

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ  
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2025

Том 48  
Выпуск 1

Представляем первый выпуск журнала «ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез» в 2025 году. Это первый выпуск журнала с новым главным редактором — президентом НИЦ «Курчатовский институт» Михаилом Валентиновичем Ковальчуком, принявшим на себя эту миссию по просьбе редколлегии. Управляемый термоядерный синтез (УТС) является одним из направлений, по которому Михаил Валентинович является преемником Евгения Павловича Велихова, основателя и бессменного главного редактора журнала (статья памяти Евгения Павловича опубликована в предыдущем выпуске журнала).

Выпуск начинается со статьи памяти многолетнего ответственного секретаря и научного редактора журнала — Елены Александровны Филимоновой, сыгравшей уникальную роль в жизни журнала.

Далее в этом выпуске представлены 14 научных статей с результатами работ по проблеме УТС. В рубрикации содержания выпуска сделан упор на причастность статей к установкам для УТС (токамаки ИТЭР, T-15МД, ТРТ, T-10) и тематическим направлениям (обзоры, ВТСП, плазма—стенка).

Обзорная статья авторов из НИИЭФА посвящена обсуждению основных принципов и критериев проектирования современных компактных электромагнитных систем с сильным магнитным полем, использующих возможности высокотемпературных сверхпроводников типа ВТСП-2 в будущих термоядерных реакторах.

В разделе ИТЭР представлены три статьи авторов из НИКИЭТ по инженерно-техническим проблемам этой установки, за решение которых ответственна наша страна. Статьи показывают роль НИКИЭТ как одной из ведущих конструкторских организаций атомной отрасли в совместной реализации этого проекта. Первая статья представляет результаты расчётного исследования работоспособности сборки гибкой опоры бланкета ИТЭР в аварийном режиме работы. Во второй статье представлены результаты работ по соглашениям о поставке внутрикамерного оборудования, выполненных в период 2017—2022 гг. в обоснование конструкторско-технологических решений поставочных изделий для ИТЭР. В третьей доложены результаты экспериментального исследования самостопорящих свойств элементов крепления бланкета ИТЭР. Завершается секция статьёй о разработке программного обеспечения (ПО) для взаимодействия кодов расчёта плазменного разряда через модель данных, реализованную в ITER IMAS — наборе ПО, используемого в ИТЭР для всего физического моделирования и анализа.

Работа по токамаку T-15МД представлена статьёй авторов из ТРИНИТИ об использовании многослойной нейронной сети для быстрого восстановления параметров формы плазмы по данным магнитной диагностики.

Статьи по программе проектирования токамака с реакторными технологиями (ТРТ) подготовлены авторами из Частного учреждения «ИТЭР-Центр». В первой представлен анализ радиационных условий работы на ТРТ, проведённый путём моделирования транспорта нейтронного и гамма-излучения. Во второй доложены результаты тестирования вычислительного кластера аппаратно-инфраструктурной платформы информационно-коммуникационного пространства (АИП ИКП, FusionSpace.RU) при выполнении расчёта ядерно-физической модели ТРТ с помощью кода OPENMC.

Актуальность экспериментальных данных, полученных на токамаке T-10, продемонстрирована авторами из НИЦ «Курчатовский институт» в статье, посвящённой анализу влияния резонансных магнитных полей на развитие квазистационарных МГД-возмущений в плазме.

Следующий раздел содержит две статьи авторов из НИЦ «Курчатовский институт» по проблеме высокотемпературных сверхпроводников для УТС. В первой доложены результаты экспериментов для анализа изменений токонесущей способности композитных ВТСП-2-лент под действием перпендикулярного давления. Во второй статье представлено исследование вольтамперных характеристик ВТСП-лент при импульсном вводе тока, включая результаты экспериментов и теоретическую модель.

Последний раздел посвящён важной теме взаимодействия плазмы с первой стенкой установок для УТС и выбора материалов этой стенки. В первой статье авторы из Новосибирска (ИЯФ, НГУ, НГТУ) для задачи оптимизации инжектора мощных атомарных пучков исследовали стойкость зеркал нерезонансного фотонного нейтрализатора пучка отрицательных ионов к бомбардировке высокоэнергичными частицами. Во второй материаловеды из Томска (ИФПМ, НИТГУ) и Москвы (ВНИИНМ) проанализировали возможности дисперсного упрочнения малоактивируемого ванадиевого сплава наноразмерными частицами в условиях фазовой нестабильности кристаллической решётки. Ещё одна статья новосибирских авторов (ИЯФ, НГУ) посвящена пирометрии поверхности вольфрама при её нагреве излучением субмиллисекундного лазера на специально созданном экспериментальном стенде для моделирования импульсных тепловых нагрузок.

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ  
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 48  
Выпуск 1

МОСКВА — 2025

## Главный редактор

М.В. Ковальчук, президент НИЦ «Курчатовский институт»

## Редакционная коллегия:

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

А.Б. Алексеев, рук. департамента, д. техн. н., Международная организация ИТЭР, Сен-Поль-ле-Дюранс, Франция

А.В. Бурдаков, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор, ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск

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

Ю.М. Гаспарян, зав. кафедрой, д.ф.-м.н., доцент, НИЯУ МИФИ, Москва

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

Н.А. Кирнева, руководитель отделения, к.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

А.Е. Киселёв, зав. отделением, д. техн. н., ИБРАЭ РАН, Москва

Д.В. Коваленко, главный специалист отдела управления НИОКР, с.н.с., Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом», Москва

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

Е.Р. Корешева, г.н.с., и.о. зав. лабораторией, д.ф.-м.н., ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва

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

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

И.В. Мазуль, г.н.с., д. техн. н., НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург

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.В. Мирнов, научный руководитель отделения, д.ф.-м.н., профессор, АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, 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

В.Ю. Сергеев, профессор, д.ф.-м.н., СПб политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург

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

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

П.П. Хвостенко, научный руководитель комплекса, д. техн. н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

В.И. Хрипунов, в.н.с., к. техн. н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

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

**Отв. секретарь:** Карпова Татьяна Юрьевна  
karпова.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 периодики агентства «Урал-Пресс» № 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 журнала в РИНЦ: 0,644

© Редколлегия журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез», 2025 г.

© <http://vant.iterru.ru>

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»

# PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

**THERMONUCLEAR FUSION**

PUBLISHED since 1978

**Volume 48**

**Issue 1**

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

MOSCOW — 2025

Editor-in-Chief

M.V. Kovalchuk, President of the NRC «Kurchatov Institute»

### Editorial Board:

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

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

A.V. Burdakov, Principal Research Scientist, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Professor, G.I. Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of RAS, Novosibirsk

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

Yu.M. Gasparyan, Department Head, Dr. of Science Degree 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, Division Head, PhD in Physics and Mathematics, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

A.E. Kiselev, Department Head, Dr. of Science Degree in Engineering, Nuclear Safety Institute of RAS, Moscow

D.V. Kovalenko, Chief Specialist of the R&D Management Division, Senior Research Scientist, State Corporation «Rosatom», Moscow

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

E.R. Koresheva, Principal Research Scientist, Acting Laboratory Head, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, P.N. Lebedev Physical Institute of RAS, Moscow

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

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

I.V. Mazul, Principal Research Scientist, Dr. of Science Degree in Engineering, «D.V. Efremov Institute of Electrophysical Apparatus», St. Petersburg

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.V. Mirnov, Scientific Head of Division, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Professor, Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research (TRINITI), Troitsk, Moscow

A.N. Romannikov, Scientific Supervisor for CTF and plasma technologies, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research (TRINITI), Troitsk, Moscow

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

V.Yu. Sergeev, Professor, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Peter the Great Saint-Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg

A.V. Spitsyn, Head of Department, 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

P.P. Khvostenko, Scientific Director of the Complex, Dr. of Science Degree in Engineering, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

V.I. Khripunov, Leading Research Scientist, PhD in Engineering, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

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

**Editorial Management:** 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 Institution 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 catalogue of periodicals of the «Ural-Press» agency № 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>

The two-year impact factor of the journal in RSCI: 0,644

© Editorial Board of the Journal Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion, 2025

© <http://vant.iterru.ru>

## ПАМЯТИ ЕЛЕНА АЛЕКСАНДРОВНЫ ФИЛИМОНОВОЙ 13.09.1929—29.11.2024



29 ноября 2024 г. на 96-м году жизни скончалась старейший действующий сотрудник Курчатовского института, ответственный секретарь и научный редактор журнала «Вопросы атомной науки и техники. Серия Термоядерный синтез» (ВАНТ-ТС) Елена Александровна Филимонова, проработавшая в Курчатовском институте более 71 года.

Елена Александровна была принята в ЛИПАН СССР в 1953 г. после окончания физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова по специальности «физика». С 1953 по 1958 г. работала в секторе № 12 (отдел Г.Н. Флёрова) над проблемой лёгких ядер. Результатом работ явилось открытие новых уровней ядра  ${}^6\text{Li}$ . С 1959 по 1964 г. работала в отделе ОГРА. Ею разработаны и экспериментально освоены новые прецизионные приборы для определения ионной и электронной температур в открытой ловушке ОГРА. С 1965 по 1975 г. работала над проблемой получения высоковозбуждённых атомов водорода и инъекции в магнитную ловушку. С 1976 г. по настоящее время работала в лаборатории проблем развития термоядерной энергетики (ЛПРТЭ). Лаборатория была создана по инициативе Е.П. Велихова и занималась широким спектром исследований и задач общесоюзного значения, включая анализ инженерно-физических проблем управляемого термоядерного синтеза (УТС) и системные исследования проблем развития термоядерной энергетики; сбором, обработкой и подготовкой к утверждению пятилетних Целевых программ развития термоядерных исследований в СССР, в которых Е.А. Филимонова принимала самое активное участие; подготовкой и выпуском научных периодических изданий. Начиная с 1976 г., в лаборатории выпускался дайджест «Новости термоядерных исследований в СССР. Экспресс-информация», который выходил до середины 1990-х гг. и в котором Елена Александровна в течение 17 лет была заместителем главного редактора. С 1978 г. издаётся журнал «Вопросы атомной науки и техники. Серия Термоядерный синтез». С 1972 по 1989 г. была ответственным секретарём Экспертной комиссии по физике высокотемпературной плазмы и УТС, с 1976 по 1996 г. — руководителем группы периодической информации. С 1996 г. по настоящее время работала ответственным секретарём журнала ВАНТ-ТС, нашего ведущего российского журнала в области инженерно-физических проблем УТС.

На плечах Елены Александровны в течение почти 30 лет лежала ответственность за формирование облика журнала и его выпуски. Ежедневная кропотливая совместная работа с заместителем главного редактора журнала Борисом Николаевичем Колбасовым являлась основой существования и развития журнала. Елена Александровна вела огромную работу с авторами, рецензентами, литературным редак-

тором, типографией и внешними организациями. Она лично осуществляла правку статей и приведение их к единому стилю. Подавляющее большинство авторов (а ныне среди них много молодых людей) даже не догадываются, с каких пор она держала в руках весомую часть ключей от успешной работы журнала.

Активная жизненная позиция Елены Александровны, увлечение спортом (в молодости альпинистка, лыжница, мотоциклистка), огромная творческая энергия стали неотъемлемой частью её плодотворной работы на благо отечественного термояда. Её работа в журнале охватывала практически все тематики исследований по проблемам УТС в России. И нет, пожалуй, ни одной научной организации в этой области, которая не знала бы журнал ВАНТ-ТС. Все они ценили её подвижническую работу. Благодаря, в том числе, её настойчивости, упорству и трудолюбию журнал выжил в тяжёлые 1990-е гг.

Елена Александровна многократно награждалась премиями, благодарностями, памятными грамотами, включая медали «Ветеран труда» и «В память 850-летия Москвы», знак отличия «Ветеран атомной энергетики и промышленности». Ей присвоено звание «Заслуженный ветеран ИАЭ им. И.В. Курчатова», она награждена высшей наградой НИЦ «Курчатовский институт» — медалью имени И.В. Курчатова 1-й степени.

Елена Александровна Филимонова войдёт в историю Курчатовского института не только как сотрудник с уникальной продолжительностью трудового стажа, но и как человек, который до последних своих дней в столь преклонном возрасте сохранил уникальную работоспособность в трудном деле научно-технического редактора и ответственного секретаря журнала.

Мы сохраним память о Елене Александровне, её умении объединять неизменно доброе и отзывчивое отношение к коллегам и авторам журнальных статей с сохранением строгих редакционных стандартов.

*Друзья и коллеги,  
редколлегия журнала  
«Вопросы атомной науки и техники.  
Серия Термоядерный синтез»*

УДК 621.039

## ВТСП В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ ПЕРСПЕКТИВНЫХ УСТАНОВОК УТС

*М.С. Астров, Э.Н. Бондарчук, А.А. Воронова, Е.Р. Запретилина, А.А. Кавин, О.А. Ковальчук,  
А.А. Медников, И.Ю. Родин*

*АО «НИИЭФА», Санкт-Петербург, Россия*

Одновременно с продолжением активной фазы сооружения установки ИТЭР и развитием ряда национальных программ разработки технологий управляемого термоядерного синтеза (УТС), опирающихся на имеющуюся в настоящее время промышленность низкотемпературных сверхпроводников (НТСП), в мире наблюдается устойчивый рост интереса государственных и частных инвесторов к компактным установкам УТС со сверхпроводниковыми электромагнитными системами (ЭМС) на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), обеспечивающих возможность работы с более высокими по отношению к НТСП магнитными полями. Эта тенденция обусловлена двумя факторами: во-первых, прогрессом в разработке и промышленном выпуске ВТСП второго поколения (ВТСП-2), подтвержденным разработкой и изготовлением сверхпроводниковых магнитов на их основе с рабочими значениями индукции магнитного поля до 30 Тл; во-вторых, позитивными результатами стадий обоснования ряда инвестпроектов, нацеленных на создание будущих «термоядерных электростанций» в ограниченные сроки и со значительно меньшими по отношению к ныне разрабатываемым проектам финансовыми затратами на их реализацию. В совокупности эти факторы дают основание прогнозировать возможность технической реализуемости амбициозных проектов УТС, целевыми параметрами ЭМС которых являются конструктивная плотность тока в сверхпроводниковых обмотках до 70—100 А/мм<sup>2</sup>, индукция магнитного поля на обмотке до 18—22 Тл и рабочая температура сверхпроводника в диапазоне 10—25 К.

Для создания компактных высокополевых ЭМС на основе ВТСП-2 требуются новые подходы к решению традиционных задач конструирования обмоток. Главное — обеспечить требующийся полный ток и механическую прочность конструкций обмоток, создающих сильные постоянные и быстро изменяющиеся магнитные поля с ранее недостижимой индукцией. При этом ужесточаются требования к выбору конструкции и рабочих характеристик обмоточных ВТСП-2-проводов, обеспечивающих требующийся запас по работоспособности ЭМС в терминах тока, индукции магнитного поля, температуры и деформации, к параметрам электрических контактных соединений и к конструкции высоковольтной изоляции элементов ЭМС, к обоснованию и выбору принципов диагностики и защиты сверхпроводниковых ЭМС с оценкой тепловыделений в ВТСП-2-обмотке и разработкой требований к системе криогенного обеспечения.

По результатам анализа технических решений, предполагаемых к использованию в ряде зарубежных стартапов по созданию установок УТС, в которых применяется ВТСП-2, таких как SPARC, ST-HTS [1, 2] и др., а также принимая во внимание результаты испытаний опытных образцов обмоточных сверхпроводников из ВТСП-2 и полномасштабных макетов обмоток на их основе, изготовленных и испытанных в поддержку указанных проектов, и наработки, полученные при эскизном проектировании нового отечественного токамака реакторных технологий (РТТ) [3], авторы статьи предлагают к обсуждению основные принципы и критерии проектирования современных компактных ЭМС с сильным магнитным полем, использующих возможности ВТСП-2 в целях развития технологий УТС.

**Ключевые слова:** управляемый термоядерный синтез (УТС), токамак, обмоточный сверхпроводник, электромагнитные системы (ЭМС), низкотемпературные сверхпроводники (НТСП), высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП).

## HTS CONDUCTORS IN ELECTROMAGNETIC SYSTEMS OF FUTURE FUSION FACILITIES

*M.S. Astrov, E.N. Bondarchuk, A.A. Voronova, E.R. Zapretilina, A.A. Kavin, O.A. Kovalchuk,  
A.A. Mednikov, I.Yu. Rodin*

*JSC «NIEFA», Saint-Petersburg, Russia*

Electromagnetic systems (EMS) of the largest and ambitious modern fusion scientific facilities, such as ITER — the most eminent international project under construction, rely upon a well-developed industry of low temperature superconductor

(LTS) wires. At the same time, a number of state and private research companies shows increasing interest towards high temperature superconductors (HTS) as a basic material for more compact EMS operating at higher magnetic field. Two reasons underlie this interest. The first is a huge progress in development of HTS conductors confirmed by construction and tests of several magnets made with commercially available HTS wires, which demonstrate stable operation at the magnetic field beyond 30 T. The second reason is economical assessments of funds and time expenses needed for construction of “power plant-like” machine in future. The assessments have shown that optimal EMS for such facilities should be compact (small size), operate at magnetic field at least of 18—22 T level and temperature of 10—25 K with design current density of 70—100 A/mm<sup>2</sup>. Only HTS can show such performance.

Construction of HTS systems requires attaining new solutions for traditional design problems and revising design criteria for major EMS elements such as winding conductors, joints, cryogenic, diagnostic and protection systems, insulation and so on.

Reflecting some technical solution presented in open sources for such projects as SPARC, ST-HTS [1, 2], and taking into account the first results of theoretical and experimental programs performed in support of TRT conceptual design [3] the authors suggest discussion on the basic principal and design criteria of modern HTS EMS for fusion.

**Key words:** controlled thermonuclear fusion (CTF), tokamak, electromagnetic systems, superconductive wire (EMS), low temperature superconductor (LTS), high-temperature superconductor (HTS).

## ВВЕДЕНИЕ

В 1980—1990 гг. интенсифицировался процесс создания крупномасштабных экспериментальных установок УТС — так называемых токамаков второго поколения, включая JET и TORE-SUPRA в Европе, TFTR в США и JT-60 в Японии. Очевидные успехи были достигнуты с переходом на использование сверхпроводниковых магнитных систем на основе НТСП — стало возможно повысить индукцию магнитного поля на оси плазмы до 5—7 Тл, существенно увеличить длительность разряда, расширить возможности исследования конфигураций и параметров плазмы, создать научно-практическую базу разработки международного экспериментального реактора ИТЭР. В эти годы успешно создавались и осваивались технологии традиционных НТСП, в первую очередь NbTi и Nb<sub>3</sub>Sn: теоретические разработки обеспечили создание промышленных технологий изготовления многоволоконных композитных стрендов, разработку базовых конструкций многожильных кабелей, способных при криостатировании жидким или двухфазным гелием нести рабочий ток в десятки килоампер, работать в магнитном поле 8—12 Тл с умеренными тепловыделениями в гелий при его изменении и выдерживать механическую нагрузку в сотни килоньютон на метр. Были разработаны критерии проектирования сверхпроводящих магнитных систем — свод правил, обеспечивающих выбор конструкции и рабочих параметров обмоточных проводов, а также определение требований к системам обеспечения рабочих условий, к диагностике состояния и средствам защиты обмоток ЭМС. Эти технологии были реализованы при создании ЭМС токамака ИТЭР — крупнейшей в мире международной установки УТС, разработка технического проекта которой началась в 1990-х гг., активная фаза строительства продолжается во Франции. Поскольку в дальнейшем авторы предполагают ссылаться на обмоточные сверхпроводники и ЭМС ИТЭР как на некий «эталон», далее приведены их отдельные технические параметры:

Большой радиус плазмы, м ...	6,2
Магнитное поле на оси плазмы, Тл ...	5,3
Магнитное поле на проводнике центрального соленоида (ЦС), Тл ...	12
Проводник ЦС ...	Nb <sub>3</sub> Sn
Ток провода ЦС, кА ...	46
Конструктивная плотность тока по кабелю ЦС (в кожухе), А/мм <sup>2</sup> ...	20
Магнитное поле на проводнике обмотки тороидального поля (ОТП), Тл ...	12
Проводник ОТП ...	Nb <sub>3</sub> Sn
Ток провода ОТП, кА ...	68
Конструктивная плотность тока по кабелю ОТП (в тонком кожухе), А/мм <sup>2</sup> ...	45

Максимальное магнитное поле на проводнике обмоток полоидального поля ОПП (обозначения проекта ИТЭР — PF1/6), Тл ...	6
Проводник ОПП ...	NbTi
Ток провода ОПП, кА ...	46
Конструктивная плотность тока по кабелю ОПП (в кожухе), А/мм <sup>2</sup> ...	17

Реализация проекта ИТЭР обещает стать принципиально важным шагом в теории и практике создания систем УТС, однако уже сейчас научное сообщество задаётся вопросом о перспективах развития на пути к созданию промышленной термоядерной установки — электростанции.

В данной статье обсуждается ряд вопросов, в частности, выбора обмоточных сверхпроводников и необходимости развития/реvisions критериев проектирования перспективных сверхпроводниковых ЭМС: возможно ли создание ЭМС для токамаков нового поколения на базе классических НТСП-проводов или необходима ВТСП-«революция».

### НЕКОТОРЫЕ ТЕНДЕНЦИИ В РАЗВИТИИ ПЕРСПЕКТИВНЫХ ПРОЕКТОВ ЭМС ДЛЯ ТОКАМАКОВ КЛАССА DEMO

Проведём экспресс-анализ путей развития ЭМС для токамаков, предлагаемых национальными командами инженеров и исследователей.

В Европе прослеживаются два принципиально различных направления. Первое — проект DEMO-EU [4, 5] можно назвать его логическим продолжением и развитием подходов, разработанных в ЭМС ИТЭР. Проектное увеличение «энергетических характеристик» данного токамака достигается за счёт увеличения объёма и тока плазмы и, следовательно, габаритов машины: большой радиус плазмы 8—9 м, магнитное поле на оси 5,9 Тл, что обеспечивается увеличением магнитного поля на проводах обмоток ОПП и ЦС до 13 Тл. Предполагается использовать обмоточные провода типа «кабель-в-оболочке» (Cable-in-conduit-conductor — CICC) на основе НТСП — NbTi для ОПП и Nb<sub>3</sub>Sn для ЦС и ОПП. Рассматривается версия комбинированной обмотки ЦС, в которой два внутренних слоя выполнены из ВТСП-2 (REBCO — Rare Earth Barium Copper Oxide), что позволяет увеличить магнитный поток ЦС.

Второе направление является развитием программы разработки сферических токамаков ST компании Tokamak Energy (Великобритания) [3, 6, 7]. Предлагается серия компактных установок ST80, ST380, DEMO4, электромагнитные системы которых, начиная с ST80, планируется изготавливать из ВТСП-2. Также предлагается ряд оригинальных инженерных решений, в частности, применение схемы защитного вывода энергии с так называемым «поджигом» — искусственным увеличением скорости распространения нормальной зоны в обмотках с частичной изоляцией.

Принятая к исполнению стратегия развития программы УТС в Китае предполагает последовательное движение от национального проекта EAST и международного проекта ИТЭР к национальному проекту CFETR [8, 9], запуск которого планируется на 2030 г. В рамках национальной программы создаётся большой исследовательский стенд (CRAFT) [9, 10] с возможностью испытывать объекты в магнитном поле с индукцией до 15 Тл. Базовые обмоточные провода ЭМС CFETR изготовлены из НТСП (Nb<sub>3</sub>Sn) с улучшенными характеристиками. В перспективе к 2050 г. предполагается создание прототипа термоядерной электростанции (PFPP) с проводниками на базе ВТСП-2 и ВТСП-1 (соединения на основе висмута — BSCCO — Bismuth Strontium Calcium Copper Oxide — Bi2223/2212), исследования которых будут проводиться на стенде CRAFT.

В национальной программе США также следует выделить два направления. Первое, наиболее продвинутое в плане выполнения экспериментальной части программы, — линия токамаков SPARC/ARC [1, 11]. В установках SPARC/ARC принципиально предполагается использование ВТСП-2 в обмоточных сверхпроводниках. Машина компактна, магнитное поле на оси плазмы ~10 Тл, а на обмотке достигает величины 20 Тл, конструктивная плотность тока по обмотке 85 А/мм<sup>2</sup>. Модельная катушка ОПП SPARC была выполнена по технологии «с частичной изоляцией»: витки ленты ВТСП-2 разделены слоем с более высокой резистивностью.

Одним из примеров развития по второму направлению является проект FNSF/SHPD [12—14]. Установка ближе по конфигурации к традиционным токамакам, однако более компактна по сравнению с

ИТЭР, а высокие «энергетические» характеристики установки достигаются за счёт повышения поля на оси плазмы. Предполагается, что магнитная система будет строиться с использованием ВТСП-2 для ОТП и ВТСП-1 для ЦС.

По результатам приведённого краткого обзора можно сделать следующие выводы. Во-первых, становится очевидным, что выход на установку класса DEMO ( $Q \gg 1$ ) можно осуществить двумя путями: консервативным (DEMO-EU) и «революционным» — с переходом на новый материал для обмоточных проводов — ВТСП. Консервативный путь кажется менее рискованным с технической точки зрения: требования по уровню магнитного поля на обмотке, величине рабочего тока, режимам работы и механическим нагрузкам близки к требованиям для проводов ИТЭР, и следовательно, могут быть использованы наработки данного проекта — принципы и критерии проектирования, НТСП-стренды и базовые конструкции кабелей и проводов, разработанные и испытанные в подтверждение технических решений ЭМС ИТЭР. Однако с экономической точки зрения целесообразность реализации такого проекта не может не вызывать сомнений, так как необходимость увеличения большого радиуса плазмы, а значит и размера машины в целом приводит к тому, что объёмы необходимых материалов и структур возрастают пропорционально кубу увеличения радиального размера системы. Переход к промышленным энергетическим установкам такого типа, предполагающий сроки и материальные затраты на их строительство, сопоставимые со сроками и затратами на строительство атомной электростанции (АЭС), не представляется целесообразным, сооружение компактной, высокоэффективной и относительно недорогой ВТСП-машины представляется более предпочтительным, хотя и рискованным с технической точки зрения решением.

