в центре электрода имеет величину 1,5 мм. Такая величина смещения является недопустимо большой, поскольку соизмерима с величиной зазора между плазменным и вытягивающим электродами. В этом случае формирование отдельных пучков из элементарных щелевых ячеек будет неоптимальным и они будут иметь значительную угловую расходимость поперёк щелей.

Для уменьшения прогиба плазменного электрода было решено снять термоупругие напряжения за счёт введения на периферии эмиссионной области азимутальных пазов. При этом отвод тепла из центральной части электрода между импульсами затруднён. Для

организации дополнительного теплосъёма в центральной части электрода был введён дополнительный конструктивный элемент— площадка охлаждения, которая механически соединяется с бобышкой, сквозь которую проходит охлаждаемая водой трубка. Трубка закреплена на краях электрода снаружи от разрезов для снижения механической нагрузки на рабочую часть.

Расчётные профили нагрева и продольной деформации окончательного варианта плазменного электрода за импульс длительностью 2 с показаны на рис. 8. Максимальный нагрев электрода за импульс составил 106 °С, температура в центре электрода к следующему импульсу (остывание 300 с) снижается до 37,1 °С (рис. 9), максимальная продольная деформация имеет величину 0,09 мм. Полученные значения температуры и продольного смещения плазменного электрода являются вполне допустимыми.



106,02 87,35 68,679 50,007 31,336 0,091268 0,070579 0,049889 0,0292 0,008611 37,118 33,758 30,398 27,038 23,678
96,686 78,015 59,343 40,672 22 0,080923 0,060234 0,039545 0,018856 -0,0018336 35,438 32,078 28,718 25,358 21,998

Рис. 8. Профиль нагрева (а) и деформация (б) окончательного варианта плазменного электрода за импульс длительностью 2 с

Рис. 9. Профиль температуры плазменного электрода через 300 с после рабочего импульса

Второй, вытягивающий электрод имеет протяжённую цилиндрическую часть, в конце которой перед присоединительным фланцем расположены отверстия для дополнительной откачки дейтерия из зазоров ионно-оптической системы. Наличие цилиндрической части позволило использовать радиальные разрезы для снижения жёсткости электрода на периферии рабочей области. Радиальные разрезы не препятствуют отводу тепла от рабочей части электрода. Результаты расчёта распределений температуры и продольной деформации варианта вытягивающего электрода в конце импульса прогрева длительностью 2 с и мощностью 12 кВт показаны на рис. 10. Максимальный нагрев электрода за импульс имеет величину

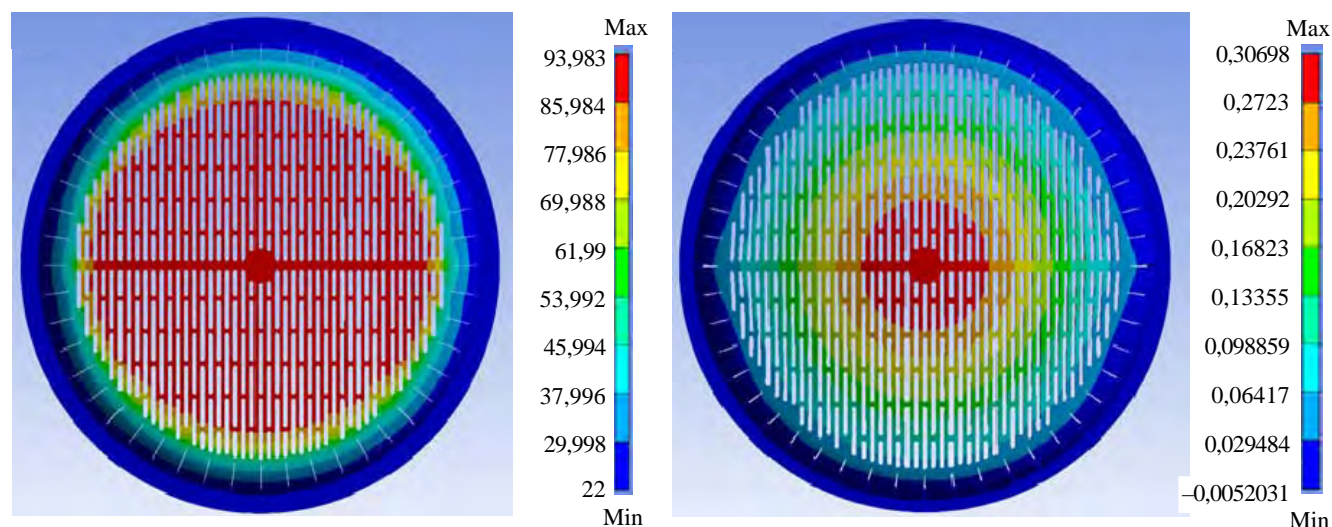


Рис. 10. Распределение температуры (а) и продольная деформация (б) вытягивающего электрода за импульс длительностью 2 с

93,9 °С, температура в центре электрода к следующему импульсу снижается до 27 °С, максимальная продольная деформация имеет величину 0,3 мм (этот вариант вытягивающего электрода был принят для применения в ионно-оптической системе ионного источника инжектора).

Конструкция третьего, заземлённого электрода подобна конструкции второго электрода, и результаты термомеханических расчётов для третьего электрода близки к результатам расчётов для второго электрода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время инжектор пучка быстрых атомов дейтерия с описанной многощелевой ионно-оптической системой успешно используется в экспериментах по нагреву плазмы на токамаке TCV [6]. Решения, принятые для конструкции многощелевых электродов ионно-оптических систем, также могут быть использованы для ионно-оптических систем других инжекторов. В то же время увеличение длительности импульса инжекции пучка быстрых атомов потребует перехода к ионно-оптическим системам с интенсивным охлаждением внутренними водяными каналами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Karpushov A.N., Chavan R., Coda S. et al.** Neutral beam heating on the TCV tokamak. — Fusion Eng. Des., 2017, vol. 123, p. 468.
2. **Sorokin A., Belov V., Davydenko V. et al.** Characterization of 1 MW, 40 keV, 1 s neutral beam for plasma heating. — Rev. Sci. Instrum., 2010, vol. 81, p. 02B108.
3. **Davydenko V., Amirov V., Gorbovsky A. et al.** Multi-slit triode ion optical system with ballistic beam focusing. — Ibid., 2016, vol. 87, p. 02B303.
4. **Sorokin A.V., Akhmetov T.D., Brul A.V. et al.** Update of ion-optical system of neutral beam of tokamak à configuration variable. — Ibid., 2020, vol. 91, p. 013323.
5. <http://www.ansys.com> for ANSYS Workbench Platform.
6. **Karpushov A.N., Alberti S., Chavan R. et al.** Upgrade of the TCV tokamak, first phase: neutral beam heating system. — Fusion Eng. Des., 2015, vol. 96—97, p. 493.



Владислав Харисович Амиров, ведущий конструктор; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия
V.Kh.Amirov@inp.nsk.su



Александр Иванович Горбовский, начальник конструкторского бюро; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия
A.I.Gorbovsky@inp.nsk.su



Владимир Иванович Давыденко, г.н.с., д.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия
V.I.Davydenko@inp.nsk.su



Петр Петрович Дейчули, в.н.с., к.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева, 11, Россия
P.P.Deichuli@inp.nsk.su



Александр Александрович Иванов, заместитель директора, д.ф.-м.н., лауреат премии им. Л.А. Арцимовича; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия
A.A.Ivanov@inp.nsk.su



Валериан Александрович Капитонов, ведущий инженер; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия
V.A.Kapitonov@inp.nsk.su



Валерий Викторович Мишагин, ведущий конструктор; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия
V.V.Mishagin@inp.nsk.su



Алексей Валерьевич Сорокин, н.с.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия
Al.V.Sorokin@inp.nsk.su



Игорь Владимирович Шиховцев, с.н.с., к.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия
I.V.Shikhovtsev@inp.nsk.su

Статья поступила в редакцию 8 апреля 2020 г.

После доработки 15 июня 2020 г.

Принята к публикации 5 августа 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 111—117.

ПАМЯТИ ВЛАДИМИРА СЕРГЕЕВИЧА ВОЙЦЕНИ
6.08.1935—25.08.2020



После тяжёлой продолжительной болезни скончался Владимир Сергеевич Войцени — заместитель директора по научной работе Института физики плазмы Национального научного центра Харьковский физико-технический институт Академии наук Украины, член редакционной коллегии нашего журнала.