Во-вторых, появляется необходимость оценки возможности использования современных  $Nb_3Sn$ -стрендов с улучшенными характеристиками для обмоточных проводов ЭМС компактных установок УТС. Известно, что пределы работоспособности любого сверхпроводника определяются функциональной зависимостью критической плотности тока от индукции магнитного поля, температуры и деформации. Теоретически  $Nb_3Sn$ -стренды могут работать в магнитном поле 16—18 Тл при температуре 4—5 К.

В-третьих, стоит упомянуть, что по крайней мере в двух вариантах ВТСП ЭМС допускается использование частично изолированных обмоток. Более подробно вопрос о частично изолированных обмотках будет рассмотрен в следующих разделах. Здесь мы отметим только два обстоятельства:

— обмотки без традиционной витковой, слоевой и корпусной электроизоляции никогда не применялись в НТСП ЭМС токамаков;

— если в сверхпроводниковой обмотке постоянного поля (тока) нет традиционной изоляции проводов, то в установившихся режимах работы транспортный ток течёт параллельно оси провода, а при изменении тока/поля в обмотке существуют две компоненты тока — параллельная и нормальная оси провода.

Вопросы применимости  $Nb_3Sn$ -стрендов и возможности использования обмоток с частичной изоляцией в ЭМС компактных токамаков анализируются в [14].

Тип установки УТС, решаемые на ней задачи, сценарии и режимы её работы и многие другие факторы определяют решения в части выбора обмоточного сверхпроводника и конструкции обмоток для ЭМС. Можно утверждать, что для традиционных токамаков с быстрыми режимами изменения поля и с возможностью появления значительного электрического напряжения на обмотке требуется применение сильноточных проводов с традиционной изоляцией — как минимум для ЦС и ОПП и, очень вероятно, для ОТП.

ОТП традиционного токамака — обмотка с постоянным током, однако магнитное поле на проводе может меняться достаточно быстро, поскольку в процессе работы машины изменяется ток в ЦС, ОПП, а также ток и положение плазмы. В то же время для стеллараторов и других установок со стационарным магнитным полем может рассматриваться версия обмоток с частичной, например, металлической изоляцией (PI/MI).

Возможность использования НТСП в ЭМС компактных токамаков ограничивается в установках конструктивной плотностью тока  $Nb_3Sn$  CICC, которая при цене до 5000 \$ за метр составляет не более 50 А/мм<sup>2</sup> по кабелю и 20 А/мм<sup>2</sup> для ОТП. Таким образом, требующееся в компактных токамаках увеличение конструктивной плотности тока обмоток ЦС и ОТП до 70—80 А/мм<sup>2</sup> невозможно без перехода на

ВТСП-провода. А значит, будущий прогресс установок для УТС напрямую связан с полным или частичным переходом на ВТСП ЭМС и зависит от сроков разработки сильноточных обмоточных проводов на основе ВТСП.

## ТРЕБОВАНИЯ К ОБМОТОЧНЫМ ВТСП-ПРОВОДАМ

Необходимость перехода к ВТСП-проводам в первую очередь обусловлена тем, что обмотка компактной ЭМС должна иметь высокую конструктивную плотность тока ( $>80 \text{ А/мм}^2$ ) в магнитном поле  $\sim 20 \text{ Тл}$ . Достижение заданной цели требует не только использования единичного провода (ленты) с высокой токонесущей способностью, но и разработки оптимальной конструкции провода/обмотки, обеспечивающей и компактное размещение всех необходимых элементов: токонесущих (нормальных и сверхпроводящих), стабилизирующих, воспринимающих механическую нагрузку, обеспечивающих охлаждение. Сочетание высоких значений конструктивной плотности тока и индукции магнитного поля обуславливает высокую концентрацию энергии и механических напряжений. Поскольку необходимым условием работоспособности ЭМС является отсутствие деградации полного тока обмотки, вызываемой механическими напряжениями разной природы, в конструкции провода/обмотки предполагается использование значительного количества «структурного» материала, воспринимающего нагрузки. Также необходимым условием будет применение в конструкции нормально проводящего материала, например, меди, в количествах, достаточных для обеспечения вывода энергии из ЭМС в аварийных режимах без перегрева провода/обмотки выше допустимых значений. В связи с этим требуется указать на некоторые особенности сильноточных ВТСП-2-проводов, связанные с «несимметричностью» структуры ВТСП-2-ленты, представленной на рис. 1. Сильноточный ВТСП-2-провод представляет собой конструкцию на основе стопок или скруток некоторого количества лент. Расположение сверхпроводящего ReBCO-слоя лишь на одной стороне высокорезистивной подложки приводит к тому, что ВТСП-2-ленты в стопке/скрутке имеют плохую гальваническую связь с «соседями» по стопке/скрутке, причём чем дальше «соседняя» лента, тем хуже связь. Это принципиальное отличие токонесущих элементов ВТСП-2-провода от кабельных скруток НТСП-стрендов, в которых все элементы скрутки примерно одинаково гальванически связаны друг с другом. Как будет подробно показано в следующем разделе, в большинстве разработанных конструкций ВТСП-2-проводов ленты внутри одной стопки/скрутки связаны между собой и/или с дополнительной медью в проводе через края медного слоя, как показано на рис. 2. Таким образом, при конструировании ВТСП-2-провода необходимо рационально разместить количество меди, требующейся для обеспечения защитного вывода энергии, так, чтобы обеспечить всем лентам хороший контакт с дополнительной медью и избежать существенного увеличения потерь энергии в изменяющемся магнитном поле.

Следующим требованием к проводникам ВТСП ЭМС является обеспечение их работоспособности в быстро изменяющемся магнитном поле. Решение этой задачи требует рассмотрения двух вопросов: необходимости снижения потерь энергии (тепловыделений) в обмотке и борьбы с электромагнитной «связью» ВТСП-элементов кабеля/обмотки, находящихся в нормальном к оси провода изменяющемся магнитном поле. В традиционных конструкциях НТСП-кабелей и первый, и второй вопрос решаются путём многостадийного твистирования (скручивания) всех элементов кабеля — стрендов, субкабелей и др. Конструкция проводов на основе ВТСП-2-лент (стопок/скруток) допускает возможность скручивания или транспонирования



Рис. 1. Слоевая структура ВТСП-2-ленты

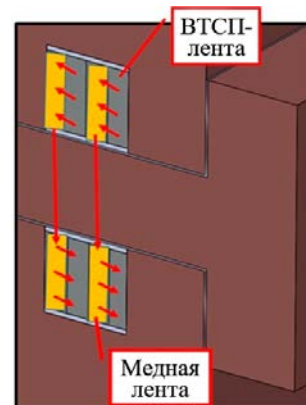


Рис. 2. Принцип формирования торцевого контакта

только субкабелей в виде стопок/скруток, ленты, образующие стопки/скрутки, невозможно транспонировать без потери токонесущей способности.

Переходя к рассмотрению вопроса о тепловыделениях в ВТСП-обмотках, напомним, что общепринятым считается условное разделение потерь энергии на три группы:

— гистерезисные, выделяющиеся в сверхпроводнике и связанные с изменением «картины» экранирующих токов и магнитного поля в «теле» сверхпроводника;

— кооперативные, выделяющиеся в проводящих металлических элементах и связанные с наведением вихревых токов между сверхпроводящими элементами;

— потери от вихревых токов, протекающих в нормально проводящих конструкциях провода и/или обмотки (как правило, речь идёт о корпусах или массивных элементах, не имеющих прямого контакта со сверхпроводником).

Следует отметить, что ситуация с тепловыделениями в ВТСП-2-проводах существенно отличается от привычной для классических НТСП-кабелей. Как видно из описания предлагаемых конструкций обмоточных проводов (далее по тексту), практически в каждой из них предполагается наличие сплошного массива меди, что приводит к очень высокому уровню потерь, связанных с протеканием вихревых токов. Однако возможность с этим бороться есть — опыт проводов типа VIPER/PIT-VIPER, представленный далее, это подтверждает.

Непростая ситуация складывается с потерями на гистерезис. Как уже отмечалось, этот тип потерь связан с намагничиванием сверхпроводящего объекта, т.е. с процессом, зависящим в том числе и от размеров и взаимного расположения сверхпроводящих элементов. При разработке модели расчёта гистерезисных потерь в классических НТСП-проводах фактически предполагается решение задачи намагничивания большого числа объектов (сверхпроводящих волокон) с характерным размером 10—50 мкм, практически не взаимодействующих между собой. В случае ВТСП-2-стопок и скруток приходится рассматривать массивы с характерными размерами в несколько мм, к тому же взаимодействующие между собой. Таким образом, оценка гистерезисных потерь становится задачей, требующей сложного численного решения. Кроме того, потери на гистерезис в ВТСП-2-проводах должны быть более высокими, чем в НТСП. Задача их снижения решается последовательной разработкой вариантов конструкции проводов по получению результатов численного моделирования. Для верификации численных моделей и обоснования критериев проектирования ВТСП-обмоток крайне важно иметь обширную базу экспериментальных данных испытаний образцов обмоточных сверхпроводников, полученных в условиях, приближенных к рабочим условиям обмотки.

Ранее в кратком перечислении перспективных ВТСП-обмоток упоминались два типа — ВТСП-2 ReBCO и ВТСП-1 Bi-2223/2212. Если ВТСП-2 выпускаются только в виде лент различной ширины с тонким ReBCO-слоем, ширина которого равна ширине ленты, то ВТСП-1 могут быть изготовлены в виде проволок с распределёнными внутри матрицы волокнами (нитьями) Bi-2223/2212. По результатам сравнения этих двух видов ВТСП можно сделать следующие выводы:

— достоинствами ВТСП-2 являются высокие плотность тока и толерантность к механическим напряжениям (>500 МПа без дополнительного усиления). Однако низкая скорость распространения нормальной зоны, большие экранирующие токи и высокие потери на гистерезис создают проблемы при выборе метода диагностики состояния обмотки, выборе температурного режима и расчёте механического состояния провода;

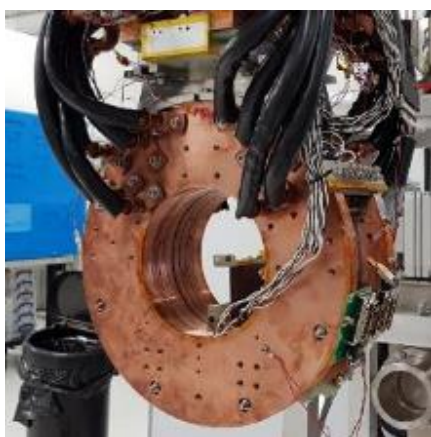
— ВТСП-1 несколько уступают ВТСП-2 по токовым и механическим характеристикам. Кроме того, необходимость использования в качестве матричного материала серебра или сплавов благородных металлов не позволяет надеяться на существенное снижение цены. Однако возможность снизить потери энергии «классическим» для сверхпроводников способом, используя тонкие волокна, применяя многостадийное твистирование проводов и т.д., обуславливает целесообразность применения ВТСП-1 в ряде проектов УТС в качестве обмоточных кабелей для ЦС (катушки с самым быстрым изменением поля).

Ещё одним важным аспектом разработки ВТСП ЭМС является вопрос диагностики состояния обмотки с целью её защиты. Традиционным для НТСП-систем методом диагностики состояния обмотки

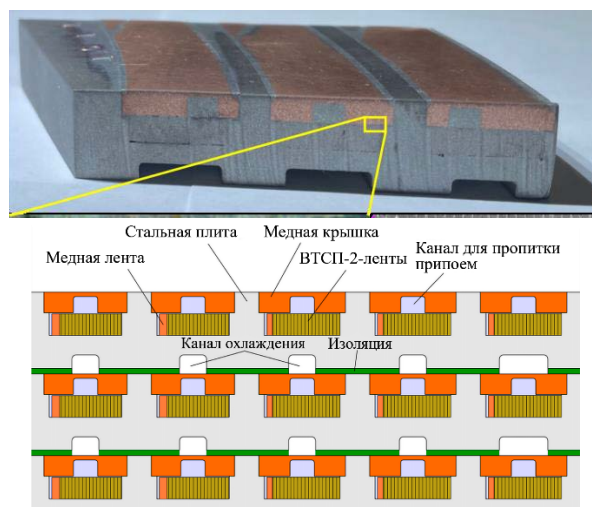
является измерение продольной компоненты электрического поля на проводе. Быстрый рост нормальной зоны в НТСП-обмотках позволяет при постоянном мониторинге напряжения на частях обмотки выделить полезный сигнал, обработать его и подать команду на вывод тока. В ВТСП-обмотках рост напряжения на появившейся нормальной зоне происходит не за счёт её распространения, а вследствие роста температуры. Возникает опасность того, что ВТСП-провод перегорит раньше, чем напряжение на нормальной зоне достигнет величины, отличающейся от помехи.

Вопрос надёжной диагностики состояния ВТСП-обмотки ещё не решён, хотя и существуют предложения строить диагностику на базе оптоволоконных датчиков, отслеживающих рост температуры. В любом случае высокая плотность тока/запасённой энергии в ЭМС, изготовленной из сильноточного провода в изоляции, требует быстрого вывода энергии из системы и, следовательно, надёжной диагностики, быстрой реакции на возникшую в обмотке проблему и эффективных путей эвакуации энергии — достаточного количества стабилизирующего материала и хорошей связи ВТСП-лент со стабилизирующим материалом.

Одним из конструктивных решений, цель которого — обезопасить ВТСП-2-обмотки при защитном выводе, является создание обмоток по схемам без изоляции/с металлической изоляцией/частичной изоляцией (NI/MI/PI). Метод, хорошо зарекомендовавший себя при защите небольших обмоток, предполагает намотку галеты или сборку стопки из неизолированных ВТСП-2-лент, а также возможность торцевого контакта лент галеты/стопок с металлической структурой части катушки. Параметры NI/MI/PI-обмотки — величина эффективного сопротивления, организация схемы PI и т.д. могут варьироваться в широких пределах и выбираться, исходя из задач ЭМС. Такая организация обмотки позволяет улучшить гальваническую связь лент/стопок и при быстром выводе энергии вследствие появления поперечной к проводу компоненты тока способствует распространению «горячего пятна» на большую часть обмотки (снижению температуры «горячего пятна»). Однако, как показала практика испытаний модельной катушки ОТП SPARC [15, 16], организация обмотки NI/MI/PI не допускает «неаварийных» быстрых режимов работы: штатное заведение тока в модельную катушку длилось около 60 ч, что, к сожалению, не является гарантией от повреждения обмотки — при имитации аварийного режима катушка была повреждена. На рис. 3, а представлен пример выполнения PI-обмотки — модели обмотки ST Tokamak Energy [7]. Две галеты сверху и снизу зажаты массивными медными пластинами (ЕТИ), обеспечивающими косвенное охлаждение и механическую прочность. На ЕТИ крепятся токовводы и дополнительные нагреватели, которые используются при защитном выводе энергии. На рис. 3, б показана организация обмотки галеты модельной катушки ОТП SPARC. Задействована технология изготовления обмотки с частичной изоляцией: проводник — нетвистированная стопка лент, стопки уложены в пазы стальной структуры и не изолированы (MI) друг от друга. При этом галеты друг от друга изолированы.



а



б

Рис. 3. Примеры обмоток с NI/MI/PI: а — модельная катушка ST (Tokamak Energy); б — фрагмент галеты модельной катушки ОТП SPARC

Однако даже в случае оптимального выбора параметров и достижения надёжной работы NI/MI/PI-обмоток подобные ЭМС могут являться решением лишь для ограниченного ряда установок. Основным и наиболее сложным остаётся вопрос о конструкции сильноточного изолированного обмоточного провода.

## РЕАЛИЗАЦИЯ ТРЕБОВАНИЙ К ВТСП-ПРОВОДАМ НА ПРИМЕРЕ РАЗРАБОТАННЫХ ОБРАЗЦОВ И МОДЕЛЬНЫХ КАТУШЕК

Вопрос создания сильноточных проводов на основе ВТСП не нов. За последнее десятилетие выпущены десятки обзорных статей, посвящённых оригинальным конструкциям проводов и их модификациям для ЭМС различных типов [17, 18]. В рамках данной статьи мы ограничимся лишь некоторыми примерами, представляющими, на наш взгляд, наибольший интерес с точки зрения перспективы реализации упомянутых проектов, в первую очередь, отечественного токамака ТРТ. По этой же причине далее в статье речь пойдёт только о ВТСП-2-проводах.

В первую очередь следует остановиться на проводе типа VIPER, заявленном как универсальный провод для ЭМС SPARC [19], и в версии PIT-VIPER [20, 21], заявленном как провод для центрального соленоида и обмоток полоидального поля. В версии VIPER пропаянные стопки четырёхмиллиметровой ленты уложены в пазы медной матрицы и скручены. Ленты в стопках ориентированы перпендикулярно радиусу провода. Кабель охлаждается прокачкой хладагента по каналу, расположенному в центре матрицы. Этот тип кабеля следует признать наиболее отработанным и наилучшим образом исследованным.

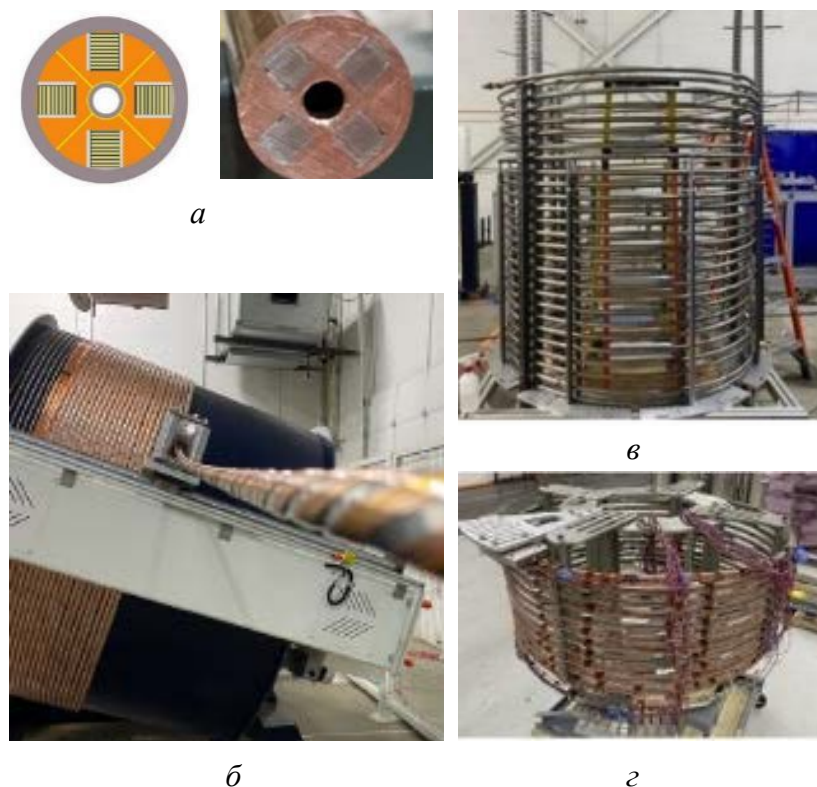


Рис. 4. Поперечное сечение провода в версии VIPER (а) и PIT-VIPER (б); в — намотка длинномерного куска провода на барабан; г — две модельные катушки

Короткие образцы были испытаны на установке SULTAN [19], продемонстрировав рабочий ток  $\sim 48$  кА при температуре 10—20 К и внешнем поле 10,9 Тл и отсутствие деградации после 1000 циклов электромагнитной нагрузки 382 кН/м. Провод был модифицирован с целью уменьшения потерь энергии в изменяющемся поле: медная матрица была разбита на секции, что позволило снизить потери в 20 раз. Была отработана технология, позволившая получить отрезки провода длиной до 100 м, которые были использованы при изготовлении модельных катушек. Отрезки провода были использованы в модели ОТП SPARK в качестве элементов токовода. На рис. 4 представлены поперечное сечение провода в версии VIPER (б) и PIT-VIPER (а), намотка длинномерного куска провода на барабан (в), а также две модельные катушки (г).

В конструкции провода прослеживаются подходы, сформулированные в предыдущем разделе: элементы провода транспонированы (твистированы), провод компактен, но содержит достаточное количество меди, с которой ленты стопки имеют хороший торцевой контакт. Короткий образец и одна из модельных катушек были испытаны в режиме перехода в нормальное состояние, причём в ходе испытаний короткого образца применялся оригинальный метод диагностики — контроль изменения температуры

оптоволоконными датчиками [22]. Таким образом, конструкция провода типа VIPER является практически готовым продуктом, подходящим для использования в ЭМС установки, для которой он был разработан.

Говоря о программе модельных катушек SPARC, следует ещё раз упомянуть модельную катушку ОТП, обмотка которой была выполнена без использования высокопрочного изолированного провода (см. рис. 3). Несмотря на это, именно модельная катушка ОТП SPARC является в настоящее время наиболее представительной по габаритам и результатам испытаний (40 кА в 20 Тл) — демонстрацией возможности использования ВТСП-2 для создания ЭМС установок УТС.

Возвращаясь к вопросу о конструкции высокопрочных обмоточных проводов, рассмотрим несколько вариантов кабелей, представленных на последней конференции по магнитным технологиям (MT-28), выделив среди них две группы: провода круглого сечения с транспонированными (твистированными) элементами и плоские провода, в которых транспонирование элементов выполнено по «резерфордскому» типу. На рис. 5 представлены провода первой группы: *а* — провод для ОТП, разрабатываемый институтом SWIP (Китай) [23], состоящий из десяти стопок, уложенных в пазы алюминиевого формера, каждая стопка предварительно запаена в медную трубку; *б* — провод, разработанный и изготовленный ASIPP (Китай) [24] с ориентировкой на параметры центрального соленоида проекта BEST, представляет собой развитие идеи использования скрутки лент в качестве субэлемента, в данном случае скрутка выполнена на трубке для дополнительной прокачки хладагента; *в* — провод типа SECAS (ENEA, ЕС), разрабатываемый под параметры внутренних слоёв центрального соленоида EU-DEMO [25], особенностью конструкции является технология сборки стопки лент в оплётку из тонких медных проволок (BRAST).

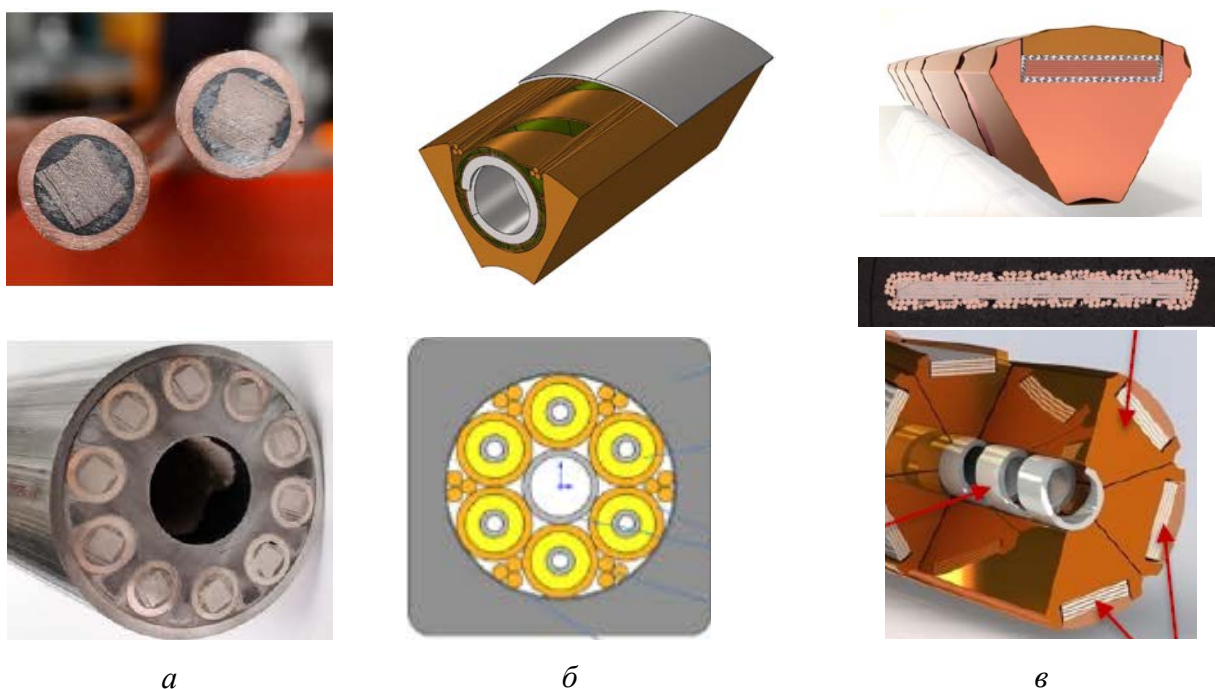


Рис. 5. Твистированные провода круглого сечения: *а* — провод для ОТП, разрабатываемый институтом SWIP (Китай); *б* — провод, разработанный и изготовленный ASIPP для центрального соленоида проекта BEST; *в* — провод типа SECAS, разрабатываемый под параметры внутренних слоёв центрального соленоида EU-DEMO

Из трёх представленных только провод ASIPP прошёл полный цикл тестирования на стенде SULTAN: в поле 10,8 Тл достиг тока ~60 кА, однако при циклическом приложении электромагнитной нагрузки показал прогрессирующую деградацию, бороться с которой, по мнению разработчиков, можно, оптимизируя шаг скрутки лент и зазоры между ними. Представляется, что названные провода скорее находятся на различных стадиях разработки концепции и не могут рассматриваться, по аналогии с VIPER, как готовый продукт. В этом смысле странно выглядит концепция SECAS (внутренние слои центрального соленоида): очевидно, что медь очень массивной матрицы используется нерационально,

ленты имеют плохую гальваническую связь с матрицей, кроме того, широкие (12 мм) ленты в сильном поле, как правило, стараются не применять из-за больших экранирующих токов и гистерезисных потерь.

Проводники второй группы создавались, по-видимому, как более компактные и дающие возможность производить намотку «на ребро», что важно для обмоток с малым радиусом. На рис. 6 представлены две версии провода: *a* — провод типа ASTRA (EPFL, Swiss Plasma center) [26]; *б* — провод типа FReTC (MIT) [27]. Особенностью провода FReTC является то, что стопки собраны из узких лент шириной 2 мм. Кабель, по-видимому, находится на стадии концептуальной проработки — изготовлены образцы с малым количеством лент. В кабеле ASTRA сборочный элемент подготовлен специальным образом: стопка лент впаяна в медный профиль, кабель формируется (укладывается) из профилей и пропаявается. ASTRA была испытана на стенде SULTAN в поле 9 Тл, достигла тока 63 кА, но показала сильную деградацию в ходе приложения циклической нагрузки и термостресса. Разработчики связывают проблемы с качеством пайки, а возможно, с использованием припоя в качестве «механической структуры» (для закрепления элементов).

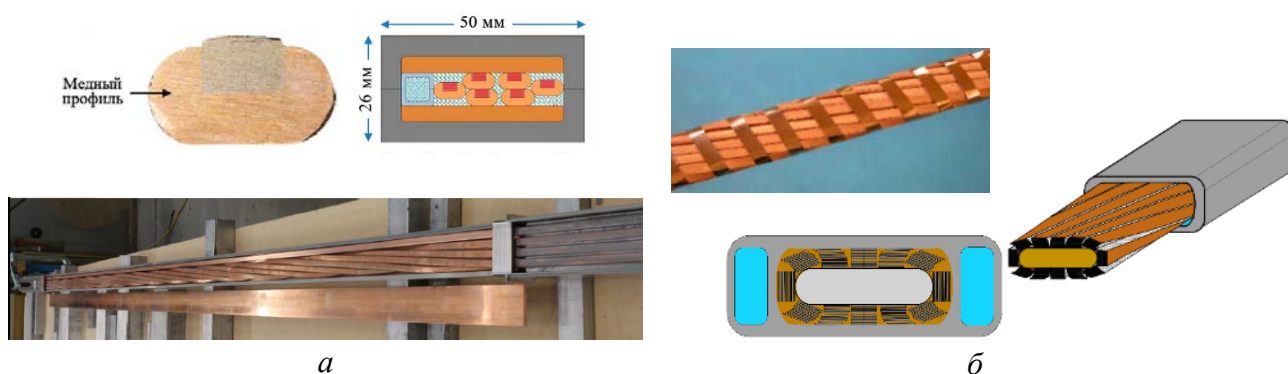


Рис. 6. Провода «резерфордовского» типа: *a* — провод типа ASTRA (EPFL); *б* — провод типа FReTC (MIT)

## ПРОВОДНИКИ ДЛЯ ЭМС ПРОЕКТА ТРТ И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НИОКР

ТРТ — отечественная установка УТС, находящаяся на стадии эскизного проектирования, предназначенная для решения широкого круга задач в области физики плазмы и разработки передовых технологий, в том числе и новых подходов к созданию ЭМС перспективных токамаков [2]. Компактность установки — большой радиус плазмы 2,15 м, а также высокие требования к параметрам ЭМС — индукция магнитного поля на оси плазмы 8 Тл, длительность режима горения плазмы не менее 130 с приводят к необходимости использовать ВТСП-2-провода как минимум для двух основных элементов ЭМС — обмотки тороидального поля (ОТП) и обмотки индуктора (ОИ). Технические требования к обмоточным проводникам ЭМС ТРТ приведены в табл. 1.

Таблица 1. Технические требования к проводникам ЭМС ТРТ

Обмотка	Максимальные величины					Конструктивная плотность тока, А/мм <sup>2</sup>
	Рабочий ток, кА	Температура, К	Индукция магнитного поля, Тл	Скорость изменения индукции, Тл/с	Скорость изменения тока, кА/с	
ОТП	78	15	16	2	0	170
ОИ	63	20	17	13	54	93
ОУ1/6	50	15	9	3—11	30—70	64
ОУ2-5	30—40	15	3—6			40—50

Требования к геометрическим размерам обмоточных проводников, определённые при проведении эскизной проработки конструкции установки, приведены в табл. 2. Предполагается, что ОИ изготовлена по технологии слоевой намотки, обмотки управления (ОУ) будут собраны из галет. Особенностью ОТП

является необходимость введения дополнительной механической структуры — радиальных пластин, поэтому обмоточный проводник представляет собой круглый провод в тонком кожухе, который при намотке будет укладываться в пазы пластины. Следует сказать, что требования к обмоточному проводу для ОУ допускают применение в них традиционных НТСП-проводников. Однако требования к системе криогенного обеспечения (СКО) для ВТСП- и НТСП-систем существенно разнятся, и использование комбинированной ВТСП/НТСП ЭМС, по-видимому, приведёт к неоправданному усложнению данной системы. Таким образом, на данном этапе разработки ЭСМ ТРТ предполагается выполненной из ВТСП-2-проводников.

Т а б л и ц а 2. Основные требования к геометрии обмоточного провода

Обмотка	Тип провода	Размер провода без изоляции, мм	Размер канала охлаждения, мм <sup>2</sup>
ОТП	Круглый в тонком кожухе	∅ 24	Не менее 24
ОИ	Прямоугольный/квадратный	26×26	Не менее 40
ОУ	Прямоугольный/квадратный	28×28	Не менее 38

Процесс разработки провода, выбор конструкции, количества и расположения ВТСП-2-лент базировались на следующих принципах и исходных данных:

— для использования в проводниках ТРТ предполагаются ВТСП-2-ленты, оптимизированные для работы в низких температурах и обладающие токонесущими характеристиками, заявленными в [28]. Эти требования конкретизированы в табл. 3;

— токонесущая способность ВТСП-2-лент зависит от ориентации вектора индукции магнитного поля относительно плоскости ленты. Однако существенный эффект (возрастание значений критического тока) наблюдается только для малых углов отклонения вектора от плоскости. Учитывая, что проводники всех обмоток, включая ОТП, «видят» обе компоненты поля (нормальную и касательную), выбор величины допустимого рабочего тока ленты должен проводиться консервативно, полагая, что вектор поля нормален плоскости ленты;

— при выборе рабочей точки — наихудшей комбинации рабочего тока, индукции магнитного поля и температуры провода ( $I_{op}$ ,  $T_{op}$ ,  $B_{op}$ ) в ходе выполнения катушкой «сценария» работы установки следует учитывать высокий уровень тепловыделений в ВТСП-2-проводах в меняющемся магнитном поле. По предварительным оценкам, для соблюдения температурного режима ( $T_{op} < 15—20$  К) тепловыделения в проводе за полный цикл работы ЭМС не должны превышать 3,9 кДж/м длины провода. При оценке  $B_{op}$  надо иметь в виду, что стопка ВТСП-2-лент с высокой плотностью тока — источник сильной локальной неоднородности магнитного поля;

— рабочий ток провода выбирается таким образом, чтобы при достижении рабочей точки рабочий ток провода составлял не более 0,8 от критического тока (при  $T_{op}$ ,  $B_{op}$ ), что соответствует запасу по температуре ( $T_{cs}—T_{op}$ ) около 5 К. Параметр  $T_{cs}$  — температура деления тока, соответствует началу перехода сверхпроводника в резистивное состояние при  $I_{op}$ ,  $B_{op}$ . Заметим, что для НТСП-проводов запас по температуре редко превышает 1 К.

Т а б л и ц а 3. Требования к токонесущей способности базовой ВТСП-2-ленты

Рабочая температура, К	Индукция магнитного поля, Тл	Критическая плотность тока при ориентации вектора поля ⊥ плоскости ленты, А/мм ширины ленты
4,2	17	125
20	17—18	75

Опираясь на принципы, изложенные ранее, были предложены две оригинальные конструкции обмоточных проводов для ЭМС ТРТ, получившие названия MiST (meander in structure transposed) и VSS (V-shaped stacks).

Конструкция обмоточного провода типа MIST показана на рис. 7. Провод представляет собой сборку из шести стопок, уложенных в пазы плоского формера, расположенные под углом к продольной

оси провода. Стопки собраны из профилированных ВТСП-2-элементов (меандров), что позволяет организовать транспозицию стопки — её переукладку из верхних пазов в нижние и наоборот. Требования к токонесущей способности базовой ВТСП-2-ленты приведены в табл. 3. Провод компактен и предназначен для работы в обмотках, где вектор магнитной индукции в основном ориентирован параллельно поверхности ленты, а электромагнитные силы перпендикулярны плоскости стопки. Параметры провода, определяющие его использование в ОТП и ОИ ЭМС ТРТ, представлены в табл. 4. Следует отметить, что провод представляется достаточно сложным в изготовлении и требуется оптимизация конструкции и технологии, в частности, для экономии ВТСП-ленты, необходимой для изготовления меандров.

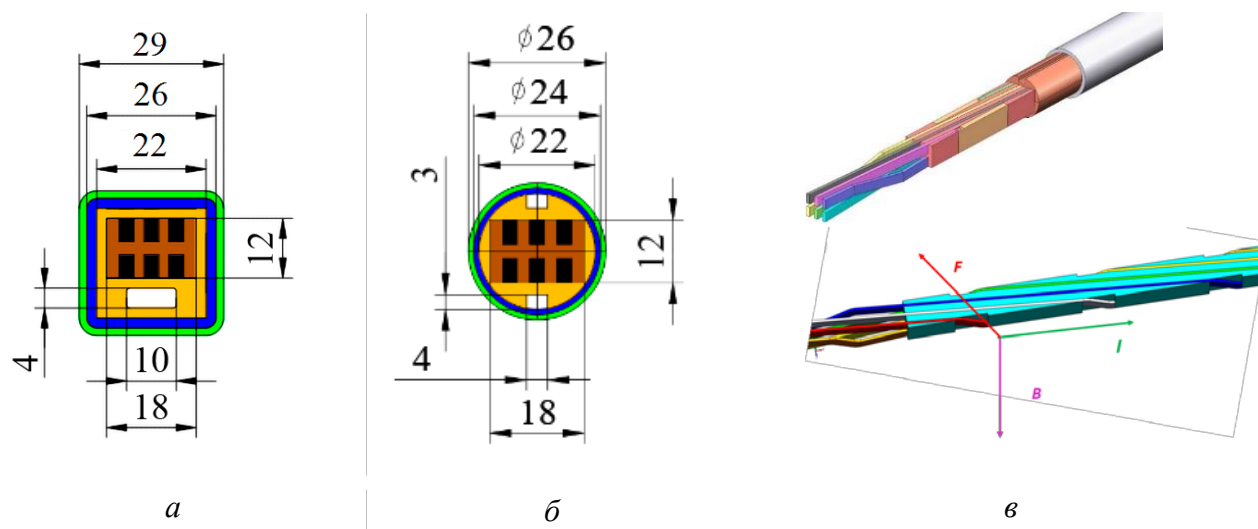


Рис. 7. Конструкция обмоточного провода типа MiST: *a* — сечение провода MiST1; *б* — сечение провода MiST2; *в* — 3-D-модель провода, иллюстрирующая принцип транспозиции стопок

Таблица 4. Основные характеристики обмоточных проводов на базе кабеля типа MiST для ОИ и ОТП

Тип кабеля	Ток, кА	Поле, Тл	Кол-во лент	Кол-во стопок	Кол-во лент в стопке	Обмотка
MiST1	63	17	240	6	40	ОИ
MiST2	77	16	240	6	40	ОТП

Конструкция обмоточного провода типа VSS была предложена в работе [29]. Провод представляет собой сборку из нескольких стопок. Каждая стопка уложена в паз V-образного элемента, затем складывается в провод круглого сечения и скручивается. Ленты (стопки) в проводе ориентированы радиально. Сечение и основные элементы провода представлены на рис. 8 и 9. Параметры обмоточных проводов, которые могут быть использованы в ЭМС ТРТ, приведены в табл. 5. Провод типа VSS не столь компактен, как MiST, однако существенно проще в изготовлении и экономичнее с точки зрения использования ВТСП-ленты. Радиальная ориентация стопок делает проводник нейтральным к ориентации вектора магнитного поля и, по-видимому, является фактором, ограничивающим возможность намотки провода в обмотку малого (менее 0,7 м) радиуса.

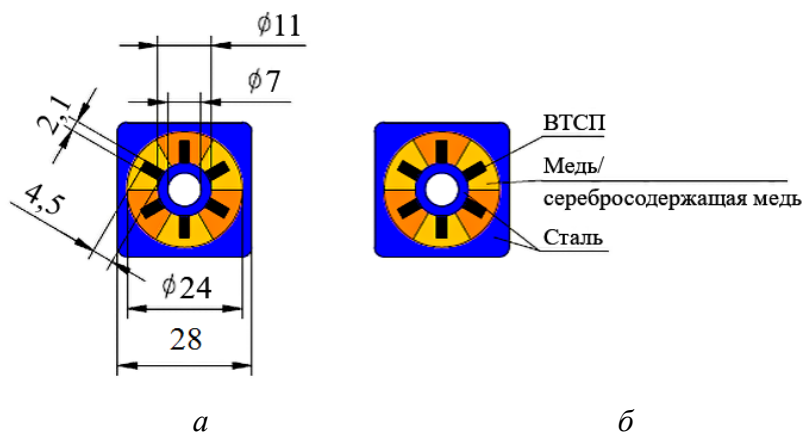


Рис. 8. Сечение (*a*) и основные элементы провода типа VSS (*б*)

могут быть использованы в ЭМС ТРТ, приведены в табл. 5. Провод типа VSS не столь компактен, как MiST, однако существенно проще в изготовлении и экономичнее с точки зрения использования ВТСП-ленты. Радиальная ориентация стопок делает проводник нейтральным к ориентации вектора магнитного поля и, по-видимому, является фактором, ограничивающим возможность намотки провода в обмотку малого (менее 0,7 м) радиуса.

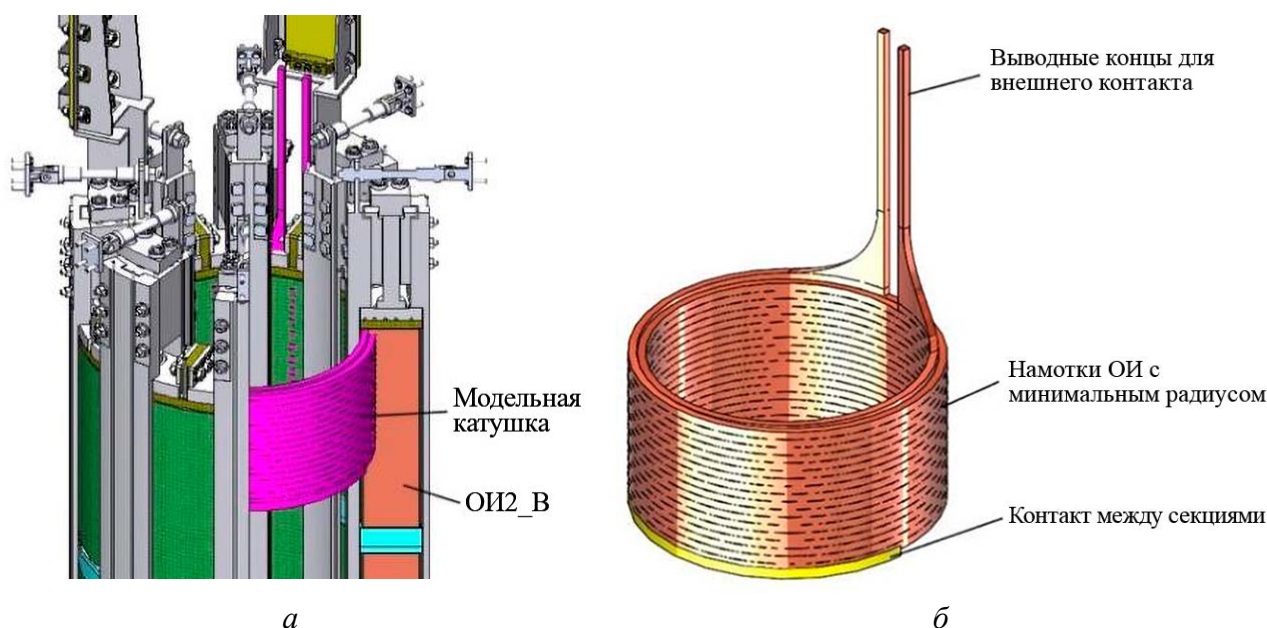


Рис. 9. Внешний вид малой модельной катушки: *а* — фрагмент обмотки индуктора, предлагаемый для моделирования; *б* — малая модельная катушка

Таблица 5. Основные характеристики обмоточных проводов на базе кабеля типа MiST VSS для ОУ

Тип кабеля	Ток, кА	Поле, Тл	Кол-во лент	Кол-во стопок	Кол-во лент в стопке	Обмотка
VSS1	50	9	120	6	20	ОУ1, ОУ6
VSS2	40	6	80	4	20	ОУ4, ОУ5
VSS3	30	3	60	4	15	ОУ2, ОУ3

### ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО ПРОГРАММЕ МОДЕЛЬНЫХ КАТУШЕК ТРТ

Как уже отмечалось, основной причиной использования ВТСП-проводов в установках УТС различного класса является их способность работать в условиях ( $I_{op}$ ,  $T_{op}$ ,  $B_{op}$ ), при которых применение НТСП невозможно, а нормально проводящих проводов экономически нецелесообразно. Это же обстоятельство делает весьма сложным сооружение испытательных стендов, позволяющих проводить полномасштабные исследования ВТСП-проводов, предназначенных для работы в сильных магнитных полях. В этом смысле наилучшим исследовательским стендом и, одновременно, объектом испытаний являются крупные модельные катушки, близкие по параметрам к обмоткам или крупным элементам обмоток, проектируемых ЭМС. Примером такого стенда для исследования НТСП-кабелей является модельная катушка центрального соленоида ИТЭР, сооружённая в 1990-е гг. в Японии [30]. В случае ЭМС ТРТ таким объектом могла бы стать одна из секций ОИ. Такой выбор обусловлен целым рядом причин:

— секция ОИ — это компактная катушка, на изготовление которой потребуется относительно небольшое количество провода, но при этом она будет способна моделировать практически все рабочие режимы провода ЭМС ТРТ;

— ОИ является наиболее нагруженной обмоткой ЭМС с точки зрения сочетания предельных значений индукции магнитного поля, величины рабочего тока, механических напряжений, скорости изменения магнитного поля и потерь энергии (тепловыделений) при быстрых режимах работы установки;

— в секции ОИ используется проводник типа MiST, изготовление которого представляется наиболее сложным, трудоёмким и принципиально важным с точки зрения сооружения машины;

— ОИ имеет наименьший радиус намотки, а как известно, с механическими напряжениями и/или деформацией при намотке связан высокий риск деградации токонесущей способности провода;

— ОИ ТРТ имеет жёсткие ограничения объёма, предназначенного для размещения межслоевых и межсекционных контактных соединений. Некоторые контакты могут находиться в относительно высоком магнитном поле. Надежность работы подобных контактов нуждается в подтверждении.

Однако прежде чем приступить к изготовлению полномасштабной секции ОИ даже в качестве испытательной модельной катушки необходимо отработать ряд технологий, к которым в первую очередь относятся:

- технологии изготовления обмоточного провода промышленной длины;
- технологии изготовления слоевой намотки малого радиуса;
- технологии изготовления межслоевого контактного соединения;
- методы промежуточного контроля качества изготовления проводников и ВТСП-катушек ТРТ;
- поиск оптимальных вариантов, разработка и испытания системы диагностики и защиты ВТСП-катушек ТРТ.

Названные технологии и методики могут разрабатываться и быть опробованы в ходе изготовления относительно небольшого фрагмента секции ОИ — малой модельной катушки. На рис. 9 представлен внешний вид малой модельной катушки. Обмотка малой модельной катушки представляет собой два цилиндрических слоя проводника с промежуточным контактным соединением между ними, что фактически соответствует конфигурации внутренних слоёв штатной обмотки ОИ. С целью экономии провода высота модельной катушки уменьшена вдвое по отношению к высоте секции ОИ.

Основные параметры малой модельной катушки ОИ:

Количество витков ...	36
Средний радиус обмотки, м ...	0,5
Высота обмотки, м ...	0,54
Средняя длина витка, м ...	3,2
Длина проводника, м ...	118
Ток провода, кА ...	60
Тип провода ...	MiST
Полный ток обмотки, МА ...	2,16
Поле на проводе, Тл ...	3,5

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ основных тенденций развития современных международных и национальных проектов установок УТС даёт основание предполагать, что наиболее перспективным будет движение в сторону компактных машин с высокими значениями индукции магнитного поля. Для обмоток ЭМС таких установок применению ВТСП нет альтернативы. Отечественный проект ТРТ по требованиям к рабочим параметрам и уровню решаемых задач может быть также отнесён к данному классу амбициозных установок. Предложенные в ходе реализации эскизного проекта ТРТ конструкции и технологии изготовления ВТСП-2-проводов типа СИСС для обмоток ЭМС ТРТ находятся в общем тренде мирового развития ВТСП-технологий, применяемых в проектах УТС. Использование в ЭМС ТРТ проводов типа СИСС даст возможность использовать с определённого момента технологии и опыт изготовления сверхпроводниковой катушки PF1 ЭМС ИГЭР, а значит может существенно сократить сроки и стоимость сооружения установки. Учитывая значимые результаты реализации и исполнения организациями ГК «Росатом» проектов приоритетного направления научно-технологического развития (ПННТР) «Сверхпроводимость» и госконтрактов федерального проекта комплексной программы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2030 года» (ФПЗ КП РТТН), можно сделать вывод о готовности ГК «Росатом» к практической реализации проекта ТРТ в части создания ВТСП ЭМС и сопутствующих систем. Первым шагом на пути реализации проекта ТРТ должна стать совместная с НИЦ «Курчатовский институт» программа создания и испытаний модельных образцов и катушек, подтверждающих достижимость характеристик ВТСП-2-проводов, планирующихся к применению при разработке эскизного проекта ТРТ.

## Список литературы

1. **Creely A.J. et al.** Overview of the SPARC tokamak. — *J. Plasma Phys.*, 2020, vol. 86, p. 865860502.
2. **Tokamak Energy** (available at: [www.tokamakenergy.co.uk](http://www.tokamakenergy.co.uk)).
3. **Бондарчук Э.Н. и др.** Инженерно-технические аспекты электромагнитной системы установки ТРТ. — *Физика плазмы*, 2021, т. 47, № 12, с. 1070—1086.
4. **Zani L. et al.** Updates on Magnet Design For EU-DEMO Reactor: Optimization Studies on TF and CS Systems. — *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2021, vol. 3, p. 4202606; doi: 10.1109/TASC.2021.3068560.
5. **Celentano G. et al.** Strategy for Developing the EU-DEMO Magnet System in the Concept Design Phase. — *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2022, vol. 32, p. 4201407; <https://doi.org/10.1109/TASC.2022.3153248>.
6. **Van Nugteren J. et al.** Advancing STX Coil Design with RAT and Raccoon. — In: 28th Intern. Magnet Technology Conf. Aix-en-Provence, France, 14 September 2023 (available at: <https://mt28.aoscongres.com/>), 1PoM03.
7. **Rod Bateman R.** Development of REBCO Magnet Technology for Commercial Scale Spherical Tokamaks — *Ibid.*, 2OrM1-3.
8. **Zhuang G. et al.** Progress of the CFETR design. — *Nucl. Fusion*, 2019, vol. 59, № 11, p. 112010.
9. **Hao Q. et al.** Conductor design and performance analysis for CFETR magnet. — *Fusion Eng. Des.*, 2022, vol. 182, p. 113224.
10. **Jian He, Wei Wen, Zhaohui Yan, Jiefeng Wu, Yu Wu.** Research and Implement of CRAFT TF Coil Turn Insulation Automatic Wrapping. — In: 28th Intern. Magnet Technology Conf. Aix-en-Provence, France, 14 September 2023 (available at: <https://mt28.aoscongres.com/>), 1PoM03-07.
11. **Mumgaard B., Allen E., Segal M.** Pulsed High Temperature Superconducting Central Solenoid for Revolutionizing Tokamaks. — In: Fusion Review Meeting. April 26—27, 2022; [https://arpa-e.energy.gov/files/920\\_Allen.pdf](https://arpa-e.energy.gov/files/920_Allen.pdf).
12. **Zhai Y. et al.** Conceptual design of HTS magnets for fusion nuclear science facility. — *Fusion Eng. Des.*, 2021, vol. 168, p. 112611.
13. **Zhai Y. et al.** Conceptual design of central solenoid for fusion nuclear science facility. — In: 1 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 10.1109/TASC.2021.3063056, March 2021.
14. **Zhai Y. et al.** Low cost, simpler HTS cable conductors for fusion energy systems. — In: 2022 IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.; 1241(1):012023.
15. **Hartwiget Z.S. et al.** SPARC Toroidal Field Model Coil Program. — *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2024, vol. 34, № 2, p. 0600316.
16. **Vieira R.F. et al.** Design, Fabrication, and Assembly of the SPARC Toroidal Field Model Coil. — *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2024, vol. 34, № 2, p. 0600615.
17. **Uglietty D.** Review of commercial high temperature superconducting materials for large magnets — from wires and tapes to cables and conductors. — *Supercond. Sci. Technol.*, 2019, vol. 32, p. 053001; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/ab06a2>.
18. **Bruzzone P. et al.** High Temperature Superconductors for fusion magnets. — *Nucl. Fusion*, 2018; <http://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/aad835>.
19. **Hartwig Z.S. et al.** VIPER: an industrially scalable high-current high-temperature superconductor cable. — *Supercond. Sci. Technol.*, 2020, vol. 33; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/abb8c0>.
20. **Partitioned Superconducting Cable.** European Patent Specification. International Publication Number WO2021/178697(10.09.2021 Gazette 2021/36).
21. **Sanabria C. et al.** Development of a high current density, high temperature superconducting cable for pulsed magnets. — *Supercond. Sci. Technol.*, 2024, vol. 37; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/ad7efc>.
22. **Salazar E.E. et al.** Fiber optic quench detection for large-scale HTS magnets demonstrated on VIPER cable during high-fidelity testing at the SULTAN facility. — *Supercond. Sci. Technol.*, 2021, vol. 34, p. 035027; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/abdba8>.
23. **Xiaoqiang Lai, Jiaxin Zuo, Xinbo Hu, Pengyuan Li.** Experimental Research on the Critical Current Characteristics of HTS Cable-In-Conduit Conductor Under the Cyclic Transverse Load. — *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2024, vol. 34, № 5, p. 1—6; <https://doi.org/10.1109/TASC.2024.3368389>.
24. **Anniballi G. et al.** Development of HTS conductors for EU-DEMO Central Solenoid. — In: 28th Intern. Magnet Technology Conf. Aix-en-Provence, France, 14 September 2023 (available at: <https://mt28.aoscongres.com/>), 20WiF-2.
25. **Augieri A. et al.** Qualification test of prototype samples of the REBCO SECAS fusion conductor. — *Ibid.*, 4OrSM-3.
26. **Bykovskiy N. et al.** Performance of the REBCO ASTRA conductor prototype for DEMO CS. — *Ibid.*, 3OrA3-1.