Со времени поступления в УФТИ АН УССР (с 1993 г. ННЦ ХФТИ НАН Украины) в 1958 г. после окончания Харьковского государственного университета им. М. Горького Владимир Сергеевич был верным патриотом этого института. Им были последовательно и успешно «покорены» различные должностные ступени: руководитель экспериментальной группы, старший, ведущий научный сотрудник, начальник экспериментальной лаборатории, начальник научного отдела, с 2010 г. — заместитель директора института по научной работе. На любой должности неизменными оставались верность науке, настойчивость, требовательность к себе и чуткое отношение к коллегам по работе, и как результат — защита диссертаций на соискание учёных степеней кандидата и доктора физ.-мат. наук и научное руководство при подготовке кандидатских диссертаций подчинённых ему сотрудников. О признании значимости его научных достижений в международном масштабе свидетельствует его работа приглашённым учёным в крупных исследовательских центрах США, Японии и Германии для участия в совместных экспериментах на современных термоядерных установках, а также успешная работа по проблеме первых зеркал для диагностики плазмы в ИТЭР.

Владимир Сергеевич — пионер «Торсатронной программы ИФП». При его непосредственном участии разработан и введён в строй в 1970 г. первый в мире торсатрон «Сатурн», конструкция которого защищена авторским свидетельством. В течение последующих 10 лет на этом торсатроне были проведены эксперименты, подтвердившие перспективность установок данного класса. Главным результатом явилось доказательство идентичности магнитной конфигурации классического стелларатора и торсатрона, а также возможности удержания в них плазмы в одинаковых условиях. Кроме того, на установке был реализован предложенный в ХФТИ метод высокочастотного нагрева плазмы. Используемая методика диагностики плазмы применялась успешно впоследствии в ХФТИ и на других установках, в частности, на установке «Винт-20» — однозаходном торсатроне, магнитная система которого расположена внутри вакуумной камеры. Именно результаты, полученные на этих установках, позволили при-

ступить к сооружению в ХФТИ крупного торсатрона с дивертором — установки «Ураган 3М», и впоследствии торсатрона с дополнительным продольным полем «Ураган 2М».

Личный вклад В.С. Войцени в исследованиях на этой установке огромен. Основные из них — экспериментальное подтверждение преимущества торсатрона с дивертором перед классической схемой стелларатора, защищённое авторским свидетельством; исследование механизма поступления в плазму примесей металлов и предложение способов их снижения за счёт применения титановых покрытий.

Достигнутый в термоядерных исследованиях прогресс невозможен без понимания ведущих процессов взаимодействия плазмы с поверхностью и установления главных механизмов эрозии и источников поступления примесей. Владимир Сергеевич внёс существенный вклад в решение этой проблемы. Результаты многолетних исследований нашли отражение в его докторской диссертации «Взаимодействие плазмы с поверхностью и поступление примесей в установках стеллараторного типа», а также книге в соавторстве с С.К. Гужовой и В.И. Титовым «Воздействие низкотемпературной плазмы и электромагнитного излучения на материалы» (Москва, 1991 г.).

Свои обширные знания и уникальный опыт В.С. Войцения передавал молодёжи. С 2011 г. он профессор кафедры плазмы Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина. Одновременно им проводилась большая общественная работа. Он был членом редакционных коллегий нескольких научных журналов: «ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез», *Plasma Devices and Operations*, *Journal of Fusion Energy*, заместителем редактора журнала «ВАНТ. Сер. Физика плазмы» ННЦ ХФТИ (Харьков, Украина). Он постоянно участвовал в рецензировании присылаемых в журналы рукописей. Замечания в его рецензиях всегда формулировались по сути дела, были не категоричны и помогали авторам рукописей.

Светлая память о Владимире Сергеевиче сохранится в наших сердцах.

ПАМЯТИ ВЯЧЕСЛАВА СЕРГЕЕВИЧА СТРЕЛКОВА
13.08.1933—19.07.2020



После тяжёлой продолжительной болезни скончался Вячеслав Сергеевич Стрелков, доктор физ.-мат. наук, профессор, лауреат Государственных премий СССР, Заслуженный работник атомной промышленности, член редакционной коллегии нашего журнала.