27. **Makoto Takayasu**. Rutherford-Type Cabling for REBCO Fine-Filament Tapes. — *Ibid.*, 5OrM1-5.
28. **Molodyk A. et al.** Development and large volume production of extremely high current density  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  superconducting wires for fusion; <https://doi.org/10.1038/s41598-021-81559-z>.
29. **Sytnikov V., Lelekhov S.** New HTS Conductor Design for Large Scale Applications. — *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2021, vol. 31, p. 4201405; doi: 10.1109/TASC.2021.3063070.
30. **Martovetsky N.** ITER Model Coil tests overview:  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  strand properties in cable-in-conduit conductors. — *Physica C: Superconductivity*, 2004, vol. 401, p. 22—27; <https://doi.org/10.1016/j.physc.2003.09.007>.

**Акционерное общество «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», 196641, Санкт-Петербург, пос. Металлострой, дорога на Металлострой 3, Россия**



Михаил Сергеевич Астров, старший научный сотрудник  
[astrov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:astrov@sintez.niiefa.spb.su)



Эдуард Николаевич Бондарчук, начальник отдела, к.т.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности  
[bondar@sintez.niiefa.spb.su](mailto:bondar@sintez.niiefa.spb.su)



Анна Александровна Воронова, инженер-конструктор 2 категории  
[voronova@sintez.niiefa.spb.su](mailto:voronova@sintez.niiefa.spb.su)



Елена Руслановна Запретилина, главный специалист, к.т.н., ветеран атомной энергетики и промышленности  
[zapretilina@sintez.niiefa.spb.su](mailto:zapretilina@sintez.niiefa.spb.su)



Андрей Александрович Кавин, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности  
[kavin@sintez.niiefa.spb.su](mailto:kavin@sintez.niiefa.spb.su)



Олег Анатольевич Ковальчук, начальник отделения  
[kovalchuk@sintez.niiefa.spb.su](mailto:kovalchuk@sintez.niiefa.spb.su)



Андрей Алексеевич Медников, главный специалист по сверхпроводниковым магнитным системам  
[mednikov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:mednikov@sintez.niiefa.spb.su)



Игорь Юрьевич Родин, советник генерального директора, научный руководитель приоритетного направления «сверхпроводимость» ГК «Росатом», к.т.н., ветеран атомной энергетики и промышленности  
[rodin@sintez.niiefa.spb.su](mailto:rodin@sintez.niiefa.spb.su)

Статья поступила в редакцию 5 августа 2024 г.

После доработки 6 ноября 2024 г.

Принята к публикации 7 ноября 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 7—22.



ИТЭР



УДК 621.039.63

## РАСЧЁТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ СБОРКИ ГИБКОЙ ОПОРЫ БЛАНКЕТА ИТЭР В АВАРИЙНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

*В.Б. Данилов<sup>1</sup>, Б.И. Никулин<sup>1</sup>, И.И. Поддубный<sup>1</sup>, М.Н. Свириденко<sup>1</sup>, А.Б. Путрик<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>АО «НИКИЭТ», Москва, Россия

<sup>2</sup>Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

Гибкие опоры осуществляют крепление модулей blankets реактора ИТЭР к стенке вакуумной камеры и при этом воспринимают нейтронный поток, тепловые и механические нагрузки и обеспечивают электроизоляцию модулей blankets и вакуумной камеры.

В работе обосновывается возможность отказа от шлифовки поверхностей опоры с электроизоляционным покрытием и демонстрируется возможность раскрытия стыка на интерфейсе с электроизоляцией, что может привести к сколу электроизолирующего покрытия и дальнейшему протеканию тока по опоре.

Омический нагрев приводит к сильному росту температур и длительному остыванию опоры до рабочих температур. Однако при действии комбинации нагрузок, индуцируемых во время срывов плазмы протеканием тока по модулю blankets и протеканием тока по опоре при разрушении электроизоляции, конструкция опоры обеспечивает необходимые запасы по статической прочности.

**Ключевые слова:** ИТЭР, blanket, защитный блок, гибкая опора, электроизоляционное покрытие, расчётное обоснование.

## COMPUTATIONAL INVESTIGATION OF WORKABILITY OF FLEXIBLE CARTRIDGE ASSEMBLY OF THE ITER BLANKET DURING EMERGENCY OPERATION

*V.B. Danilov<sup>1</sup>, B.I. Nikulin<sup>1</sup>, I.I. Poddubnyi<sup>1</sup>, M.N. Sviridenko<sup>1</sup>, A.B. Putrik<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>NIKIET JSC, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Institution "Project Center ITER", Moscow, Russia

Flexible cartridges realize fixation of ITER blanket modulus to vacuum vessel wall; take neutron flux, thermal and mechanical loads; ensure electrical insulation of blanket modulus and vacuum vessel.

The paper justifies possibility of refusal to grind surfaces of flexible cartridge assembly with electrical insulating coating and shows possibility of opening of the joint at the flexible cartridge surface with electrical insulating, which may cause insulating damage and further current flow through cartridge.

Ohmic heating leads to a strong temperature increasing and long-lasting cooling to operating temperatures. However, cartridge design provides necessary safety margin at action of combination of loads induced during plasma disruption by current flow through blanket module and by current flow through flexible cartridge at insulating damage.

**Key words:** ITER, blanket, shield block, flexible cartridge, electrical insulating coating, computational justification.

### ВВЕДЕНИЕ

Защитный blanket реактора ИТЭР состоит из 440 модулей, каждый из которых включает в себя защитный блок (ЗБ) и панели первой стенки (ППС). Модули blankets (МБ) устанавливаются на внутренней стенке вакуумной камеры (ВК) посредством четырёх гибких опор (ГО) [1]. Они воспринимают механические нагрузки, вызванные действием электромагнитных сил (ЭМС), индуцируемых при срывах плазмы, компенсируют термические деформации МБ и обеспечивают электрическую изоляцию МБ и ВК.

В рамках работы:

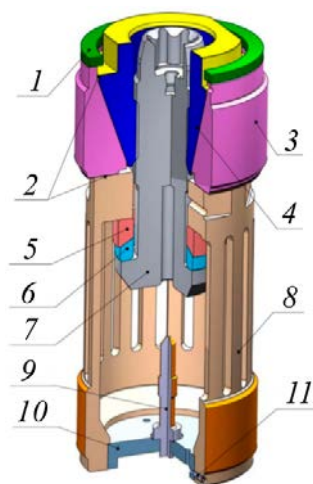
— обосновывается возможность отказа от технологии шлифовки поверхностей с электроизолирующим покрытием (ЭИП) как расчётно, так и экспериментально при испытаниях на полномасштабном макете;

— анализируется возможность нарушения целостности ЭИП, что сопровождается протеканием тока по сборке ГО — «аварийный» режим работы;

— исследуется работоспособность конструкции ГО в аварийном режиме эксплуатации.

## КОНСТРУКЦИЯ СБОРКИ ГО

Специалистами АО «НИКИЭТ» была разработана модернизированная конструкция сборки ГО (рис. 1) взамен базовой, которая не обеспечивает необходимую усталостную прочность, а также уникальный технологический процесс механической обработки предложенной конструкции.



Основным несущим элементом ГО является картридж, который изготавливается из сплава 718 и имеет один ряд из 18 спиц в сечении, что придаёт опоре достаточную поперечную гибкость в сочетании с необходимой осевой жёсткостью (табл. 1). Для обеспечения электрической изоляции ВК от МБ на торец втулки и внешнюю поверхность гайки наносится ЭИП на базе  $Al_2O_3$  [2].

Численное моделирование сборки производится с помощью многофункционального кода Ansys APDL.

Рис. 1. Конструкция сборки ГО: 1 — кольцо; 2 — ЭИП; 3 — конусная втулка; 4 — конусная гайка; 5 — конусная шайба; 6 — сферическая шайба; 7 — центральный болт; 8 — гибкий картридж; 9 — палец; 10 — крышка; 11 — винт

Таблица 1. Материалы деталей узла сборки ГО

Детали	Материал
Картридж, шайбы	Сплав 718
Центральный болт, конусная гайка	Сталь марки 1.4980 (Grade 660)
Крышка, палец, кольцо, ЗБ, ВК	Сталь марки 1.4404 (type 316L)
Конусная втулка, винт крышки крепления	Никель-алюминиевая бронза (NiAl-бронза)

## НОРМАЛЬНЫЙ РЕЖИМ ЭКСПЛУАТАЦИИ СБОРКИ ГО

Расчёт нестационарных полей температур выполнен для режима Inductive I (фаза импульса — 450 с, фаза паузы — 1800 с) для двух сценариев:

— нешлифованные поверхности с ЭИП (контактная тепловая проводимость  $200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ );

— шлифованные поверхности с ЭИП (контактная тепловая проводимость  $1000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ ).

Согласно работе [3] контактная проводимость  $10\,000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$  реализуется при уровне контактного давления 30 МПа для пары 1X18Н9Т—1X18Н9Т, что существенно ниже ожидаемого на интерфейсе «коническая втулка—картридж». Оценочные расчёты по [3] при усилии затяга болта 600 кН дают величину контактной проводимости для поверхности с Ra 20 —  $400 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ , с Ra 1,6 —  $4800 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ . Следовательно, значение контактной проводимости поверхностей с ЭИП  $200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$  может быть принято для оценки максимального уровня температур в сборке ГО, а значение  $1000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$  — для оценки минимального уровня температур.

На внешней поверхности втулки со стороны ЗБ принята температура  $130^\circ\text{C}$ . На резьбовой поверхности картриджа, соответствующей нижнему фланцу, принята температура ВК  $100^\circ\text{C}$ . Нейтронное тепловыделение имеет экспоненциально спадающий от МБ к ВК вид с максимумом  $520 \text{ кВт}/\text{м}^3$ .

В отсутствие шлифовки ЭИП максимальная температура ГО достигает 189 °С на носике болта в режиме горения, в режиме паузы — 156 °С при смещении максимума температур на головку болта (рис. 2). Отсутствие шлифовки ЭИП способствует росту температур менее, чем на 10 °С, и приводит к увеличению термоупругих напряжений на 10%, что меньше принятых запасов прочности. Таким образом, шлифовка ЭИП нецелесообразна, тем самым оптимизируя и сокращая затраты.

Помимо энерговыделения, нейтронное облучение приводит к изменению механических свойств конструкционных материалов. Применительно к сплаву 718 нейтронное облучение с дозами 0,1—0,5 сна в диапазоне эксплуатационных температур 100—300 °С снижает пластические свойства [4], поэтому свойства материалов принимаются с запасом.

Прочность внутрикамерных компонентов обосновывается по специально разработанным для ИТЭР нормам расчёта на прочность SDC-IC [5]. При этом компоненты сборки ГО удовлетворяют требованиям критериев SDC-IC по статической и циклической прочности при сохранении целостности ЭИП.

Динамический анализ [6] МБ в сборе, включающего в себя четыре сборки ГО базовой конструкции, под действием комбинации нестационарных ЭМС и моментов позволил определить величины осевых реакций (совпадающих с радиальной осью бланкета) на сборке ГО, поперечных перемещений и разворотов для режимов срыва плазмы типов Fast VDE II (максимальная осевая сила 420 кН, время действия 36 мс) и Slow VDE III (максимальная осевая сила 500 кН, время действия 300 мс). Согласно результатам моделирования была утверждена квалификация сборок ГО, которая предполагает проведение механических статических и циклических испытаний, где внешние нагрузки принимаются с запасом относительно расчётных значений.

Согласно рекомендациям МО ИТЭР предварительное усилие затяга болта варьируется в диапазоне 600—1200 кН. Согласно разработанной спецификации нагружения сборки ГО был проведён расчёт НДС для семи шагов нагружения:

- 1) предварительное усилие затяга болта 600 кН при температуре 20 °С;
- 2) разогрев ВК до 100 °С;
- 3) окончание фазы «горение» режима Inductive I (см. рис. 2, *a*);
- 4) окончание фазы «пауза» режима Inductive I (см. рис. 2, *б*);
- 5) поперечный сдвиг 1,6 мм;
- 6) разворот фланца ГО на 0,085°;
- 7) осевая сжимающая сила 600 кН (срыв плазмы типа Slow VDE III).

В режиме Inductive I усилие затяга в болте падает до 504 кН (табл. 2), что при совместном действии ЭМС 600 кН и комбинации смещения МБ и разворота фланца ГО приводит к раскрытию стыка на интерфейсе «коническая втулка—картридж», что при циклическом режиме работы реактора может привести к разрушению ЭИП (рис. 3), сопровождающемуся протеканием тока по ГО.

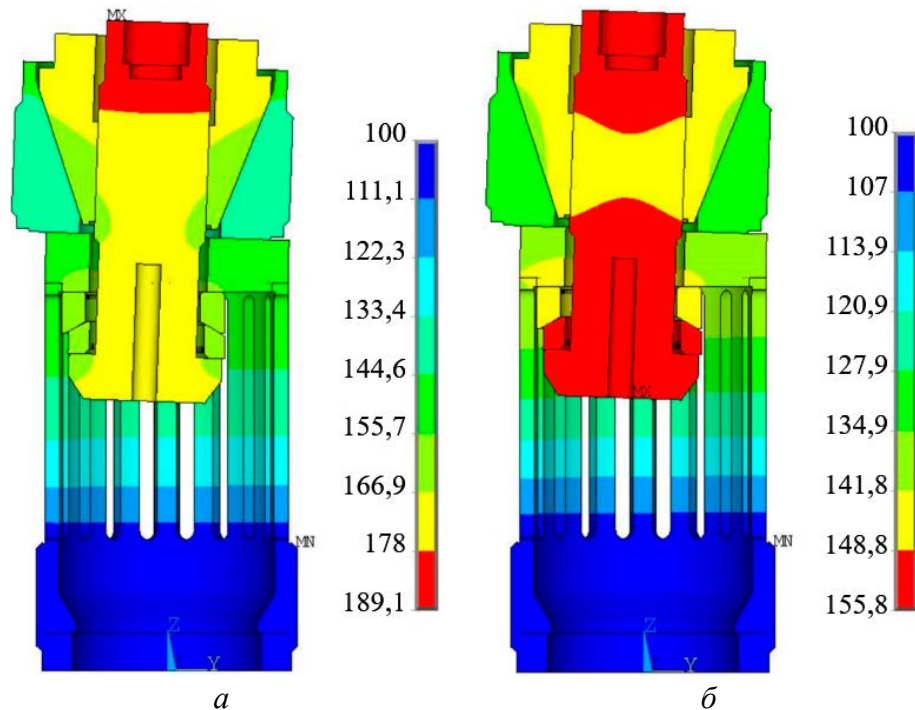


Рис. 2. Температурное поле ГО при контактной проводимости ЭИП 200 Вт/(м<sup>2</sup>·°С), °С: *a* — окончание фазы горения; *б* — окончание фазы паузы

Т а б л и ц а 2. **Изменение осевого усилия затяга в болте**

Шаг нагружения	Осевое усилие в болте, кН
1	600,0
2	562,1
3	532,8
4	504,4
5	500,7
6	501,7
7	506,8

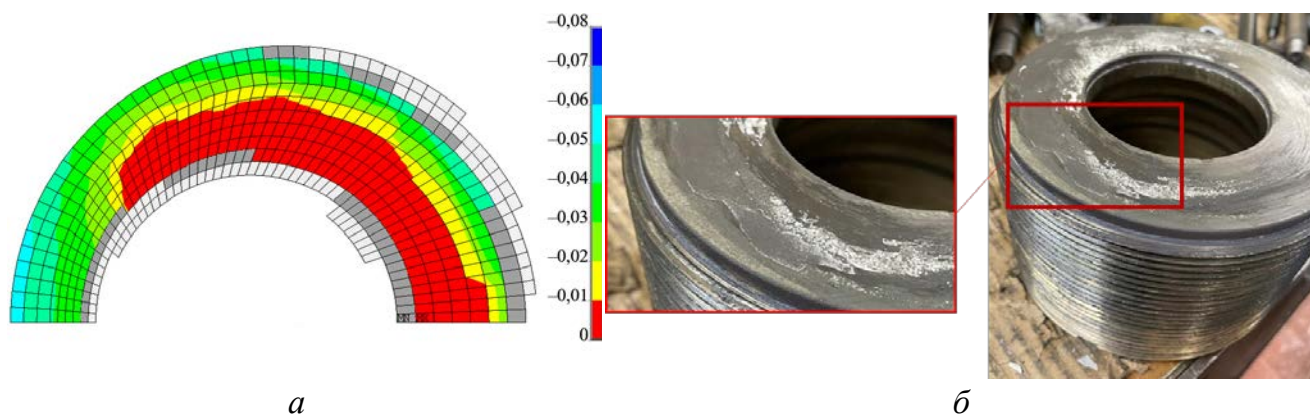


Рис. 3. Раскрытие стыка на интерфейсе «коническая втулка—картридж»: *a* — величина зазора на интерфейсе «коническая втулка—картридж», мм; *б* — скол ЭИП на поверхности втулки после проведения испытаний

### АВАРИЙНЫЙ РЕЖИМ ЭКСПЛУАТАЦИИ СБОРКИ ГО

Для получения консервативных оценок в аварийном режиме работы рассматривается событие Slow VDE III с осевой силой 600 кН и силой тока 137 кА длительностью 300 мс [7]. Вводится допущение о том, что два электросоединителя, установленных параллельно ГО и предназначенных для замыкания наведённых в МБ токов, вышли из строя и весь ток протекает через опору.

Протекание тока приводит к разогреву картриджа ГО до температур с максимумом 966 °С, что не превышает температуру плавления сплава 718—1260 °С, и среднему разогреву спиц до 600 °С.

Для корректного моделирования остывания картриджа до эксплуатационных температур в том числе лучистым теплообменом в расчётную модель был добавлен фрагмент посадочного гнезда ВК, куда устанавливается по резьбе картридж ГО так, что образуется зазор 5 мм между «горячими» спицами картриджа и «холодным» корпусом ВК. На поверхности посадочного гнезда ВК задаются граничные условия (ГУ) 3-го рода: коэффициент теплоотдачи 500 Вт/(м<sup>2</sup>·°С) и температура среды 100 °С.

Время охлаждения картриджа до рабочих температур составило 2250 с. Дальнейшее остывание определяется остыванием ВК. Время охлаждения соответствует времени цикла «импульс—пауза» режима Inductive I, поэтому возможный следующий срыв приведёт к ещё большему нагреву картриджа ГО.

Помимо омического нагрева, протекание тока по спицам картриджа индуцирует поперечные ЭМС. Компоненты индукции магнитного поля (МП) катушек в зоне расположения картриджа ГО равны

$$\begin{cases} B_{0r} = 9 \text{ Тл;} \\ B_{0p} = 1 \text{ Тл;} \\ B_{0r} = 1 \text{ Тл,} \end{cases}$$

где  $B_{0r}$  — тороидальная компонента вектора магнитной индукции, Тл;  $B_{0p}$  — полоидальная компонента вектора магнитной индукции, Тл;  $B_{0r}$  — радиальная компонента вектора магнитной индукции, Тл.

Согласно закону Ампера ЭМС, действующая на объём  $V$ , равна [8]

$$\mathbf{F} = \int_V [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] dV,$$

где  $\mathbf{j}$  — вектор плотности тока,  $\text{A}/\text{m}^2$ .

Результаты расчёта сил представлены в табл. 3, где за первую спицу принята расположенная наиболее близко к месту скола ЭИП, нумерация проводится по часовой стрелке. При этом в таблицу добавлена осевая сила, действующая в режиме Slow VDE III в расчёте на одну спицу 600/18 кН.

Таблица 3. Силы Ампера, действующие на картридж при пробое ЭИП

Номер спицы	Сила тока, кА	Сила Ампера, кН		
		вдоль тороидальной оси ( $F_t$ )	вдоль полоидальной оси ( $F_p$ )	вдоль радиальной оси ( $F_r$ )
1	8,65	1,13	-10,1	33,3
2	8,37	1,09	-9,80	33,3
3	8,06	1,05	-9,43	33,3
4	7,73	1,01	-9,05	33,3
5	7,45	0,97	-8,72	33,3
6	7,23	0,94	-8,46	33,3
7	7,08	0,92	-8,28	33,3
8	6,99	0,91	-8,18	33,3
9	6,94	0,90	-8,11	33,3

Для оценки напряжений (табл. 4), возникающих при сжатии осевой и изгибе поперечными силами, были использованы соотношения [9]:

— для сжатия стержня постоянной осевой силой:

$$\sigma = \frac{F_t}{bh};$$

— для изгиба балки постоянной распределённой нагрузкой в условиях закрепления — жёсткая заделка с двух концов:

$$\sigma_{\max} = \frac{F_{t(p)}l}{2bh^2},$$

где  $b$  — ширина спицы;  $h$  — высота спицы;  $l$  — длина спицы.

Таблица 4. Напряжения, возникающие в спицах при пробое ЭИП

Параметр	Нагрузка вдоль тороидальной оси ( $t$ )	Нагрузка вдоль полоидальной оси ( $p$ )	Нагрузка вдоль радиальной оси ( $r$ )
Максимальная сила, кН	1,13	10,1	33,3
Максимальное напряжение, МПа	88,3	789,2	320,2

Напряжения, возникающие в спицах при нагружении вдоль тороидальной оси ( $t$ ), составляют 7% от суммарных, что учтено коэффициентом запаса по статической силе 1,2, поэтому силами вдоль тороидальной оси ( $t$ ) можно пренебречь, и постановка задачи расчёта НДС остаётся симметричной.

При анализе прочности по критерию IC 3121.1.1 «Immediate plastic collapse or instability» норм SDC-IC в упругой постановке рассматривались три сценария:

- режим срыва плазмы типа Fast VDE II;
- режим срыва плазмы типа Slow VDE III;
- аварийный режим.

Внешнее нагружение и результаты линеаризации эквивалентных напряжений в зоне корня паза (концентратор напряжений) представлены в табл. 5.

Таблица 5. Результаты анализа статической прочности картриджа ГО в упругой постановке

Режим	$F_r$ , кН	Сдвиг фланца ГО, мм	$F_p$ , кН	Мембранные напряжения, МПа		Мембранные + изгибные напряжения, МПа	
				Расчёт	Допуск [5]	Расчёт	Допуск [5]
Fast VDE II	500	1,6	—	867,5	425,0	1072,7	637,5
Slow VDE III	600	1,6	—	942,8	570,0	1155,0	855,0
Аварийный режим	600	1,6	Табл. 3	1058,0	732,9	1813,0	1099,4

Требования критерия IC3121.1.1 не выполняются, поэтому был проведён дополнительный расчёт в упругопластической постановке, где внешнее нагружение задавалось постоянным поперечным смещением 1,6 мм и линейно возрастающими от 0 до четырёхкратных номинальных значений осевой и поперечными силами.

При пробое ЭИП и действии поперечных сил предельный фактор нагрузки (отношение суммарной нагрузки к номинальному значению) уменьшается с 3,17 до 1,71 (рис. 4), однако превышает требуемый 1,2, что удовлетворяет критерию статической прочности IC 3121.1.2 «Immediate plastic collapse or instability» норм SDC-IC.

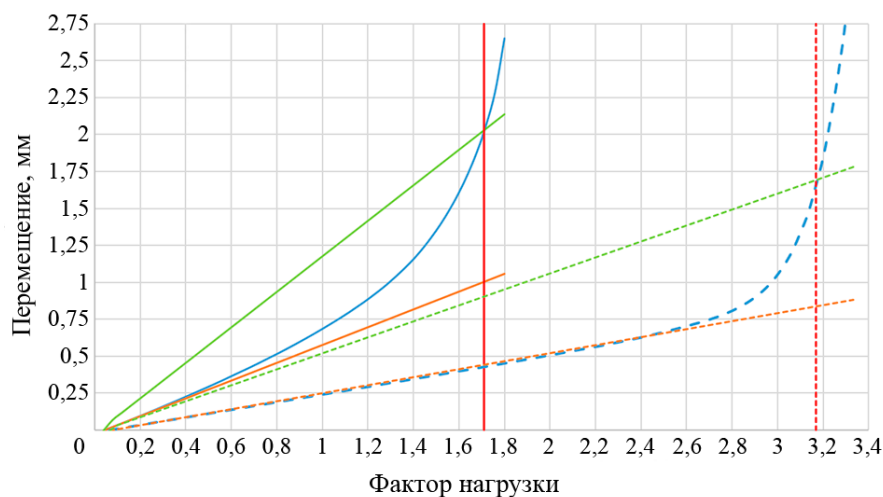


Рис. 4. Определение предельного фактора нагрузки: — полное перемещение; — касательная; — секущая; — предельный фактор нагрузки. Допускаемый фактор нагрузки: нормальный режим 3,17 > 1,2, аварийный режим 1,71 > 1,2

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках работы продемонстрированы:

- возможность отказа от технологии шлифовки поверхностей с ЭИП;
- возможность раскрытия стыка на интерфейсе «коническая втулка—картридж» в режиме Slow VDE III и при минимально рекомендуемом усилии затяга болта 600 кН;
- сильный рост температур при протекании тока по ГО, время остывания до рабочих температур составляет 2250 с;
- обеспечение необходимого запаса по статической силе для картриджа ГО при действии дополнительных сил Ампера, обусловленных протеканием тока.

По итогам выполнения работы составлены рекомендации к эксплуатации ГО:

- осуществление контроля температур для предупреждения аварийного режима;
- увеличение предварительного усилия затяга болта до 700 кН, гарантирующего условие нераскрытия стыка на интерфейсе «коническая втулка—картридж».

Работа выполнена в рамках договора № 71-26до от 16 июня 2021 г. между Частным учреждением «ИТЭР-Центр» (Заказчик) и АО «НИКИЭТ» (Исполнитель), государственный контракт с ГК «Росатом» от 18.01.2023 № Н.4а.241.19.23.1014.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Merola M., Escourbiac F., Raffray A.R.** Engineering challenges and development of the ITER Blanket System and Divertor. — Fusion Engineering and Design, 2015, vol. 96—97, p. 34—41.
2. **Ulianitsky V., Shtertser A., Zlobin S. et al.** Computer-controlled detonation spraying: from process fundamentals toward advanced applications. — J. Thermal Spray Technol., 2011, vol. 20, № 4, p. 791—801.
3. **Шлыков Ю.П., Ганин Е.А., Царевский С.Н.** Контактное термическое сопротивление. — М.: Энергия, 1977. 326 с.
4. **Varabash V., Peacock A., Fabritsiev S. et al.** Materials challenges for ITER — Current status and future activities. — J. of Nuclear Materials, 2007, vol. 367, p. 21—32.
5. **Sannazzaro G., Varabash V., Kang S.C.** Development of design Criteria for ITER In-vessel Components. — Fusion Engineering and Design, 2013, vol. 88, p. 2138—2141.
6. **Sadakov S., Khomyakov S., Calcagno B. et al.** Status of ITER blanket attachment design and related R&D. — Ibid., p. 1853—1857.
7. **Poddubnyi I., Kolganov V., Elkin V. et al.** Analysis and experimental justification of electrical connector for ITER blanket module. — Ibid., 2017, vol. 124, p. 516—521.
8. **Сивухин Д.В.** Общий курс физики. Т. 3. Электричество. Учебное пособие. — М.: Изд-во МФТИ, 2004. 565 с.
9. **Варданян Г.С., Андреев В.И., Атаров Н.М. и др.** Сопротивление материалов с основами теории упругости и пластичности. — М.: Изд-во АСВ, 1995. 568 с.

АО «НИКИЭТ», 107140, г. Москва, пл. Академика Доллежала, д. 1, корп. 3, Россия



Виктор Борисович Данилов, ведущий инженер-технолог  
danilov\_vb@nikiet.ru



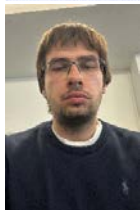
Борис Игоревич Никулин, инженер 3 категории  
nikulin\_bi@nikiet.ru



Иван Игоревич Поддубный, заместитель начальника отдела — начальник группы, к.т.н.  
poddubnyii@nikiet.ru



Максим Николаевич Свириденко, заместитель главного конструктора по ядерно-физическим системам ИТЭР — начальник отдела, к.т.н.  
sviridenko@nikiet.ru



Антон Борисович Путрик, начальник сектора, к.ф.-м.н.; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, г. Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2, Россия  
A.Putrik@iterrf.ru

Статья поступила в редакцию 9 июля 2024 г.

После доработки 9 января 2025 г.

Принята к публикации 28 февраля 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 23—29.

УДК 621.039.63

## ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИСПЫТАНИЯ ПОСТАВОЧНЫХ КОМПОНЕНТОВ СИСТЕМЫ БЛАНКЕТА ИТЭР

*М.Н. Свириденко<sup>1</sup>, Д.А. Власов<sup>1</sup>, С.А. Козлов<sup>1</sup>, А.Ю. Лешуков<sup>1</sup>, П.Е. Могилевский<sup>1</sup>, Ю.С. Стребков<sup>1</sup>,  
Е.В. Паршутин<sup>1</sup>, И.И. Поддубный<sup>1</sup>, С.Э. Хомяков<sup>1</sup>, С.Н. Томилов<sup>1</sup>, Е.В. Трифонова<sup>1</sup>, О.В. Соловьев<sup>1</sup>,  
А.В. Чебурова<sup>1</sup>, А.Б. Путрик<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>АО «НИКИЭТ», Москва, Россия

<sup>2</sup>Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

В статье рассмотрены роль и место АО «НИКИЭТ» как одной из ведущих конструкторских организаций атомной отрасли в совместной реализации крупномасштабного международного проекта термоядерного реактора ИТЭР, не имеющего аналогов в мировой практике. В статье представлены результаты работ АО «НИКИЭТ» по соглашениям о поставке внутрикамерного оборудования, выполненных в период 2017—2022 гг. в обоснование конструкторско-технологических решений поставочных изделий для ИТЭР.

**Ключевые слова:** ИТЭР, первая стенка, защитный бланкет, разработка конструкции, расчётное и экспериментальное обоснование.

## MANUFACTURING AND TESTS OF THE SUPPLIED COMPONENTS OF THE ITER BLANKET SYSTEM

*M.N. Sviridenko<sup>1</sup>, D.A. Vlasov<sup>1</sup>, S.A. Kozlov<sup>1</sup>, A.Yu. Leshukov<sup>1</sup>, P.E. Mogilevskii<sup>1</sup>, Yu.S. Strebkov<sup>1</sup>,  
E.V. Parshutin<sup>1</sup>, I.I. Poddubnyi<sup>1</sup>, S.E. Khomyakov<sup>1</sup>, S.N. Tomilov<sup>1</sup>, E.V. Trifonova<sup>1</sup>, O.V. Solovyov<sup>1</sup>,  
A.V. Cheburova<sup>1</sup>, A.B. Putrik<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>NIKIET JSC, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Institution "Project Center ITER", Moscow, Russia

The paper describes the place and role of NIKIET JSC, as one of the leading development organizations in nuclear industry, in the joint implementation of the large-scale international thermonuclear reactor project (ITER) which is unparalleled at a global scale. The paper presents results of NIKIET JSC works on In-vessel components supply agreements performed in 2017—2022 to justify the design and process solutions for the items supplied for the ITER.

**Key words:** ITER, first wall, shield blanket, design engineering, analysis and experimental justification.

## ВВЕДЕНИЕ

АО «НИКИЭТ» участвует в реализации проекта ИТЭР в рамках двух соглашений о поставке внутрикамерного оборудования, подписанных в 2014 г.: Соглашение о поставке панелей первой стенки (ППС) и Соглашение о поставке соединителей модулей бланкета (СМБ). Соглашение о поставке СМБ АО «НИКИЭТ» выполняет как основной поставщик 100% изделий, входящих в поставочный комплект. Одновременно в рамках соглашения о поставке теплонапряжённых ППС на площадку ИТЭР АО «НИКИЭТ» принимает участие в изготовлении и поставке 40% элементов ППС (179 штук). Данное соглашение о поставке реализуется совместно с АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова».

В зоне ответственности АО «НИКИЭТ» находятся разработка конструкций, расчётное и экспериментальное обоснования, а также изготовление полномасштабных квалификационных прототипов внутрикамерных компонентов и поставочного оборудования.

В 2016—2018 гг. выполнена подготовка предпроизводственной документации и начато серийное изготовление биметаллических пьедесталов электрического соединителя.

С 2017 по 2019 г. выполнена подготовка предпроизводственной документации и начата квалификация основных критических технологических процессов, используемых при изготовлении поставочных изделий.

В 2020 г. начато изготовление полномасштабных прототипов компонентов ППС и СМБ, в 2022 г. начато серийное изготовление.

## СОГЛАШЕНИЕ О ПОСТАВКЕ ТЕПЛОНАПРЯЖЁННЫХ ППС. ОПИСАНИЕ ПОСТАВОЧНОГО КОМПЛЕКТА

Соглашение о поставке ППС подписано 13 февраля 2014 г. ППС является теплонапряжённым компонентом системы blankets, обращённым к плазме и механически закреплённым на защитном блоке (ЗБ) с помощью системы крепления (СК). Теплонапряжённая ППС способна воспринимать тепловой поток до  $4,7 \text{ МВт/м}^2$  [1]. АО «НИКИЭТ» совместно с АО «НИИЭФА» изготавливают и поставляют 179 ППС, включая запасные ППС — по одной для каждого ряда.

По результатам оптимизации размеров ППС, выполненной в 2022 г., уменьшено количество дополнительных вариантов ППС до 14 и количество основных вариантов до 13 типоразмеров. Конструкция дополнительных вариантов исполнения ППС отличается от основного варианта наличием дополнительных технологических проходов и пазов под размещение диагностического оборудования.

Каждая ППС является сборочной единицей, включающей теплонапряжённые компоненты, обращённые к плазме (пальцы ПС), несущую конструкцию первой стенки (НКПС), систему крепления ППС к ЗБ и систему электрической связи.

### ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ ППС

В 2016—2017 гг. разработана конструкция ППС с использованием технологии орбитальной сварки кольцевых швов патрубков при монтаже сборок пальцев ПС на НКПС [1]. Каждая сборка представляет собой пару пальцев ПС, соединённых последовательно гидравлически с помощью перепускной трубки, кольцевой сварной шов которой выполнен также орбитальной сваркой. Данный подход предполагает выполнение патрубков подвода/отвода теплоносителя к пальцам ПС на периферийной части НКПС, что обеспечивает доступ сварочного оборудования при финальном монтаже модулей пальцев, при этом соединение с НКПС обеспечивается посредством фрезерованных переходников (2 шт. на один модуль), позволяющих компенсировать погрешности изготовления посредством доработки стыкового соединения перед сваркой. Общий вид панели ряда 14 тип А представлен на рис. 1. Крепление пальцев ПС к несущей конструкции реализовано с помощью болтового соединения в периферийной части НКПС и клинового соединения в центральной (рис. 2).

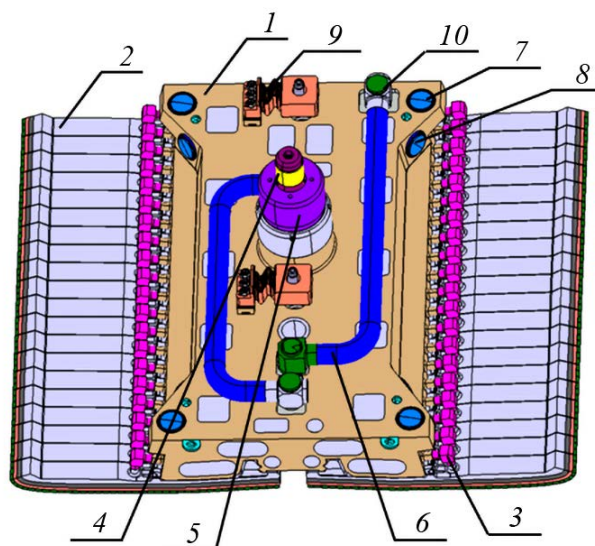
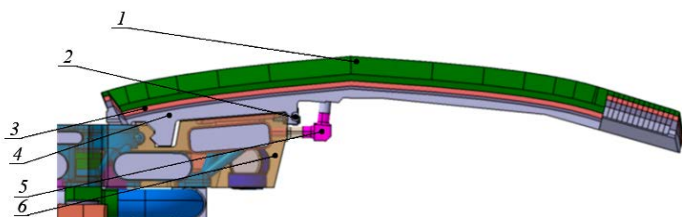


Рис. 1. Общий вид ППС 14 тип А (вид со стороны ЗБ): 1 — НКПС; 2 — пальцы ПС; 3 — перепускные патрубки; 4 — болт СК; 5 — резьбовой стакан СК; 6 — патрубок подвода теплоносителя; 7 — радиальные КЭИН; 8 — полоидальные КЭИН; 9 — ЭС; 10 — патрубок отвода теплоносителя

Рис. 2. Механическое крепление «Палец/НКПС» для ППС 9 и 17: 1 — защитное покрытие; 2 — система крепления пальцев ППС; 3 — теплопроводящий слой; 4 — несущая конструкция «пальца»; 5 — L-образная (подводящая/отводящая) трубка теплоносителя; 6 — НКПС

В период 2018—2022 гг. на базе конструкции ППС ряда 14 тип А разработаны конструкции панелей 17 тип А, нестандартных панелей 14 тип NC и тип NE, расположенных в зоне внешнего blankets [2, 3], ППС ряда 8 тип А и ряда 9 тип А, расположенные в зоне потолочного свода вакуумного корпуса (ВК) реактора ИТЭР.

Следует отметить, что в связи со сложной геометрической конфигурацией ППС 8 тип А и 14 тип NC и тип NE применение конструкторских решений ППС 14 тип А невозможно без дополнительной адаптации непосредственно к каждому типоразмеру.

Конструкции ППС 17 тип А и 9 тип А были доработаны в зоне расположения патрубков с учётом требований доступа сварочного оборудования и геометрических особенностей панелей. Так, для панели 17 тип А угол наклона патрубков относительно горизонтали составляет  $15^\circ$ , при этом для панели 9 тип А патрубки удалось расположить горизонтально. Одновременно выполнена оптимизация каналов в центре НКПС для обеспечения отвода тепла, вызванного тепловым излучением плазмы.

Отдельное внимание следует уделить ППС 14 тип NE, расположенной в зоне экваториального порта, вследствие чего имеющей сложную и нерегулярную геометрическую структуру, не позволяющую использовать решения, принятые для квалификационного прототипа ППС в полном объёме. Так же, как и в полномасштабном прототипе, предполагается использование механического крепления пальцев ПС. Для обеспечения ремонтпригодности патрубки гидравлического соединения наклонены в сторону ЗБ на  $10^\circ$  от горизонтали. В связи с существенными отличиями формы НКПС ППС 14 тип NE от квалификационного прототипа (14 тип А) потребовалась значительная модификация системы охлаждения.

В свою очередь, для ППС 14 тип NC и 8 тип А потребовался пересмотр конфигурации системы охлаждения в силу наклона патрубков подвода/отвода теплоносителя к пальцам ПС по аналогии с панелью 17 тип А, что повлекло перенос камер подвода теплоносителя с тыльной поверхности несущей конструкции ППС на фронтальную.

СК ППС включает восемь контактных электроизолирующих накладок (КЭИН) и резьбовой стакан с установленным центральным болтом и электроизоляционной и сферической шайбами (рис. 3).

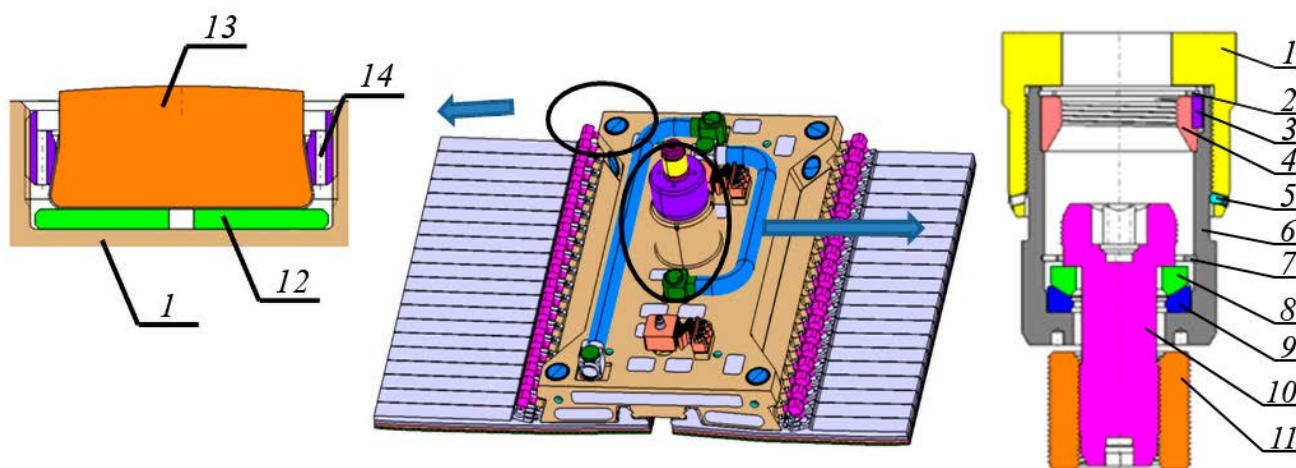


Рис. 3. Общий вид СК ППС: 1 — НКПС; 2 — стопорное кольцо; 3 — шпонка; 4 — парковочная втулка; 5 — стопорный винт; 6 — стакан; 7 — стопорное кольцо; 8 — сферическая шайба; 9 — коническая шайба с ЭИП; 10 — болт; 11 — резьбовая втулка ЗБ; 12 — диск; 13 — КЭИН; 14 — фиксирующая гайка

Полоидальные КЭИН размещены на наклонных поверхностях двутавровых полок НКПС и предназначены для восприятия радиального крутящего момента, при этом четыре радиальных КЭИН размещены на тыльной (обращённой к ЗБ) поверхности НКПС и предназначены для восприятия полоидального крутящего момента. Фиксация накладок в цилиндрическом пазе НКПС выполняется гайкой, изготовленной из алюминиевой бронзы (Ni—Al Bronze) [4].

Для обеспечения электрической изоляции несущей конструкции от ЗБ боковая коническая и тыльная поверхности КЭИН защищены электроизоляционным покрытием (ЭИП), выполненным методом газотермического напыления [5, 6].

Для компенсации погрешностей изготовления КЭИН и НКПС в конструкцию добавлен диск с возможностью доработки, что позволяет отказаться от трудоёмкого процесса шлифовки боковой поверхности покрытия и компенсировать отклонения от положения накладки в радиальном направлении в пределах 3 мм.

Для обеспечения протекания тока при срывах плазмы от ППС к ЗБ в конструкции ППС предусмотрены электрические соединители (ЭС) [1]. Подробная информация о конструкции ЭС представлена в работе [1].

В соответствии с пересмотренной стратегией изготовления элементов СК для теплонапряжённых ППС АО «НИКИЭТ» будет изготавливать только КЭИН с элементами крепления общим количеством 3968 комплектов, при этом сборка стакана (~1770 изделий) будет изготовлена Европейским Союзом и Китаем. Данные изменения коснулись и ЭС, а именно по достигнутой договорённости АО «НИКИЭТ» будет изготавливать два типоразмера ЭС с 10 и 14 токоведущими ламелями в количестве 571 и 416 шт. соответственно. В свою очередь элементы крепления ЭС будут изготовлены также Европейским Союзом и Китаем. Пересмотренная Международной организацией (МО) ИТЭР стратегия поставки стандартных изделий позволила АО «НИКИЭТ» уменьшить количество типоразмеров элементов СК и электрической связи, подлежащих изготовлению в рамках соглашения о поставке теплонапряжённых ППС.

## **СОГЛАШЕНИЕ О ПОСТАВКЕ СМБ. ОПИСАНИЕ ПОСТАВОЧНОГО КОМПЛЕКТА**

АО «НИКИЭТ» является ответственным за изготовление и испытания СМБ для 440 МБ [1]. В поставочный комплект входят следующие компоненты и сборки:

- гибкая механическая опора (ГО) в сборе — 2109 комплектов;
- КЭИН межмодульных полоидальных (866 шт.) и центрирующих ключей (425 шт.) с элементами крепления;
- КЭИН ключей, расположенных на внутренней стенке ВК в зоне внешнего blankets, с элементами крепления (1067 шт.);
- КЭИН межмодульных центрирующих ключей МБ 4 (8 шт.) с элементами крепления;
- ЭС с элементами крепления и биметаллический пьедестал ВК (1052 комплекта).

## **ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ КОМПОНЕНТОВ СМБ**

ГО устанавливается на тыльной поверхности ЗБ и используется для крепления модуля blankets (МБ) на внутренней стенке ВК. Четыре сборки ГО используются для крепления МБ на внутренней стенке ВК, при этом компенсируя тепловое расширение МБ. Основными элементами конструкции являются картридж, центральный болт, конические гайка и втулка, сферическая и коническая шайбы. В 2019—2020 гг. выполнена оптимизация конструкции узла, позволившая упростить и удешевить процесс изготовления путём отказа от электроэрозионной обработки пазов гибкого картриджа в пользу механической обработки за счёт увеличения ширины паза с 2 до 10 мм, упрощения конфигурации болта. В конструкцию узла введена система шайб с одновременной корректировкой системы фиксации болта в парковочном положении, что позволило увеличить возможный диапазон доработки фланца картриджа по углу до 2°. Для обеспечения электрической изоляции на внешнюю поверхность конической гайки и торец конической втулки газотермическим способом нанесено ЭИП. Узел ГО после модификации представлен на рис. 4.

Конструкционный материал гибкого картриджа, сферической и конической шайб — сплав 718 [4]. Сталь марки 1.4980 (Grade 660) [4] используется в качестве конструкционного материала болта и конической гайки, коническая втулка выполнена из алюминиевой бронзы, крышка и палец изготавливаются из стали 316L.

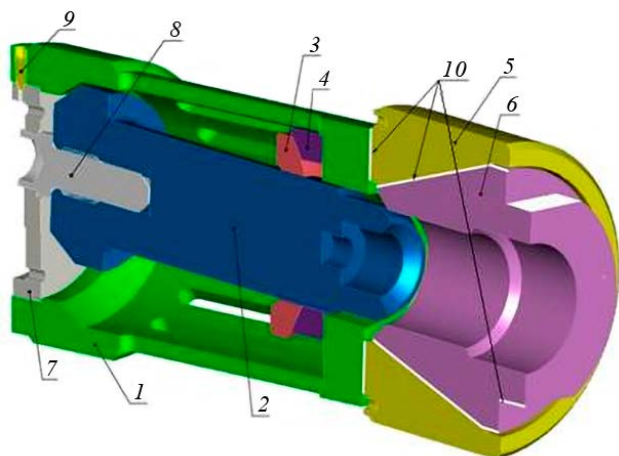


Рис. 4. Общий вид ГО в сборе: 1 — картридж; 2 — болт центральный; 3 — шайба сферическая; 4 — шайба коническая; 5 — втулка конусная; 6 — гайка конусная; 7 — крышка; 8 — палец; 9 — винт крепления; 10 — ЭИП

накладок используется алюминиевая бронза. Следует отметить, что на рабочей поверхности КЭИН выполнена сфера радиусом 300 мм. Для обеспечения электрической изоляции ЗБ от ВК боковая и тыльная поверхности накладки защищены ЭИП [5, 6]. Для уменьшения сдвиговых сил, действующих на КЭИН, на сферическую поверхность нанесено уменьшающее трение покрытие на базе  $\text{MoS}_2$  [1].

В силу геометрических особенностей МБ 15 призматические и цилиндрические КЭИН конструктивно отличаются по исполнению по сравнению с КЭИН, применяемыми для остальных МБ.



Рис. 5. Общий вид пьедестала ЭС

ных макетов и компонентов поставочных комплектов, включающих:

- формирование ЭИП детонационным методом на основе оксида алюминия ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) на поверхностях КЭИН;
- изготовление резьбы болтов ППС и ГО;
- изготовление ЭС.

### УДАРНЫЕ ИСПЫТАНИЯ КЭИН

КЭИН являются элементами ППС и ЗБ, воспринимая комбинацию полоидального, тороидального и радиального моментов, возникающих при срывах плазмы. Конструкция КЭИН ППС представляет

Для исключения схватывания в резьбовом соединении «болт/коническая гайка» с целью обеспечения возможности монтажа/демонтажа модулей blankets (МБ), а также уменьшения коэффициента трения в резьбе при затяжке болта ГО в конструкцию введено антисхватывающее/уменьшающее трение покрытие на базе  $\text{MoS}_2$  [7].