В.С. Стрелков после окончания МГУ им. М.В. Ломоносова в 1957 г. поступил в Институт атомной энергии — ныне НИЦ «Курчатовский институт», в котором проработал всю последующую жизнь. Он начал свой научный путь под руководством замечательных учёных И.Н. Головина и Н.А. Явлинского. Вся его научная деятельность, начиная с первых макетов токамаков (ТМП, Т-1, Т-2) под руководством Н.А. Явлинского, связана с термоядерными установками токамак. Он принадлежал к числу ближайших учеников академика Л.А. Арцимовича. Незадолго до своей трагической кончины в июле 1962 г. Н.А. Явлинский, высоко ценивший организаторские способности Вячеслава Сергеевича, говорил, что хотел бы видеть его на своём месте, а сам он стал бы плотнее заниматься экспериментом. В 1962 г. В.С. Стрелков становится заместителем начальника сектора токамаков, а затем (с 1973 г.) начальником сектора и остаётся руководителем этого подразделения, у которого менялись названия, но не суть, до 1995 г., продолжив свою миссию в качестве заместителя директора Института ядерного синтеза по научному направлению. В последние годы Вячеслав Сергеевич был советником директора Центра (с 2005 г.), советником президента Центра (с 2015 по 2019 г.).

В.С. Стрелков сочетал научную работу экспериментатора с организационной деятельностью. Он впервые на установке токамак ТМП наблюдал образование пучка ускоренных электронов, проводил первые рентгеновские измерения. Первый тор был керамическим, но Вячеслав Сергеевич показал непригодность такого решения, необходимость выравнивать электрический потенциал стенки. Он впервые изучал равновесие плазмы в торе. Позднее Вячеслав Сергеевич с сотрудниками впервые наблюдал термоядерное нейтронное излучение плазмы на токамаке Т-3А. С его участием был проведён совместный англо-советский экспе-

римент по лазерному зондированию плазмы, после которого токамаки получили международное признание. В.С. Стрелков активно участвовал в сооружении токамаков Т-3, Т-4, Т-10 и Т-15.

В.С. Стрелков — лауреат двух Государственных премий СССР — за циклы работ «Получение и исследование высокотемпературной термоядерной плазмы на установках «Токамак» (1971 г.) и «Корпускулярная диагностика высокотемпературной плазмы» (1981 г.). Вячеслав Сергеевич также является лауреатом Премии Российской Федерации в области образования.

В.С. Стрелков был широко известен в мировом термоядерном сообществе, участвовал в международных проектах ИНТОР и ИТЭР, был членом экспертной группы по диагностике ИТЭР в 1990-е гг.

В.С. Стрелков на протяжении многих лет руководил «Семинаром Т» и НТС отдела Т-10, был членом Научно-технического совета НТС-6 в министерстве, курирующем исследования по управляемому термоядерному синтезу (УТС) (ныне — Госкорпорация «Росатом»). Ни одно заседание семинара, учёного совета или НТС разных уровней не проходило без его страстных, порой едких, замечаний, в которых, невзирая на лица, он отстаивал свою принципиальную позицию. В этом отношении для него не существовало ни административных, ни каких-либо иных барьеров.

Вячеслав Сергеевич, будучи человеком глубоко порядочным, открытым и прямым, способствовал поддержанию в коллективе прекрасных товарищеских отношений, сложившихся ещё под руководством Н.А. Явлинского и Л.А. Арцимовича.

Весь свой богатый опыт физика-экспериментатора он передавал научной молодёжи. Вячеслав Сергеевич всегда доброжелательно, с большим интересом относился к работам молодых учёных, искренне переживал за их научный рост и перспективу. В течение многих лет он активно участвовал в проведении ставшей уже традиционной Молодёжной курчатовской научной школы, преподавал на физическом факультете МГУ, был одним из ключевых профессоров кафедры физики плазмы МИФИ, являющейся базовой кафедрой Курчатовского института. К преподаванию на кафедре и к проблемам подготовки новых научных кадров он относился с глубоким чувством ответственности. На протяжении многих лет он принимал активное участие в заседаниях ГЭК кафедры, кроме того, часто приезжал в МИФИ для участия в оценке выполнения студентами своих курсовых научных работ. Многие выпускники кафедры прошли через его строгую, но доброжелательную экспертизу. Он фактически курировал работу кафедры физики плазмы МИФИ (позднее — филиал кафедры) в Курчатовском институте, решая проблемы распределения студентов на учебно-исследовательскую работу и практику в Курчатовском институте. Написанные им учебные пособия вошли в золотой фонд учебной литературы по физике и технике термоядерного эксперимента на токамаках и сейчас особенно активно используются в связи с созданием в МИФИ малого учебно-демонстрационного токамака. Вячеслав Сергеевич был неременным участником кафедральных заседаний и торжественных мероприятий и как учёный и педагог внёс большой вклад в развитие кафедры, укрепление её авторитета и привлекательности в студенческой среде.