Для восприятия радиальных, полоидальных и тороидальных моментов, действующих на МБ при срывах плазмы, в конструкцию МБ введены КЭИН. Конфигурация накладок была также оптимизирована, а именно изменена конфигурация СК призматических и цилиндрических КЭИН, увеличены радиусы боковой поверхности призматических КЭИН. Два типа КЭИН используются в конструкции СМБ — цилиндрические и призматические. Все конструкции КЭИН являются изготавливаемыми по месту в целях компенсации поволоков ВК.

В качестве конструкционного материала

Со стороны ВК выполнен биметаллический пьедестал. Крепление пьедестала к внутренней стенке ВК осуществляется аргонодуговой сваркой. Общий вид пьедестала представлен на рис. 5. Изготовление биметаллического пьедестала выполняется с использованием технологии горячего изостатического прессования (ГИП) [8].

### КВАЛИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

В соответствии с требованиями МО ИТЭР АО «НИКИЭТ» должно выполнить квалификацию технологических процессов, используемых при изготовлении квалификационных полномасштаб-

собой тело вращения с рабочей (контактной) сферической поверхностью радиусом 300 мм. Как было указано, для обеспечения электрической изоляции на боковую и тыльную поверхности КЭИН нанесено ЭИП на базе  $Al_2O_3$  [5, 6].

Основываясь на результатах расчётного и экспериментального обоснования [9, 10], наиболее представительными для подтверждения работоспособности КЭИН являются динамические (ударные) испытания, имитирующие механическое воздействие, характерное для срывов плазмы.

Для реализации ударных испытаний АО «НИКИЭТ» разработало и изготовило установку, представляющую собой копёр вертикального типа с падающей массой 460 кг [11], для контроля усилия установка снабжена силоизмерителем, установленным непосредственно под объектом испытаний [12]. Общий вид КЭИН после испытаний представлен на рис. 6.

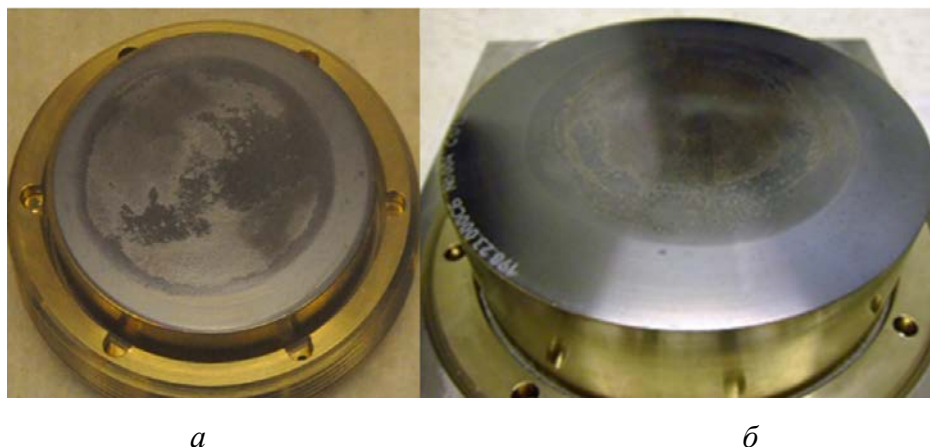


Рис. 6. Общий вид контактной электроизоляционной накладке с уменьшающим трение покрытием после испытаний: *а* — накладка ППС; *б* — накладка СМБ

Результаты ударных испытаний позволили получить новые данные, необходимые для более детального понимания факторов, влияющих на работоспособность элементов системы крепления ППС при импульсных нагрузках, характерных для ИТЭР.

Обобщая результаты испытаний, можно отметить, что характер поведения КЭИН при динамических испытаниях отличается от результатов механических испытаний, приведённых в [9], а именно деформацией КЭИН в радиальном направлении и состоянием контактной сферической поверхности. Полученная зависимость деформации от осевого усилия показывает, что при увеличении осевой силы происходит увеличение деформации по линейному закону.

В то же время КЭИН со шлифованными боковой и тыльной поверхностями, покрытыми ЭИП, и накладка без шлифовки ЭИП прошли испытания с одинаковым результатом, что позволяет отказаться от шлифовки при изготовлении.

Отмечено, что выглаживание сферической поверхности КЭИН существенно снижает шероховатость поверхности, позволяя отказаться от использования уменьшающего трение покрытия на сферической поверхности КЭИН [12].

### ИСПЫТАНИЯ БОЛТОВ, ВХОДЯЩИХ В ПОСТАВОЧНЫЙ КОМПЛЕКТ ППС И СМБ

Процесс изготовления болтов, входящих в поставочные комплекты ППС и СМБ, требует квалификации процесса изготовления, включающего как изготовление компонентов, так и механические испытания. Испытания проводились в два этапа, включающие испытание резьбы на срез при семи витках в зацеплении, что в случае удачно проведённых испытаний обеспечивает запас 2 по силе, и испытание несущей способности болта при закручивании болта на полную резьбу. Всего изготовлено три типоразмера болтов: М64×4 ППС, М64×4 СМБ и М52×4 СМБ. В качестве конструкционного материала использована сталь 1.4980 (Grade 660) [4].

На первом этапе испытаний болт вкручивался в оснастку на семь витков, далее выполнялось перемещение верхнего захвата испытательной машины со скоростью 3 мм/мин до разрушения. По результатам первого этапа испытаний определено усилие среза семи витков для каждого типоразмера болта, при этом полученный коэффициент запаса составил порядка 2,14 для болта М64×4 ППС, 2,73 для болта М64×4 СМБ и 2,8 для болта М52×4 СМБ. Общий вид болтов после испытаний представлен на рис. 7.

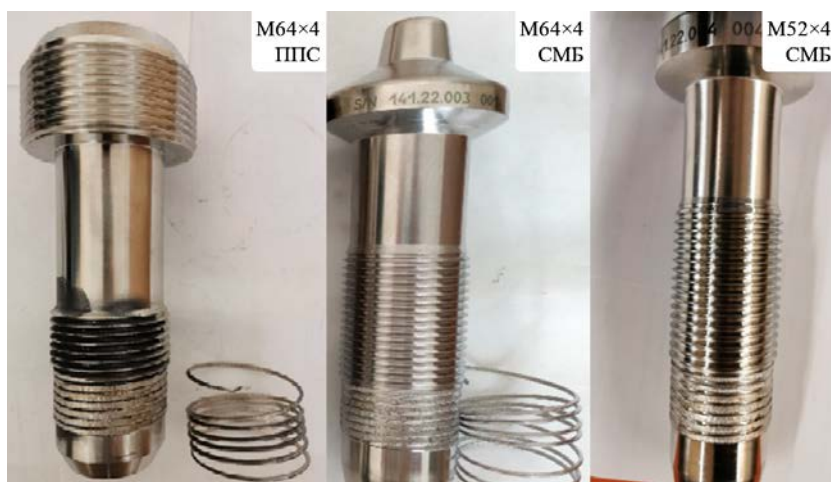


Рис. 7. Общий вид болтов после испытаний на срез резьбы (этап 1)

На втором этапе испытаний болты вкручивались в оснастку на полную резьбу (15 витков), далее выполнялось перемещение верхнего захвата испытательной машины со скоростью 3 мм/мин до разрушения болта. По результатам второго этапа испытаний определено усилие для двух типоразмеров болтов, при этом полученный коэффициент запаса составил 2,48 для болта М64×4 ППС и 3,17 для болта М52×4 СМБ. Разрушение болта М64×4 СМБ не было достигнуто в связи с достижением предельного усилия испытательной машины (2500 кН), при этом зафиксировано образование шейки под головкой болта. Общий вид болта М64×4 ППС после испытаний представлен на рис. 8.



Рис. 8. Общий вид болта М64×4 ППС после испытаний на предельное усилие (этап 2)

По результатам испытаний подтверждена прочность болтов в соответствии с критериями МО ИТЭР, одновременно аттестован процесс изготовления болтов, который будет использован при изготовлении элементов крепления поставочных комплектов ППС и СМБ.

### ИСПЫТАНИЯ ЭС, ВХОДЯЩИХ В ПОСТАВОЧНЫЙ КОМПЛЕКТ ППС И СМБ

Процесс изготовления ЭС требует квалификации с целью подтверждения работоспособности конструкции под действием нагрузок, имитирующих комбинацию электромагнитных сил и моментов, а также возможные поводки ВК, возникающие при сварке, что может приводить к преднагрузению ЭС, выраженному в относительном смещении фланцев [13]. Специалистами АО «НИКИЭТ» разработана программа квалификации и изготовлена уникальная оснастка, позволяющая

проводить испытания в климатической камере при температуре 290 °С, соответствующей рабочей температуре ЭС в ИТЭР (рис. 9).

Испытания проводились в соответствии с требованиями программы квалификации ЭС, а именно выполнялось предварительное смещение бокового фланца относительно центрального на 1,7 мм, далее выполнялись 22 000 циклов с амплитудой ±0,8 мм (стадия 1) и на последнем этапе выполнялись 400 циклов с амплитудой



Рис. 9. ЭС после испытаний, стадия 2

$\pm 2,2$  мм (стадия 2). Далее выполнялось нагружение амплитудой  $\pm 2,2$  мм до полного разрушения объекта испытаний (стадия 3).

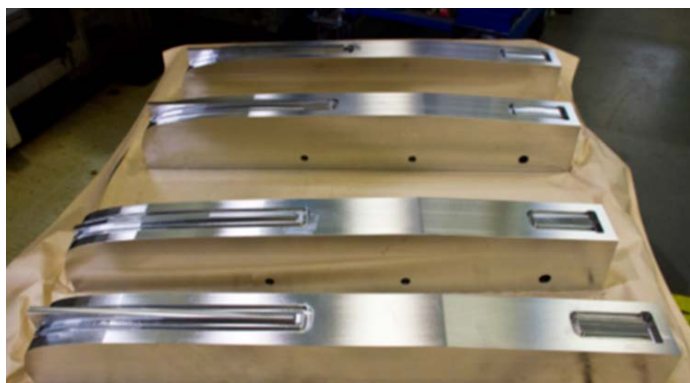
По результатам испытаний подтверждена циклическая прочность ЭС на стадиях 1 и 2. В то же время по результатам стадии 3 показаны возможные направления по оптимизации конструкции ЭС в случае возможного увеличения проектных нагрузок, вызванного отклонениями при изготовлении ВК и ЗБ реактора.

### ОТРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ ПОСТАВОЧНЫХ КОМПЛЕКТОВ

С целью обеспечения изготовления деталей и сборочных единиц, входящих в поставочные комплекты, в АО «НИКИЭТ» организована открытая производственная площадка, оснащённая новым высокоточным оборудованием. На базе производственных мощностей новой площадки выполняется подготовка к будущему серийному изготовлению компонентов поставочных комплектов, а именно отработка технологии и изготовление полномасштабных опытных макетов.

В период 2018—2022 гг. изготовлены следующие опытные макеты и серийные изделия, общий вид некоторых представлен на рис. 10:

- корпуса пальцев ППС;
- полномасштабные макеты НКПС;
- КЭИН (на боковой и тыльной поверхностях КЭИН газотермическим методом нанесено ЭИП, а на сферическую контактную поверхность нанесено АФП);
- ЭС с 10 и 14 токоведущими ламелями;
- полномасштабные прототипы высокопрочных болтов ППС и СМБ;
- пьедесталы ЭС ППС;
- элементы крепления пальцев ППС;
- серийный НКПС панелей 14-го ряда.



*а*



*б*

Рис. 10. Изготовленные компоненты ППС: *а* — корпус энергонапряжённого компонента ППС; *б* — несущая конструкция ППС ряда № 14

В июне 2020 г. начато изготовление НКПС полномасштабного квалификационного прототипа. В 2022 г. завершено изготовление 80 корпусов энергонапряжённых компонентов и НКПС полномасштабного квалификационного прототипа панели первой стенки. Изделия переданы АО «НИИЭФА» на финальную сборку.

В 2022 г. АО «НИКИЭТ» закончил изготовление и отправил в МО ИТЭР последнюю партию биметаллических пьедесталов. Необходимо отметить, что стопорение резьбы втулки в пьедестале выполняется штифтом, что предполагает выполнение полуотверстий в пьедестале и втулке резьбовой, после выполнения полуотверстий втулка резьбовая становится парной только к одному пьедесталу,

резьбовые втулки после доработки будут отправлены на площадку ИТЭР на стадии финальной сборки после 2026 г.

В то же время с 2022 г. в АО «НИКИЭТ» начато серийное изготовление компонентов СМБ на стадии предварительной механической обработки для следующих изделий:

- картриджи внутреннего бланкета;
- болты узла гибкой опоры внешнего и внутреннего бланкета;
- втулки узла гибкой опоры внутреннего бланкета;
- болты ЭС ВК.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В АО «НИКИЭТ» изготовлены и поставлены полуфабрикаты конструкционных материалов в соответствии с требованиями МО ИТЭР общим весом более 800 т.

Завершена квалификация процесса изготовления высокопрочных болтов ППС и СМБ.

Выполнена отработка технологии изготовления основных компонентов ППС и СМБ. Изготовлены опытные макеты основных узлов.

Завершены квалификационные испытания полномасштабных прототипов накладок ППС и СМБ.

Завершены изготовление и испытания, подтвердившие работоспособность ЭС в условиях нагружения ИТЭР.

Начато серийное изготовление компонентов ППС и СМБ.

Работа выполнена частично в рамках договора № 76-21 от 16.06.2021 между Частным учреждением «ИТЭР-Центр» (Заказчик) и АО «НИКИЭТ» (Исполнитель), государственные контракты с ГК «Росатом» от 11.05.2021 № Н.4а.241.19.21.1038, от 14.02.2022 № Н.4а.241.19.22.1123 и от 18.01.2023 № Н.4а.241.19.23.1014.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лешуков А.Ю., Стребков Ю.С., Кириллов С.Ю. и др. Разработка конструкции, изготовление и экспериментальное обоснование компонентов системы бланкета ИТЭР, поставляемых АО «НИКИЭТ». — В сб.: Сборник докладов V Международной научно-технической конференции «Инновационные проекты и технологии ядерной энергетики». Москва, 2—5 октября 2018 г., с. 139—154.
2. Sviridenko M., Leshukov A., Tomilov S. et al. Analysis of Enhanced Heat Flux First Wall behavior under ITER Pulsed Loads. — FED, 2020, vol. 158, p. 111897.
3. Tomilov S., Sviridenko M., Leshukov A. et al. Implementation of the full-scale prototype pipe option design into non-standard first wall panel. — FED, 2020, vol. 158, p. 111844.
4. Hirai T. ITER divertor materials and manufacturing challenges. — FED, 2017, vol. 125, p. 250—255.
5. Nakamichi M. Out-of-pile characterization of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> coating as electrical insulator. — FED, 2001, vol. 58—59, p. 719—723.
6. Ulianitsky V., Shtertser A., Zlobin S. et al. Computer-controlled detonation spraying: from process fundamentals toward advanced applications. — J. of Thermal Spray Technology, 2011, vol. 20, p. 791—801.
7. Thompson V., Eaton R., Raffray R., Egorov K. Properties of low friction anti-seize coatings for fusion applications. — FED, 2019, vol. 146, p. 345—348.
8. Махина Д.А. Структура и механические свойства биметаллических материалов, полученных методом горячего изостатического прессования. Автореферат дисс. на соискание ученой степени к.т.н. — М.: ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский технологический университет «МиСиС», 2020.
9. Данилов И.В., Лешуков А.Ю., Размеров А.В. и др. Несущая конструкция первой стенки модуля бланкета ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2013, т. 36, вып. 1, с. 17—41.
10. Свириденко М.Н., Лешуков А.Ю., Размеров А.В. и др. Система механического крепления панелей первой стенки бланкета ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 2, с. 29—43.
11. Kolganov V., Poddubnyi I., Timofeev S. et al. Optimization and adjustment of impact set-up for testing of insulATED pads of ITER blanket module connectors and first wall. — FED, 2019, Part B, vol. 146, p. 2474—2478.

12. Свириденко М.Н., Томилов С.Н., Поддубный И.И. и др. Динамические испытания компонентов системы механического крепления панели первой стенки бланкета ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 4, с. 72—84.
13. Sviridenko M., Leshukov A., Razmerov A. et al. Design, analysis and manufacturing of electrical strap for enhanced first wall panel. — Fusion Engineering and Design, 2017, vol. 123, p. 326.

АО «НИКИЭТ», 107140, г. Москва, пл. Академика Доллежала, д. 1, корп. 3, Россия



Максим Николаевич Свириденко, заместитель главного конструктора по ядерно-физическим системам ИТЭР — начальник отдела, к.т.н.  
sviridenko@nikiet.ru



Дмитрий Алексеевич Власов, ведущий конструктор  
d.vlasov@nikiet.ru



Сергей Анатольевич Козлов, инженер I категории  
s.kozlov@nikiet.ru



Андрей Юрьевич Лешуков, заместитель начальника отдела — начальник группы  
leshu@nikiet.ru



Павел Евгеньевич Могилевский, заместитель главного инженера по производству  
mogilevsky@nikiet.ru



Юрий Сергеевич Стребков, советник заместителя генерального директора по ядерной технологии термоядерных реакторов  
styri@nikiet.ru



Евгений Владимирович Паршутин, ведущий инженер  
parshutin@nikiet.ru



Иван Игоревич Поддубный, заместитель начальника отдела — начальник группы  
poddubnyyi@nikiet.ru



Сергей Эмильевич Хомяков, главный специалист  
hom@nikiet.ru



Сергей Николаевич Томилов, ведущий конструктор  
tomilov@nikiet.ru



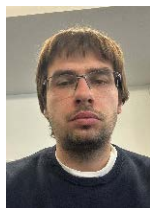
Екатерина Владимировна Трифонова, ведущий конструктор  
trifonova@nikiet.ru



Олег Витальевич Соловьев, начальник Производства  
sov@nikiet.ru



Анастасия Владимировна Чебурова,  
начальник группы  
cheburova@nikiet.ru



Антон Борисович Путрик, начальник  
сектора, к.ф.-м.н.; Частное учреждение  
«ИТЭР-Центр», 123060, Москва, ул.  
Расплетина, д. 11, корп. 2, Россия  
A.Putrik@iterrf.ru

Статья поступила в редакцию 9 июля 2024 г.

После доработки 6 марта 2025 г.

Принята к публикации 16 марта 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 30—40.

УДК 621.039.63

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ САМОСТОПОРЯЩИХ СВОЙСТВ ЭЛЕМЕНТОВ КРЕПЛЕНИЯ БЛАНКЕТА ИТЭР

*И.И. Поддубный<sup>1</sup>, С.А. Козлов<sup>1</sup>, М.Н. Свириденко<sup>1</sup>, И.В. Данилов<sup>1</sup>, Е.В. Паришутин<sup>1</sup>, С.В. Тимофеев<sup>1</sup>,  
А.А. Апальков<sup>1</sup>, С.М. Усов<sup>1</sup>, А.Б. Путрик<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>АО «НИКИЭТ», Москва, Россия

<sup>2</sup>Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

В статье представлено описание резьбовых элементов blankets ИТЭР, проанализирован характер сил, действующих на резьбовые элементы в условиях ИТЭР. Рассмотрен метод испытаний по подтверждению самостопорящих свойств по методу Юнкера и представлены результаты испытаний для резьбовой пары М24, входящей в состав сборки электрического соединителя. В статье отмечено, что метрическая резьба обладает неудовлетворительными самостопорящими свойствами так же, как и резьба EMUGE Self-lock, в комбинации с антифрикционным покрытием при уровне средних напряжений в теле болта менее 35% от предела текучести. Однако при средних напряжениях в теле болта, достигающих 40—50% от предела текучести, раскручивания резьбой пары не происходит.

**Ключевые слова:** ИТЭР, защитный blanket, система крепления, резьбовые пары, экспериментальное обоснование.

## EXPERIMENTAL STUDY INTO THE SELF-LOCKING PROPERTIES OF THE ITER BLANKET THREADED PAIRS

*I.I. Poddubnyi<sup>1</sup>, S.A. Kozlov<sup>1</sup>, M.N. Sviridenko<sup>1</sup>, I.V. Danilov<sup>1</sup>, Ye.V. Parshutin<sup>1</sup>, S.V. Timofeev<sup>1</sup>,  
A.A. Apalkov<sup>1</sup>, S.M. Usov<sup>1</sup>, A.B. Putrik<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>NIKIET JSC, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Institution "Project Center ITER", Moscow, Russia

The paper describes the description of the ITER Blanket threaded pairs, analysis of forces, which influence on threaded pairs in ITER conditions. The experimental method based on Junker method for self-locking properties validation and experimental results for ITER Blanket Electrical strap M24 threaded pairs are presented. It is noted in the paper that metric thread has unsatisfactory self-locking properties, as well as the EMUGE Self-lock thread, combined with a low-friction coating, at the level of the bolt shank medium stresses of less than 35 % of the yield strength value. However, no threaded pair unscrewing takes place in the conditions of the body shank medium stresses reaching 40 to 50% of the yield strength.

**Key words:** ITER, shield block, fastener system, threaded pairs, experimental research.

## ВВЕДЕНИЕ

Blanket реактора ИТЭР состоит из 440 модулей [1]. Модули blankets (МБ) закреплены на вакуумной камере реактора с помощью резьбовых соединений, обеспечивающих самостопорящие свойства в резьбовом соединении. Поставочные комплекты АО «НИКИЭТ» включают резьбовые соединения М24, М52 и М64.

Циклический режим работы реактора ИТЭР и события, обусловленные срывами плазмы с различной длительностью и уровнем электромагнитных сил, могут привести к многочастотному знакопеременному нагружению резьбовых соединений, что требует гарантированного исключения самоотвинчивания в резьбовых соединениях и обуславливает использование специальной резьбы типа EMUGE Self-lock [2], а в объём квалификационных испытаний включены тесты резьбовых пар на циклические нагрузки по методу Юнкера.

В статье представлены результаты экспериментов по методу Юнкера пар М24 (реперная) и EMUGE Selflock-M24, также отмечено, что метрическая резьба обладает неудовлетворительными самостопорящими свойствами так же, как и резьба EMUGE Self-lock, в комбинации с антифрикционным

покрытием при уровне средних напряжений в теле болта менее 35% от предела текучести. Однако при средних напряжениях в теле болта, достигающих 40—50% от предела текучести, раскручивание резьбой пары не происходит.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Каждый МБ состоит из защитного блока (ЗБ) и панели первой стенки (ППС). Механическая связь ЗБ с ППС осуществляется с помощью сборки резьбового стакана, состоящей из бронзового стакана, центрального болта М64, изготавливаемого из высокопрочной стали марки 1.4980 (Grade 660) [2], и системы шайб. В зависимости от полоидального расположения ППС на вакуумной камере (ВК) усилие затяга центрального болта М64 варьируется в диапазоне 140—800 кН [4]. Крепление ЗБ к ВК осуществляется с помощью гибких опор, входящих в состав системы соединителей МБ [5]. Одним из основных силовых элементов гибкой опоры является высокопрочный болт. В зависимости от полоидального расположения ЗБ на своде ВК используются болты М64 и М52, затягиваемые с усилием 800 и 500 кН соответственно. Внутрикамерные компоненты ИТЭР представлены на рис. 1.



Рис. 1. Внутрикамерные компоненты ИТЭР

Каждый МБ ИТЭР включает четыре электрических соединителя (ЭС) [6] — по два на каждый контактный интерфейс: ППС/ЗБ и ЗБ/ВК. ЭС являются элементами электрической связи и позволяют отводить наведённый в МБ ток к ВК. Крепление центрального фланца ЭС к пьедесталу ВК осуществляется с помощью болта М24.

В работе [7] показано, что в условиях, близких к условиям работы ИТЭР, наблюдается схватывание резьбовых элементов. Так

как одним из требований к конструкциям внутрикамерных компонентов является обеспечение возможности полной разборки по окончании кампании, то на все резьбовые поверхности должно быть нанесено антифрикционное и антисхватывающее покрытие (АФП/АСП), например, на основе дисульфида молибдена [8], наносимого методом физического осаждения в вакууме.

Циклический режим работы реактора ИТЭР (Inductive I) и события, обусловленные срывами плазмы с различной длительностью и уровнем электромагнитных сил [9], приводят к многочастотному знакопеременному нагружению внутрикамерных компонентов [5], а следовательно, и резьбовых соединений. Вибрация, вызванная данным нагружением, может привести к снижению усилия затяга в резьбовых элементах и в пределе к полному развинчиванию, что вызовет перераспределение усилий в конструкциях. Поэтому одним из условий сохранения работоспособности системы является требование гарантированного исключения самоотвинчивания в резьбовых соединениях. Ввиду ограниченного пространства и сложности дистанционного обслуживания конструкций в ИТЭР планируется использование специальной самостопающей резьбы типа Spirallock® или её аналога EMUGE Self-lock.

## КОНСТРУКЦИЯ САМОСТОПОРЯЩИХ РЕЗЬБ SPIRALOCK® И EMUGE SELF-LOCK

Spirallock® предполагает использование модифицированного профиля резьбы гайки, который отличается от стандартной метрической резьбы наличием дополнительного ребра под углом 30° в корне резьбы. При использовании Spirallock® болт свободно вворачивается в гайку до того момента, когда болт не коснется дополнительного ребра резьбы гайки. Дальнейшее увеличение усилия, приложенного к болту, вызовет появление напряжений смятия в контактирующих деталях, что обеспечивает самостопающие свойства данной резьбы. При этом наблюдается более равномерное распределение усилия по

виткам резьбы (рис. 2) [10] по сравнению с метрической резьбой, где на первый виток приходится 35—40% нагрузки, а витки после пятого практически не задействованы (усилие менее 5%) [11]. Предполагается, что данное обстоятельство и обуславливает повышенную стойкость резьбы Spirallock® к вибрационным нагрузкам.