В.С. Стрелков был учёным, вся жизнь которого, с раннего детства, прошла в научной среде. Его отец Сергей Павлович Стрелков — известный физик в области прикладной аэродинамики, работавший в ЦАГИ, заслуженный деятель науки и техники РСФСР, профессор МГУ им. М.В. Ломоносова. (Вячеслав Сергеевич вспоминал, как его отец был впечатлён «горящими глазами студента Игоря Николаевича Головина», впоследствии активного участника программы УТС, автора термина «токамак», заместителя И.В. Курчатова в нашем институте в 1950-е гг.) Брат Павел Сергеевич Стрелков является ведущим экспериментатором в области релятивистской плазменной электроники в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН. Жена Анна Андреевна Тихонова — кристаллограф, дочь выдающегося математика, академика Андрея Николаевича Тихонова. Их дети продолжили научные традиции семьи.

В.С. Стрелков с молодых лет активно занимался спортом: туризмом, альпинизмом, горными лыжами, спортивным ориентированием. Хорошая физическая форма, обретенная в молодые годы, позволяла ему в возрасте далеко за 80 ездить на работу на велосипеде. Поражало то, как стойко и мужественно боролся с недугом Вячеслав Сергеевич в последние годы жизни. До самой смерти его волновало будущее термоядерных исследований и возможные пути развития термоядерной энергетики — именно этому были посвящены его последние статьи и размышления с коллегами.

Светлая память о Вячеславе Сергеевиче Стрелкове сохранится в наших сердцах.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Морозов В.А., Щербак А.Н., Мирнов С.В.</i> Альтернативная возможность в технологии начальной подготовки разрядной камеры токамака к плазменному эксперименту на примере ТСП и Т-11М	5
<i>Блохин А.И., Чернов В.М.</i> Ядерно-физические свойства аустенитных никелевых и марганцевых сталей при нейтронных облучениях в ядерных реакторах деления (быстрых) и синтеза	11
<i>Афанасенко Р.С., Алексеев А.Г., Кутеев Б.В., Морозов А.А., Вуколов Д.К., Козлов А.М.</i> Тепловые нагрузки на узел входного зеркала диагностики СВЛ экваториальном порту № 12 ИТЭР	24
<i>Сытников В.Е., Лелехов С.А.</i> Новая конструкция сверхпроводящего провода типа Cable-in-conduit для крупных магнитов	31
<i>Кривых А.В., Поляков А.В.</i> Электромеханические свойства ВТСП-2-проводов с лентой-подложкой из нержавеющей стали AISI 310S при температурах жидкого гелия и азота	41
<i>Васина Я.А., Джурик А.С., Пришвицын А.С., Мирнов С.В., Лазарев В.Б.</i> Оптимизация технологической системы замкнутого литиевого контура на токамаке Т-11М	47
<i>Хвостенко П.П., Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Леонов В.М., Чудновский А.Н.</i> Расчёты уставок в схемах защит и блокировок системы электропитания электромагнитных обмоток и длительности плазменных разрядов в токамаке Т-15МД	60
<i>Крат С.А., Васина Я.А., Пришвицын А.С., Фефелова Е.А., Попова М.А., Гаспарян Ю.М., Писарев А.А.</i> Замещение тяжёлых изотопов водорода в вольфрамовых слоях при выдержке в газе	71
<i>Васильков Д.Г., Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Вафин И.Ю., Гребеничиков С.Е., Гришина И.А., Иванов В.А., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Мещеряков А.И., Петрова М.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В.</i> Импульсно-периодический режим ЭЦР-нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М	79
<i>Кирнева Н.А., Воробьев Г.М., Ганин С.А., Дрозд А.С., Кудашев И.С., Кулагин В.В., Курнаев В.А.</i> Область рабочих параметров токамака МИФИСТ: предварительная оценка	90
<i>Черкез Д.И., Бобырь Н.П., Спицын А.В., Ананьев С.С.</i> Проект установки для изучения взаимодействия плазмы с материалами на основе ВЧ-источника геликонного типа	101
<i>Амиров В.Х., Горбовский А.И., Давыденко В.И., Дейчули П.П., Иванов А.А., Капитонов В.А., Мишагин В.В., Сорокин А.В., Шиховцев И.В.</i> Ионно-оптическая система с баллистической фокусировкой мощного инжектора пучка атомов дейтерия для нагрева плазмы	111
Памяти Владимира Сергеевича Войцени (краткое сообщение)	118
Памяти Вячеслава Сергеевича Стрелкова (краткое сообщение)	120

CONTENTS

<i>Morozov V.A., Shcherbak A.N., Mirnov S.V.</i> Alternative possibility in the technology of initial preparation of a tokamak chamber for a plasma experiment on the example of TSP and T-11M.....	5
<i>Blokhin A.I., Chernov V.M.</i> Nuclear physical properties of austenitic nickel and manganese steels under neutron irradiation in nuclear fission (fast) and fusion reactors.....	11
<i>Afanasenko R.S., Alekseev A.G., Kuteev B.V., Morozov A.A., Vukolov D.K., Kozlov A.M.</i> Nuclear heat loads to the first mirror unit of H-alpha diagnostic in the ITER equatorial #12 port.....	24
<i>Sytnikov V.E., Lelehov S.A.</i> New high-temperature superconducting cable-in-conduit conductor design for large magnets application.....	31
<i>Krivykh A.V., Polyakov A.V.</i> Electromechanical properties of HTSC-2G wire with AISI 310S stainless steel substrate in liquid helium and nitrogen	41
<i>Vasina Ya.A., Djurik A.S., Prishvitsyn A.S., Mirnov S.V., Lazarev V.B.</i> Optimization of the technological system of a closed lithium circuit at T-11M tokamak	47
<i>Khvostenko P.P., Bondarchuk E.N., Kavin A.A., Leonov V.M., Chudnovskiy A.N.</i> Calculations of settings in the protection and blocking circuits of the power supply system of electromagnetic windings and the duration of plasma discharges in T-15MD tokamak.....	60
<i>Krat S.A., Vasina Ya.A., Prishvitsyn A.S., Fefelova E.A., Popova M.A., Gasparyn Yu.M., Pisarev A.A.</i> Substitution of heavy hydrogen isotopes in tungsten layers during gas exposure.....	71
<i>Vasilkov D.G., Batanov G.M., Borzosekov V.D., Vafin I.Yu., Grebenshchikov S.E., Grishina I.A., Ivanov V.A., Letunov A.A., Logvinenko V.P., Meshcheryakov A.I., Petrova M.N., Stepakhin V.D., Kharchev N.K., Kholnov Yu.V.</i> Pulse-periodic ECR-heating plasma mode in L-2M stellarator.....	79
<i>Kirneva N.A., Vorobjev G.M., Ganin S.A., Drozd A.S., Kudashev I.S., Kulagin V.V., Kurnaev V.A.</i> Working area of the MEPHIST tokamak: preliminar estimation	90
<i>Cherkez D.I., Bobyr N.P., Spitsyn A.V., Ananyev S.S.</i> The design of the plasma facility based on RF-source helicon type for studying the plasma-materials interaction.....	101
<i>Amirov V.Kh., Gorbovskiy A.I., Davydenko V.I., Deychuli P.P., Ivanov A.A., Kapitonov V.A., Mishagin V.V., Sorokin A.V., Shikhovtsev I.V.</i> Ion-optical system with ballistic focusing of a powerful deuterium atom beam injector for plasma heating	111
In Memoriam of Vladimir Sergeevich Vojsenya (brief overview)	118
In Memoriam of Vyacheslav Sergeevich Strelkov (brief overview).....	120

Вопросы атомной науки и техники

С е р и я: Термоядерный синтез

Том 43, выпуск 3

Ответственные за выпуск Б.Н. Колбасов, Е.А. Филимонова

Редактор Н.В. Бокша. Верстальщик И.Н. Альбицкая-Коростелева. Корректор Н.В. Бокша

Подписано в печать 10.09.20. Формат 60×90/8

Печать цифровая. Усл. печ. л. 12. Уч.-изд. л. 13. Тираж 156. Индекс 3648. 12 статей, 2 сообщения. Заказ 16

Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»

123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1