Технология Spirallock® многократно проверялась аналитически и широко используется в технике. В работе [12] численно и экспериментально исследовалось влияние угла дополнительного ребра в корне резьбы на самостопорящие свойства резьбы. Проанализированы решения с углом ребра от 10 до 50° с шагом 5°. Показано, что наилучшие самостопорящие свойства имеет решение Spirallock® с углом ребра 30°. Экспериментальная проверка самостопорящих свойств проводилась с помощью испытаний по методу Юнкера [13].

Аналогом технологии Spirallock® на российском рынке является технология EMUGE Self-lock, которая также использует модифицированный резьбовой профиль гайки с 30-градусным дополнительным ребром у корня. Однако по требованию Международной организации (МО) ИТЭР самостопорящие свойства резьбы EMUGE Self-lock требуют экспериментального подтверждения по методу Юнкера.

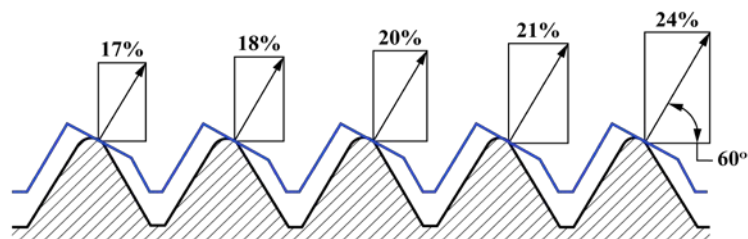


Рис. 2. Усилия в резьбе Spirallock® [10]

## МЕТОД ЮНКЕРА

В настоящее время испытания стопорящих свойств по методу Юнкера являются стандартизованными и описаны в ряде стандартов, например, в ISO 16130:2015 [13]. Испытания проводятся на испытательной машине — Юнкер-машине, схема которой представлена на рис. 3 [14]. Машина предназначена для создания поперечного относительного сдвига фланцев сборки, который в соответствии с теорией Юнкера инициирует процесс самоотвинчивания.

Испытания по методу Юнкера являются сравнительными (сравниваются незащищённое резьбовое соединение и соединение с повышенными стопорящими свойствами) и не дают абсолютного значения по стойкости стопорящего элемента.

Испытания по методу Юнкера являются сравнительными (сравниваются незащищённое резьбовое соединение и соединение с повышенными стопорящими свойствами) и не дают абсолютного значения по стойкости стопорящего элемента.

В соответствии с [13] процедура испытаний по методу Юнкера состоит из следующих шагов.

На первом шаге испытывается соединение, не защищённое от развинчивания (референтная пара), — метрическая резьба. При заданной частоте циклирования подбирается такая амплитуда смещения, чтобы усилие затяга в референтной паре, измеряемое на каждом цикле нагружения, снизилось до нуля. Стандарт [13] рекомендует использовать для резьбовых пар диаметром более 12 мм относительное смещение — 0,8 мм.

Далее проводятся испытания интересующей резьбовой пары (РП) при тех же параметрах (амплитуда, частота и число циклов).

Оценка результатов эксперимента и стопорящих свойств резьбы проводится по величине относительного остаточного усилия затяга ( $Y$ ) после испытаний [13]:

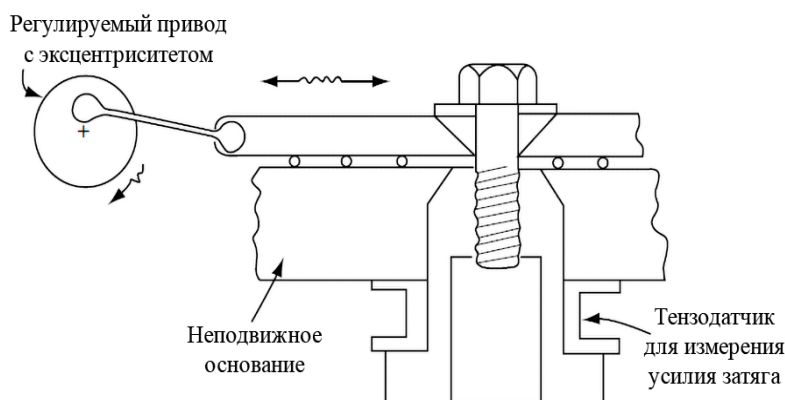


Рис. 3. Схема Юнкер-машины

$$Y = \frac{F_2}{F_1} 100\%, \quad (1)$$

где  $F_1$  — первоначальное усилие затяга (до испытания), кН;  $F_2$  — остаточное усилие затяга (после испытания), кН.

В зависимости от величины остаточного усилия ( $Y$ ) определяется качество самопорящих свойств.

В ряде работ предлагается вместо Юнкер-машины использовать стандартную сервогидравлическую машину [15, 16], позволяющую также создать относительное смещение фланцев сборки.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ РП М24

Объектом испытаний является РП, состоящая из болта М24 и гайки, резьба которой выполнена по технологии EMUGE Self-lock, элементы РП изготовлены из стали марки 1.4980 (Grade 660). Основные размеры РП представлены на рис. 4. В конструкции электрического соединителя бланкета ИТЭР для компенсации релаксации усилия затяга болта введена упругая шайба [6]. В конструкции объекта испытаний упругая шайба сохранена.

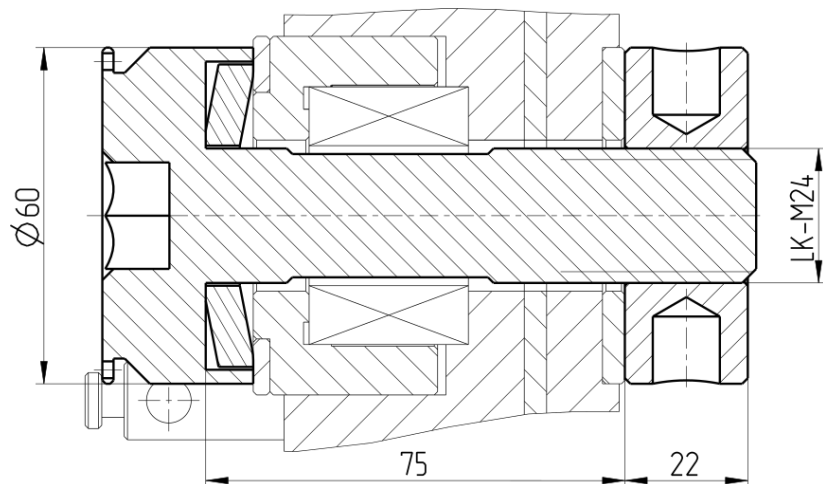


Рис. 4. Основные геометрические характеристики резьбовой пары М24

В соответствии со стандартом [13] РП М24 № 1 была испытана 3 раза. Диаграмма усилия затяга от времени после 1000 циклов для трёх испытаний показана на рис. 6. После 1000 циклов нагружения для испытаний 1 и 2 РП № 1 полностью раскрутилась. После разборки оснастки обнаружено истирание АФП/АСП на болте, что косвенно зафиксировано по наличию остаточного усилия в болте (7,6 кН) в испытаниях № 3. Полученные результаты показывают, что выбранные параметры испытаний могут быть использованы для дальнейших испытаний гаек с резьбой EMUGE Self-lock.

Далее были проведены испытания РП № 2 и 3 с гайками с резьбой EMUGE Self-lock при выбранных параметрах испытаний. Первоначальные усилия затяга составляли 99 и 107 кН, что создаёт среднее напряжение в теле болта, равное 30—34% от предела текучести для стали марки 1.4980, определённого для прутков, из которых были изготовлены РП. Наблюдается непрерывное падение усилия затяга РП, и после 460-го цикла РП полностью раскрутилась (см. рис. 6). Для РП № 3 наблюдается монотонное снижение усилия затяга вплоть до 760-го цикла нагружения, когда РП № 3 полностью раскрутилась.

В работе [12] показано, что стопорящие свойства резьбы Spiralock® снижаются при снижении величины первоначального затяга болта. Данным обстоятельством можно объяснить раскручивание РП № 2 и 3. Для подтверждения самопорящих свойств резьбы EMUGE Self-lock РП № 3 была повторно

Испытания по методу Юнкера проводились с помощью испытательной оснастки, схема которой представлена на рис. 5, установленной на захватах сервогидравлической машины. В процессе испытаний на каждом цикле нагружения фиксировались осевое усилие в болте с помощью датчика силы KMR и относительное смещение фланцев оснастки с помощью датчика перемещения WI/10/T.

Испытания резьбовых пар М24 были проведены для значений усилия затяга в диапазоне 90—155 кН. Первое нагружение РП М24 № 1 проводилось с метрической резьбой.

Испытания резьбовых пар М24 были проведены для значений усилия затяга в диапазоне 90—155 кН.

Первое нагружение РП М24 № 1 проводилось с метрической резьбой.

испытана при усилии затяга болта, составляющего 133 кН, что соответствует 42% от реального значения предела текучести. После 1000 циклов нагружения остаточное усилие затяга болта составило 90 кН. И в соответствии со стандартом [13] РП № 3 продемонстрировала допустимое снижение усилия затяга.

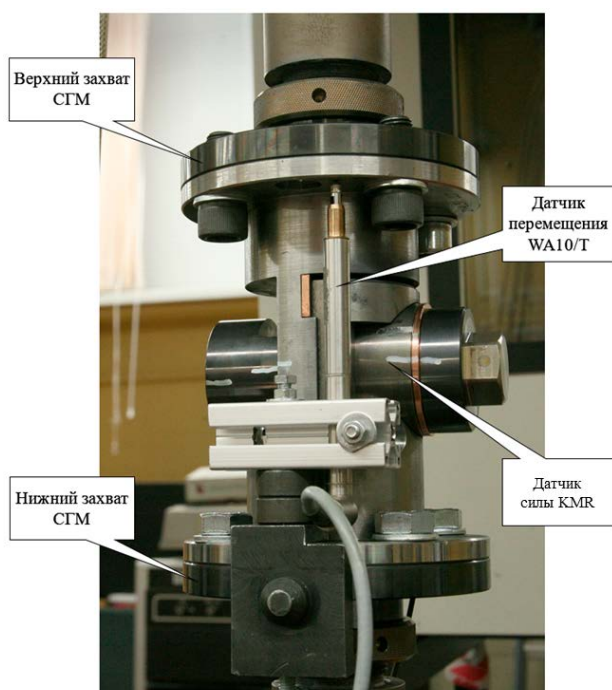


Рис. 5. Испытательная оснастка

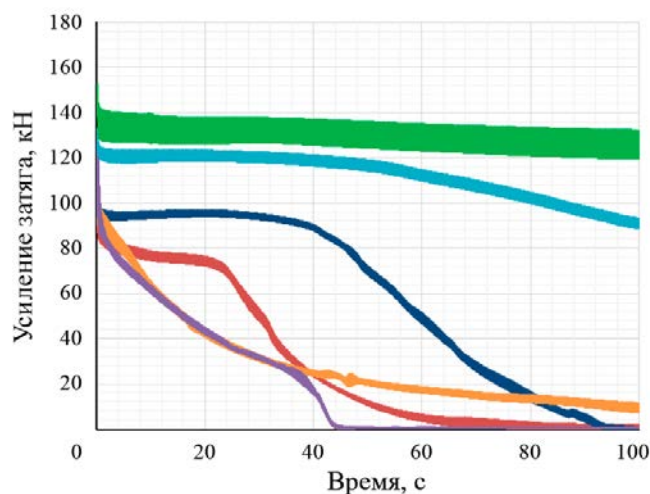


Рис. 6. Диаграмма усилия затяга от времени для РП М24 № 1—4: — РП № 1, испытания № 1; — РП № 1, испытания № 2; — РП № 1, испытания № 3; — РП № 2; — РП № 3; — РП № 4

Дальнейшие два испытания проведены для РП № 3 и РП № 4 при усилиях затяга болтов 155 и 150 кН соответственно, что соответствует напряжениям, составляющим 49 и 47% соответственно от предела текучести конструкционного материала. Результаты испытаний РП № 4 представлены на рис. 6. Остаточные усилия затяга РП составили 152 кН для РП № 3 и 124 кН для РП № 4.

Обобщение результатов испытаний представлено в таблице. Основываясь на результатах испытаний, можно сделать вывод о том, что увеличение усилия затяга РП до значений, составляющих 40—50% от предела текучести, положительно влияет на самостопорящие свойства резьбы Selflock. Тогда как при уровне напряжений, составляющих менее 34% от предела текучести, комбинация резьбы Selflock и АФП/АСП не обеспечивает самостопорения и приводит к потере усилия затяга.

#### Результаты циклических нагружений

РП	Номер испытания	Тип резьбы гайки	$F_1$ , кН	$R_y$ , %	$F_2$ , кН	$Y$ , %	Число циклов до откручивания
№ 1	1	М	93	29	1	1	800
	2	М	103	33	1	1	920
	3	М	98	31	8	8	—
№ 2	1	LK	99	31	1	1	440
№ 3	1	LK	107	34	3	2	800
	2	LK	133	42	90	68	—
	3	LK	155	49	153	98	—
№ 4	1	LK	150	47	124	83	—

Примечание: М — метрическая резьба; LK — резьба Selflock;  $R_y$  — отношение средних напряжений в теле болта, вызванных первоначальным усилием затяга, к пределу текучести стали 1.4980 (700 МПа).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Испытания РП М24 с метрической резьбой показали неудовлетворительные самостопорящие свойства резьбы Selflock при специфицированном МО ИТЭР усилия затяга болта 90—105 кН.

При увеличении усилия затяга болта до уровня 130—155 кН (40—50% от предела текучести) наблюдаются допустимые самостопорящие свойства и РП успешно прошли запланированную программу испытаний.

На основании результатов испытаний рекомендуется увеличить усилие затяга болта электрического соединителя при сборке бланкета ИТЭР до уровня 140—155 кН.

Полученные результаты АФП/АСП ставят вопрос о надёжности крепления ППС к ЗБ при снижении усилия затяга центрального болта ниже 350 кН, что вполне может случиться в ИТЭР [4] и требует отдельного исследования.

Работа выполнена частично в рамках договора № 71-26до от 16 июня 2021 г. между Частным учреждением «ИТЭР-Центр» (Заказчик) и АО «НИКИЭТ» (Исполнитель), государственные контракты с ГК «Росатом» от 11.05.2021 № Н.4а.241.19.21.1038, от 14.02.2022 № Н.4а.241.19.22.1123 и от 18.01.2023 № Н.4а.241.19.23.1014.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Raffray R. et al.** The ITER Blanket System Design Challenge. — Nuclear Fusion, 2014, vol. 54(3), p. 33004; doi: 10.1088/0029-5515/54/3/033004.
2. Self Lock™ Taps. EMUGE-FRANKEN USA [Электронный ресурс]; <https://www.emuge-franken-group.com/us/en/self-lock-taps/a/Self%20Lock%20Taps> (дата обращения 28 февраля 2025 г.).
3. **Hirai T., Barabash V., Escourbiac F. et al.** ITER divertor materials and manufacturing challenges. — Fusion Engineering and Design, 2017, vol. 125, p. 250—255.
4. **Merola M. et al.** Engineering challenges and development of the ITER Blanket System and Divertor. — Fusion Engineering and Design, 2015, vol. 96—97, p. 34—41.
5. **Khomiakov S., Poddubnyi I., Kolganov V. et al.** ITER blanket module connectors. Design, analysis and testing for procurement arrangement. — Fusion Engineering and Design, 2016, vol. 109—111, Part A, p. 261—266.
6. **Poddubnyi I. et al.** Analysis and experimental justification of electrical connector for ITER blanket module. — Fusion Engineering and Design, 2017, vol. 124, p. 516—521.
7. **Bunting P., Thompson V., Riccardo V.** Fastener investigation in JET. — Fusion Engineering and Design, 2016, vol. 112, p. 42—46.
8. **Thompson V., Eaton R., Raffray R. et al.** Properties of low friction anti-seize coatings for fusion applications. — Fusion Engineering and Design, 2019, vol. 146, Part A, p. 345—348.
9. **Rozov V. et al.** Strategy for solving a coupled problem of the electromagnetic load analysis and design optimization for local conducting structures to support the ITER blanket development. — Fusion Engineering and Design, 2014, vol. 89, p. 2691—2708.
10. **Tremis A.S. et al.** Examination of Loads in Regular and Self-locking Spirallock Threads. — Strain, 2016, vol. 52, p. 548—558.
11. **Биргер И.А., Иосилевич Г.Б.** Резьбовые и фланцевые соединения. — М.: Машиностроение, 1990. 368 с.; ил.
12. **Liu J., Gong H., Ding X.** Effect of ramp angle on the anti-loosening ability of wedge self-locking nuts under vibration. — J. of Mechanical Design, 2018, vol. 140, p. 072301.
13. **Aerospace Series.** Dynamic Testing of the Locking Behavior of Bolted Connections under Transverse Loading Conditions (vibration test). ISO 16130:2015. 7 p.
14. **Bickford J.H.** Introduction to the Design and Behavior of Bolted Joints. Non-Gasket Joints. Fourth Edition. CRC Press, Taylor & Francis Group.
15. **Jiang Ya., Zhan M., Lee Chu-Hwag.** A study of early stage self-loosening of bolt joints. — J. of Mechanical Design, 2003, vol. 125, p. 518—526.
16. **Yang G. et al.** Experimental study and life prediction of bolt loosening life under variable amplitude vibration. — Shock and Vibration, 2019, vol. 6, p. 1—8; <https://doi.org/10.1155/2019/2036509>.

АО «НИКИЭТ», 107140, г. Москва, пл. Академика Доллежала, д. 1, корп. 3, Россия



Иван Игоревич Поддубный, заместитель начальника отдела — начальник группы, к.т.н.  
poddubnyii@nikiet.ru



Сергей Анатольевич Козлов, инженер 1 категории  
s.kozlov@nikiet.ru



Максим Николаевич Свириденко, заместитель главного конструктора по ядерно-физическим системам ИТЭР — начальник отдела, к.т.н.  
sviridenko@nikiet.ru



Игорь Викторович Данилов, главный конструктор по ядерно-физическим системам ИТЭР — директор отделения  
danilov@nikiet.ru



Евгений Владимирович Паршутин, ведущий инженер  
parshutin@nikiet.ru



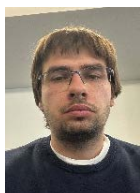
Сергей Вячеславович Тимофеев, начальник отдела  
timofeev@nikiet.ru



Андрей Александрович Апальков, главный специалист, к.т.н.  
apalkov@nikiet.ru



Станислав Михайлович Усов, ведущий инженер  
usov@nikiet.ru



Антон Борисович Путрик, начальник сектора, к.ф.-м.н.; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2, Москва, Россия  
A.Putrik@iterf.ru

Статья поступила в редакцию 9 июля 2024 г.

После доработки 3 марта 2025 г.

Принята к публикации 16 марта 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 41—47.

УДК 004.67; 533.9.01

## ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДЛЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОДОВ РАСЧЁТА ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА ЧЕРЕЗ МОДЕЛЬ ДАННЫХ IMAS

*Э.Н. Хайрутдинов<sup>1</sup>, А.А. Кавин<sup>2</sup>, А.Б. Минеев<sup>2</sup>, В.Э. Лукаш<sup>3</sup>, Р.Р. Андрианова<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>Организация ИТЭР, Сен-Поль-ле-Дюранс, Франция

<sup>2</sup>АО «НИИЭФА», Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В статье представлено описание обёртки, применимой для плазмофизических кодов, с целью объединения в рамках будущей платформы моделирования поведения плазмы в токамаке. Рассмотрен способ создания модулей на примере кодов для расчёта начальных стадий плазменного разряда TRANSMAC и SCENPLINT, способ их взаимодействия и на примере расчёта сценариев начальной плазмы ИТЭР продемонстрировано, что создание такой платформы позволяет улучшить процесс решения задач, связанных с моделированием плазмы, и плазменного эксперимента благодаря возможности упрощённой комбинаторики расчётных модулей.

**Ключевые слова:** токамак, плазма, пробой, TRANSMAC, SCENPLINT.

## SOFTWARE FOR INTERACTION OF PLASMA DISCHARGE CALCULATION CODES VIA IMAS DATA MODEL

*E.N. Khairutdinov<sup>1</sup>, A.A. Kavin<sup>2</sup>, A.B. Mineev<sup>2</sup>, V.E. Lukash<sup>3</sup>, R.R. Andrianova<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>ITER IO Saint-Paul-lès-Durance, France

<sup>2</sup>JSC «NIEFA», Saint-Petersburg, Russia

<sup>3</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The paper presents a description of a wrapper applicable to plasma physics codes for the purpose of unification within the framework of a future platform for modeling the behavior of plasma in a tokamak. Various options for creating modules are considered using the example of codes for calculating various stages of a plasma discharge TRANSMAC and SCENPLINT, the method of their interaction are studied, and using the example of calculating scenarios of the initial plasma of ITER. It is demonstrated that the creation of such a platform allows to improve the process of solving problems related to plasma modeling and plasma experiment due to the possibility of simplified combinatorics of calculation modules.

**Key words:** tokamak, plasma, breakdown, TRANSMAC, SCENPLINT.

### ВВЕДЕНИЕ

Плазма в установке типа токамак удерживается в равновесии комбинацией тороидальных и полоидальных магнитных полей, создаваемых токами в катушках токамака, током, протекающим в самой плазме, и токами в проводящих структурах установки [1]. Форма плазмы определяется распределением полоидального магнитного поля и ограничивается последней замкнутой магнитной поверхностью (сепаратрисой) с минимальной величиной полоидального магнитного потока. В случае, если сепаратриса касается камеры (лимитера) токамака, конфигурацию плазмы называют лимитерной.

Достижение проектных параметров плазмы в установках токамак невозможно без создания соответствующего программного обеспечения, направленного как на математическое моделирование процессов в плазме (статические состояние и моделирование эволюции от времени), так и на управление этими процессами. Такими задачами, решаемыми при помощи моделирования, являются создание сценария плазменного разряда и синтез регуляторов для системы магнитного управления. Как правило, проектирование сценария и расчёт регуляторов требуют значительных затрат времени и тонкой настройки конкурирующих параметров для нахождения оптимального баланса [2]. Для упрощения и ускорения подготовки сценариев разрядов возможна автоматизация рутинных операций,

чтобы оставить оператору только принятие ответственных решений. Одним из способов такой автоматизации процесса разработки может стать программная платформа, позволяющая комбинировать различные физические коды для расчёта сценариев магнитного управления плазмой токамака. Для проекта Международного экспериментального термоядерного реактора ИТЭР была проведена работа по созданию прототипа такой платформы (имитационная платформа) с применением модели данных, реализованной в IMAS (Integrated Modelling & Analysis Suite) [3] с целью организации взаимодействия плазмозфизических кодов TRANSMAK [4] и SCENPLINT [5], используемых на стадии пробоя разряда в токамаке и инициализации плазмы и тестированных на действующих установках [6, 7].

### КОД SCENPLINT

Код SCENPLINT представляет собой 0D-модель транспорта плазмы, используемую для расчёта при начальной стадии разряда (сразу после пробоя) температур и плотностей электронов и ионов, плотности нейтралов, тока и сопротивления плазмы и других параметров для заданной геометрии плазмы (большого и малого радиусов, вытянутости и т.д.) и заданной временной зависимости напряжения в магнитной системе и вихревых токов в проводящих конструкциях. Код SCENPLINT включает в себя модели:

- эволюции плазменного тока;
- баланса энергии и частиц плазмы;
- эволюции примесей и их излучения;
- эволюции тока убегающих электронов;
- нагрева плазмы (омического и СВЧ).

Ток плазмы  $I_p$  рассчитывается, исходя из уравнения для плазменного контура

$$\frac{dL_p I_p}{dt} = U_{\text{ext}} - U_{\text{res}}, \quad (1)$$

где  $U_{\text{ext}}$  — внешнее приложенное напряжение;  $U_{\text{res}}$  — резистивное напряжение;  $L_p$  — индуктивность плазмы.

Напряжения выражаются через следующие уравнения:

$$U_{\text{res}} = R_{\text{pl}}(I_p - I_R); \quad (2)$$

$$U_{\text{ext}} = -\frac{d\Psi_{\text{ext}}}{dt}, \quad (3)$$

где  $R_{\text{pl}}$  — сопротивление плазмы;  $\Psi_{\text{ext}}$  — внешний полоидальный магнитный поток;  $I_R$  — ток убегающих электронов.

В коде SCENPLINT при его обособленном использовании напряжение, индуцированное на плазме при изменении внешних токов  $U_{\text{ext}}(t)$ , является функцией, определяемой во входных данных. При использовании SCENPLINT совместно с TRANSMAK данные о напряжении берутся из TRANSMAK.

В рассматриваемой версии кода SCENPLINT учитываются следующие примеси: C, O как примеси в предварительном газонапуске; Fe как примесь, поступающая из временного стального лимитера при работе с первой плазмой на ИТЭР, Be и/или W как примеси, поступающие из первой стенки и дивертора соответственно на других фазах работы установок типа токамак. Можно учитывать одну примесь или комбинацию нескольких примесей. Соотношения для тока убегающих электронов (RE) контролируются входным параметром, добавленным в исходные данные. Когда значение параметра  $RE = 0$ , ток убегающих электронов  $I_R$  принимается равным нулю. При  $RE = 1$  ток убегающих электронов рассчитывается по формулам, учитывающим прямую генерацию, размножение убегающих электронов и их потери на основе времени жизни.

Для SCENPLINT была подготовлена класс-обёртка на языке Python со следующими входными и выходными параметрами: входной файл XML (eXtensible Markup Language); входные IDS (Interface Data Structure): equilibrium; выходные IDS: equilibrium, summary, temporary. Файл XML служит для хранения параметров, специфичных для конкретного модуля и не требующихся для анализа пользователем или для использования другими модулями. Распределение параметров по различным входным и выходным IDS происходит в соответствии с принятой структурой словаря данных IMAS. Параметры, для которых нет соответствующего поля в структуре данных или которые являются промежуточным результатом итерационного процесса, записываются в temporary. Часто используемый в программировании термин «обёртка» означает класс, который содержит экземпляр другого класса, но не раскрывает этот экземпляр напрямую. Основная цель обёртки — предоставить другой способ использования обернутого объекта (чаще всего обёртка предоставляет возможность использовать другой интерфейс при обращении к обернутому объекту или добавляет некоторую функциональность).

Для тестирования полученного программного обеспечения была написана среда запуска и обработки модулей, объединённая с простым графическим интерфейсом пользователя GUI (Graphic User Interface) для демонстрации возможностей отдельно взятого модуля и реализации межмодульного взаимодействия (рис. 1).

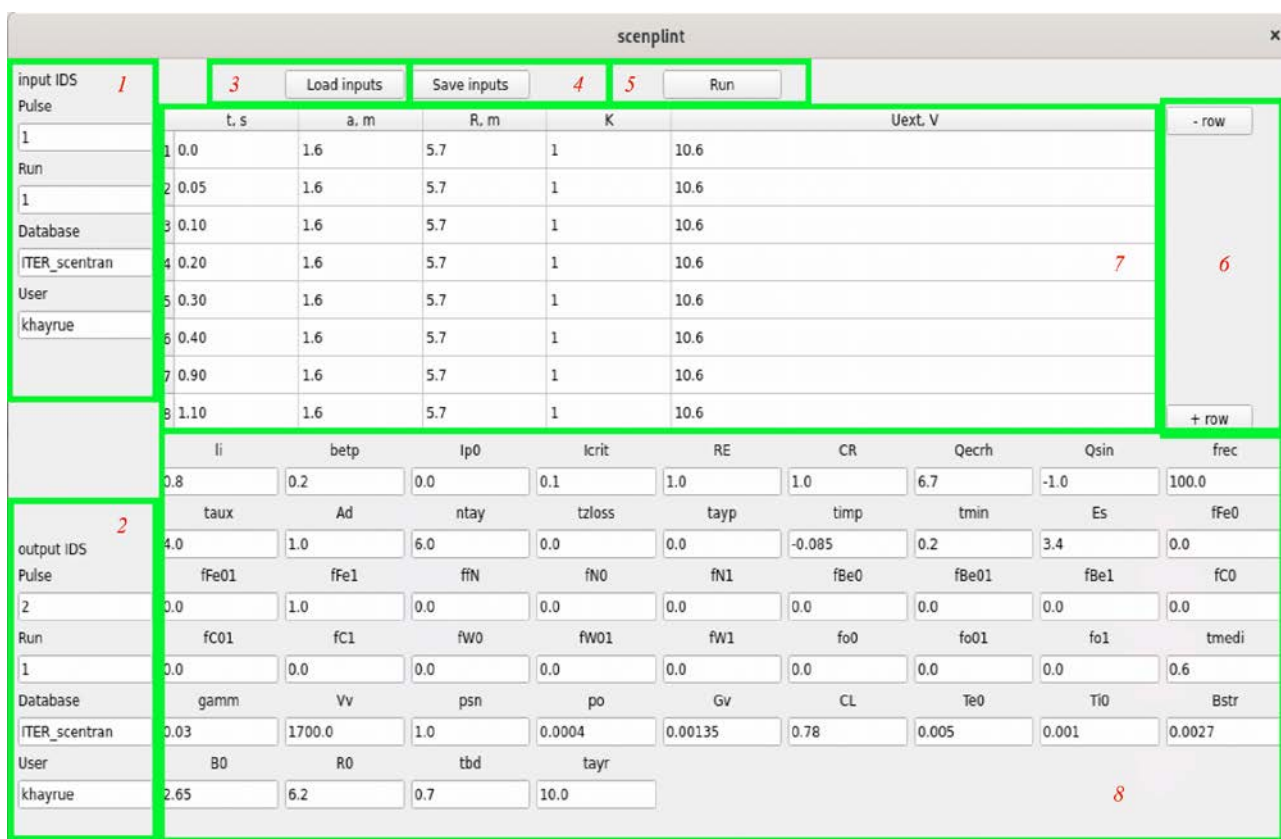


Рис. 1. GUI для тестирования модуля SCENPLINT

На рис. 1 выделены следующие блоки для пользователя:

- блок 1 — параметры IDS для хранения входных параметров;
- блок 2 — параметры IDS для хранения выходных параметров;
- блок 3 — кнопка для загрузки параметров в GUI;
- блок 4 — кнопка сохранения параметров из GUI в виде XML-файла и входных IDS;
- блок 5 — кнопка запуска модуля расчётов SCENPLINT;

— блок 6 — кнопки для добавления/удаления временных точек для зависимых от времени параметров;

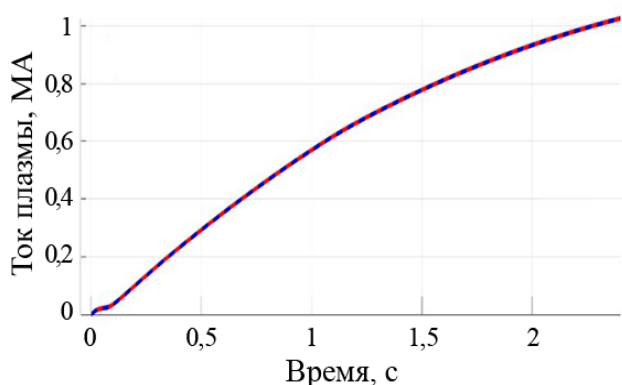
— блок 7 — таблица для редактирования входных параметров, зависящих от времени;

— блок 8 — поля для редактирования входных параметров, не зависящих от времени.

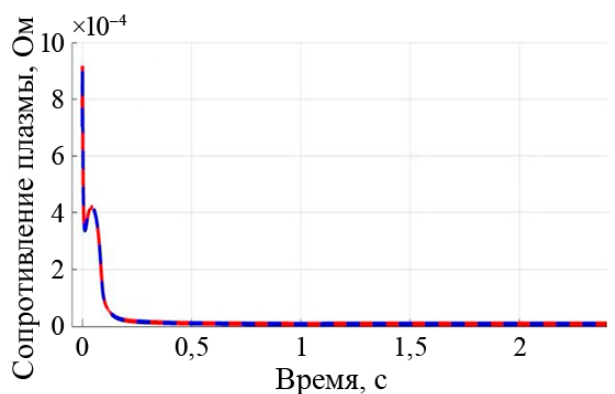
Основное место в блоке 8 занимают поля для ввода независимых от времени и пространства (0D) параметров расчёта (внутренняя индуктивность  $li$ , бета полоидальная  $\beta_{tp}$  и т.д.) и поле для ввода величин, изменяющихся в процессе расчёта разряда и зависящих от времени ( $a$  — малый радиус,  $R$  — большой радиус и т.д.) (блок 7).

С использованием подготовленной графической среды были проведены расчёты для установки ИТЭР, ранее полученные в коде SCENPLINT для верификации результатов разработанного модульного решения.

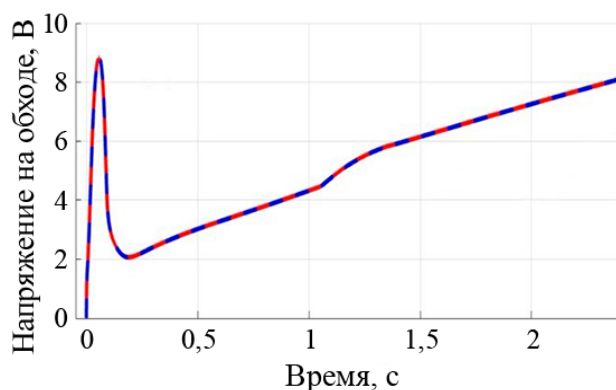
На рис. 2 показаны графики сравниваемых величин. Показано, что результаты полностью идентичны. Это обусловлено применением в исходном коде типов переменных, одинаково работающих на различных платформах, использованных для запуска. Ввиду отсутствия расхождений можно сделать вывод о правильной работе разработанного программного обеспечения.



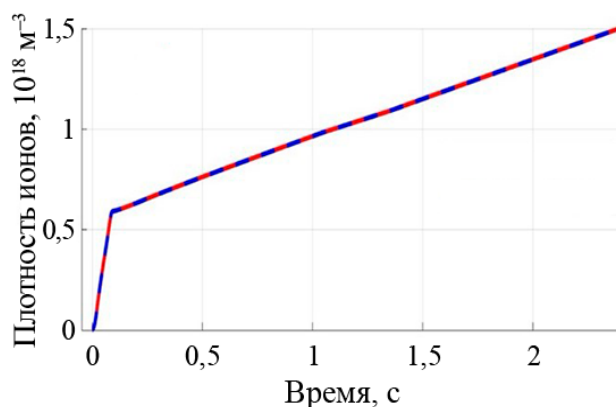
*а*



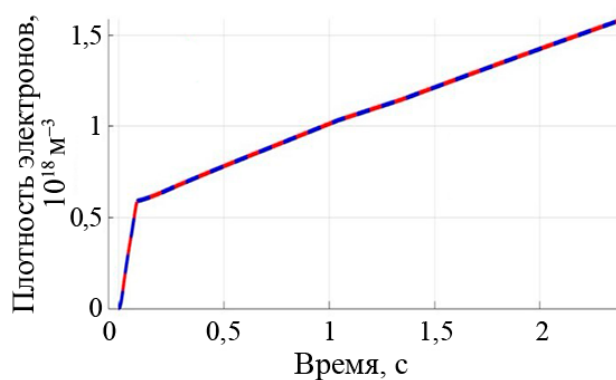
*б*



*в*



*г*



*д*

Рис. 2. Сравнение результатов расчёта модуля SCENPLINT, интегрированного в имитационную платформу (—), с базовыми результатами кода SCENPLINT (—): *а* — ток плазмы; *б* — сопротивление плазмы; *в* — напряжение на обходе; *г* — плотность ионов; *д* — плотность электронов

## КОД TRANSMAK

Код TRANSMAK основан на представлении токамака в виде модели электромагнитной системы токамака с осесимметричным описанием проводящих структур. Код моделирует две стадии разряда: стадия перед пробоем (когда формируются необходимые условия пробоя), ранняя стадия нарастания тока плазмы (когда также необходимо поддерживать равновесие и устойчивость плазмы). Цель

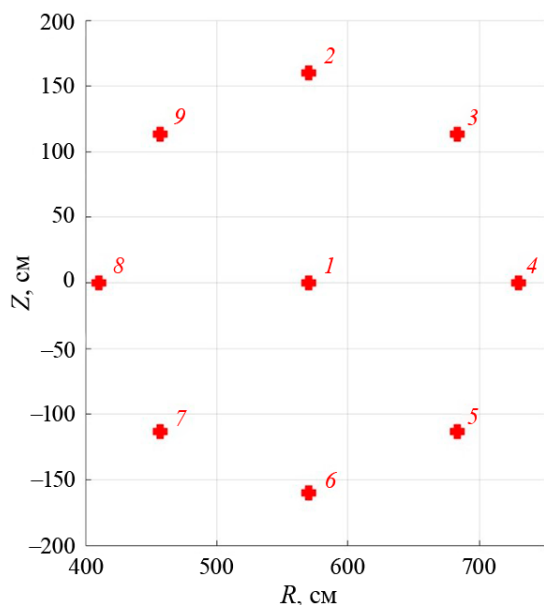


Рис. 3. Расположение филаментов плазменного шнура

расчёта с применением данного кода — получение эволюций напряжения на катушках полоидального поля PF при условии, что все наложенные ограничения выполняются и в центре области пробоя в момент времени пробоя имеется поток полоидального магнитного поля. TRANSMAK решает задачу линейного программирования симплекс-методом, т.е. находит максимум линейного функционала при линейных ограничениях, наложенных на его аргументы. Максимизируемым функционалом является значение внешнего полоидального магнитного потока в центре зоны пробоя в заданное время. Плазма в данном коде представлена девятью филаментами в области пробоя: одним в центре области пробоя и восемью в равномерно расположенных точках по окружности центра (рис. 3). Ток плазмы равномерно распределяется между филаментами, их положение используется для расчёта взаимных индуктивностей между плазмой и другими проводящими структурами. Самоиндукция плазмы определяется по заданным на вход значениям  $l_i$ .

Для демонстрации взаимодействия кодов в рамках имитационной платформы и ускорения процесса разработки программа обёртки (wrapper) написана с использованием языка программирования Python. Для кода TRANSMAK была подготовлена класс-обёртка со следующими входными и выходными параметрами: входной файл XML; входные IDS: pf\_active, pf\_passive, equilibrium, temporary, summary; выходные IDS: pf\_active, pf\_passive, equilibrium, temporary. Файл XML служит для хранения параметров, специфичных для конкретного модуля и не требующихся для анализа пользователем или для использования другими модулями. Распределение параметров по различным входным и выходным IDS происходит в соответствии с принятой структурой словаря данных IMAS.

Для тестирования полученного программного обеспечения была написана среда запуска и обработки модулей, объединённая с простым GUI для демонстрации возможностей отдельно взятого модуля и реализации межмодульного взаимодействия (рис. 4).

На рисунке выделены следующие блоки для пользователя:

- блок 1 — блок переключения вкладок;
- блок 2 — флажок для выбора на вход IDS, заполненного с использованием другого модуля;
- блок 3 — выпадающее меню для выбора схемы работы TRANSMAK;
- блок 4 — кнопка сохранения параметров из графического интерфейса в виде XML-файла и входных IDS;
- блок 5 — кнопка вызова расчётного модуля SCENPLINT;
- блок 6 — кнопка для загрузки данных описания установки в графический интерфейс;
- блок 7 — кнопка загрузки параметров в графический интерфейс из предустановки XML;
- блок 8 — кнопка запуска расчёта TRANSMAK;
- блок 9 — кнопка для запуска расчёта TRANSMAK итеративно;
- блок 10 — кнопка для запуска расчёта TRANSMAK в режиме с заданными напряжениями;
- блок 11 — параметры IDS для хранения входных параметров;

- блок 12 — параметры IDS для хранения выходных параметров.
- блок 13 — поля для ввода входных параметров расчёта.

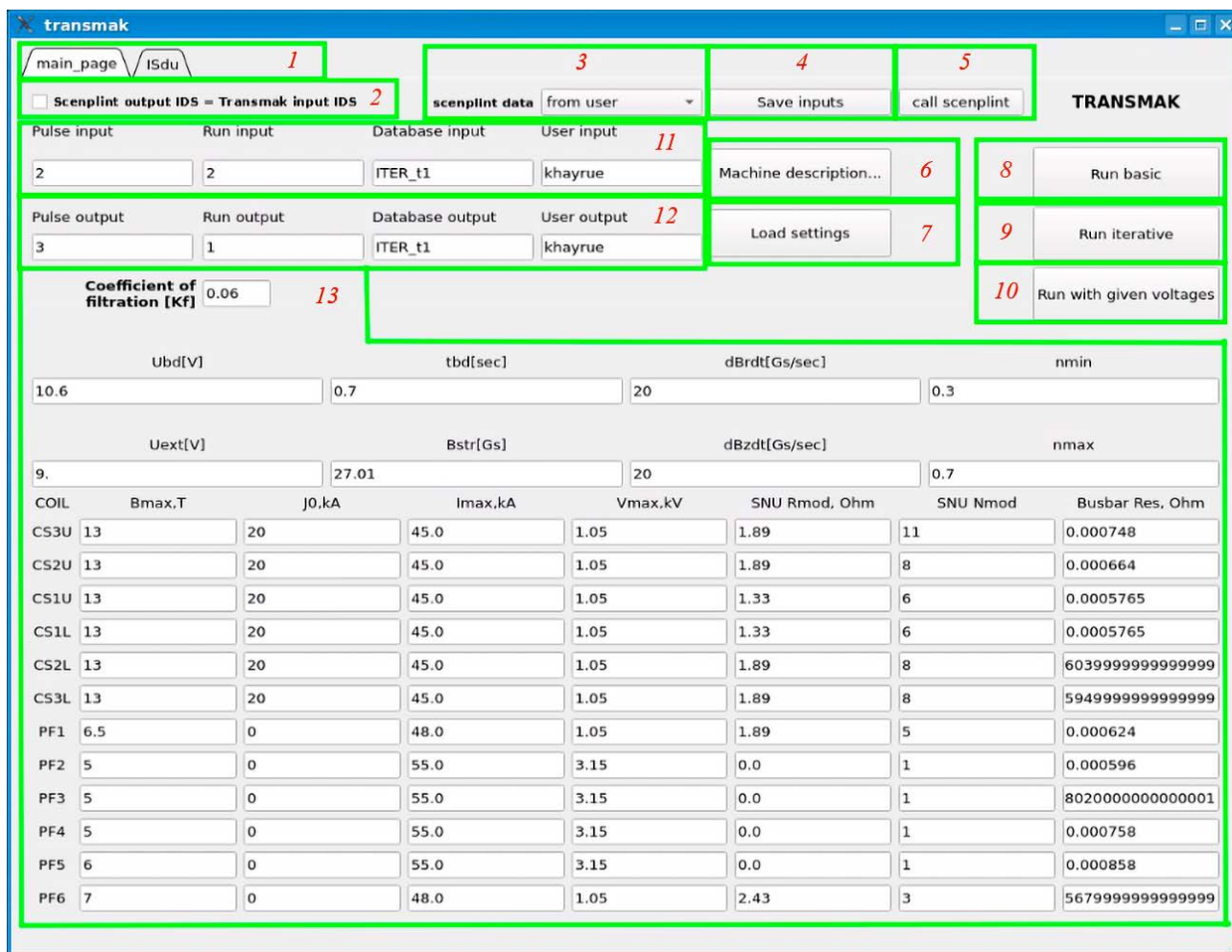


Рис. 4. GUI для тестирования кода TRANSMAK

С использованием подготовленной графической среды были проведены расчёты сценария пробоя для установки ИТЭР, ранее полученные с использованием кода TRANSMAK для верификации результатов, полученных с использованием разработанного модульного решения. На рис. 5 показаны графики сравниваемых величин.

Для тестирования работоспособности имитационной платформы проведён расчёт сценария «первой плазмы» для установки ИТЭР с использованием кодов SCENPLINT и TRANSMAK. Взаимосвязь кодов SCENPLINT и TRANSMAK обусловлена их итеративным взаимодействием при моделировании эволюции плазменных параметров. В коде TRANSMAK рассчитывается внешнее напряжение, приложенное к плазме, которое затем используется в коде SCENPLINT для определения временной динамики плазменного сопротивления. Полученное значение сопротивления возвращается в TRANSMAK в качестве входного параметра для последующего расчёта напряжения. Этот процесс повторяется до достижения сходимости, что обеспечивает более точное моделирование.

Сценарии «первой плазмы» включают фазы пробоя и инициирования плазмы с водородом в качестве рабочего газа, примесью железа, с напряжением, создаваемым системой полоидальных обмоток и токами в вакуумной камере с учётом дрейсеровского механизма генерации убегающих электронов и их лавинного размножения [8]. Рассчитываемый при помощи имитационной платформы сценарий включает газовый пробой с широкой областью нуля магнитного поля без использования СВЧ-нагрева (PECH = 0) с учётом 2D-модели вакуумной камеры, криостата, паразитного магнитного поля от ферро-

магнитных элементов здания и ограничения по максимальному току плазмы 0,5 МА. Напряжения и токи найдены таким образом, что в зоне пробоя величина полоидального магнитного поля не превышает 3 Гс.

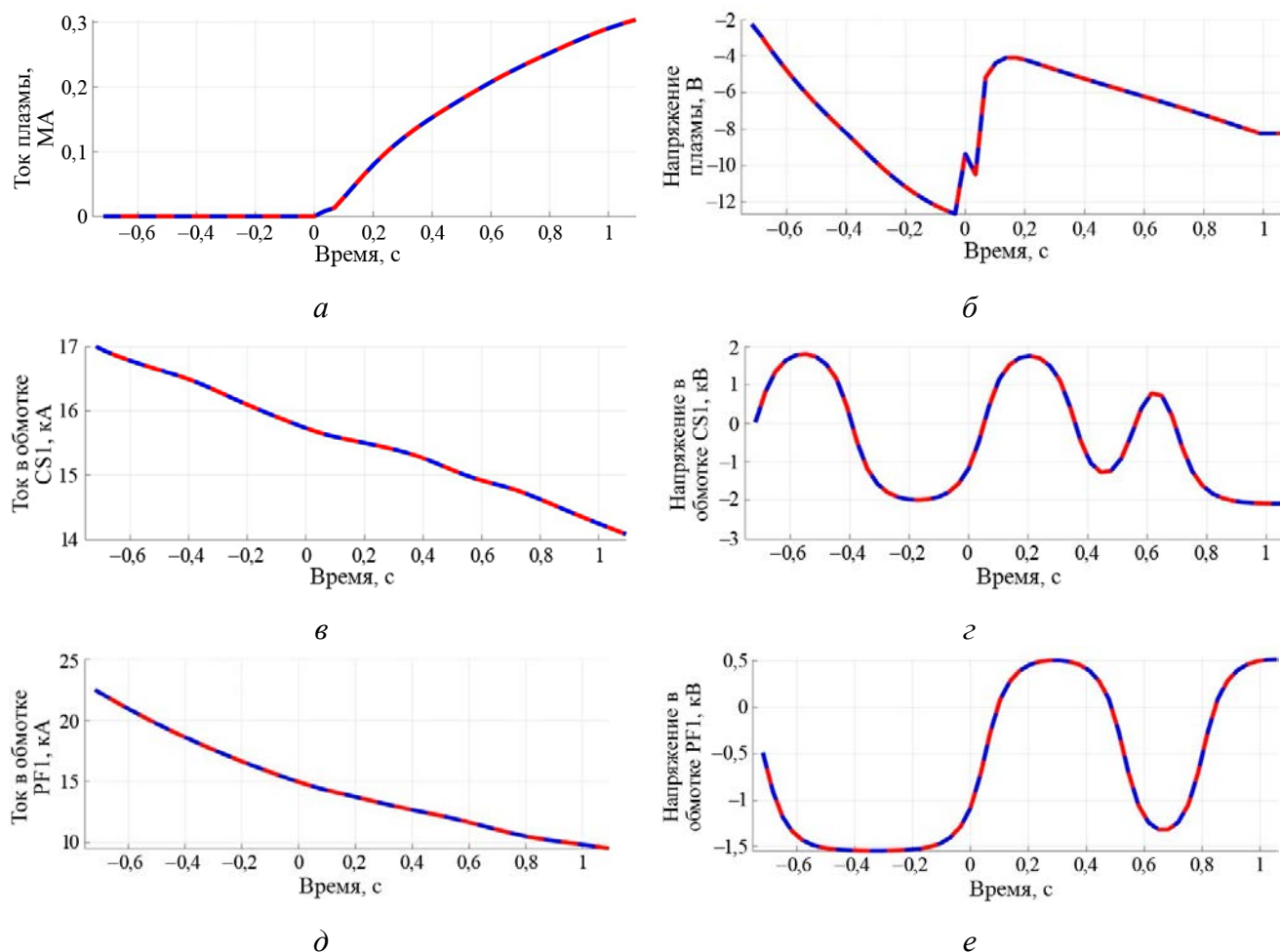


Рис. 5. Сравнение результатов расчёта модуля TRANSMAX, интегрированного в имитационную платформу (—), с базовыми результатами кода TRANSMAX (---): *a* — ток плазмы, МА; *б* — напряжение плазмы, В; *в* — ток в обмотке CS1, кА; *г* — напряжение в обмотке CS1, В; *д* — ток в обмотке PF1, кА; *е* — напряжение в обмотке PF1, В

На рис. 6—10 представлены результаты расчёта сценария «первой плазмы» для установки ИТЭР с использованием имитационной платформы в составе модулей SCENPLINT и TRANSMAX.

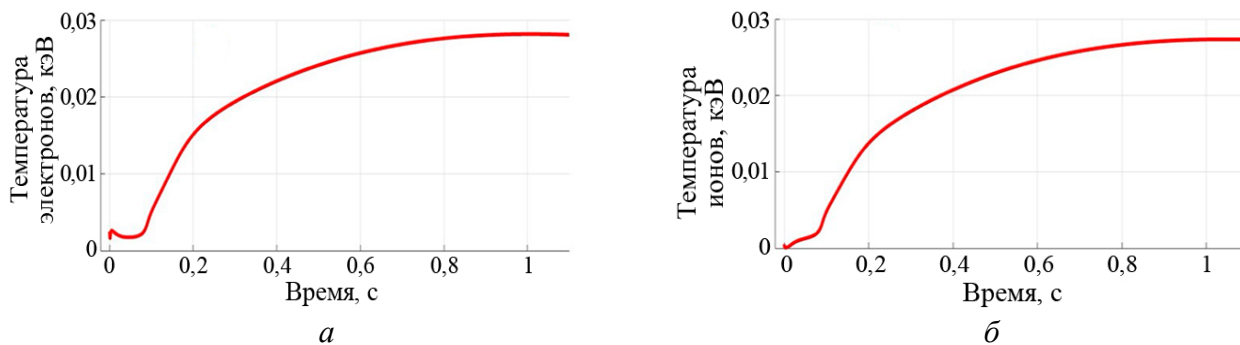


Рис. 6. Временные эволюции температуры электронов  $T_e$  (*a*) и ионов  $T_i$  (*б*) для рассчитанного сценария разряда «первой плазмы»

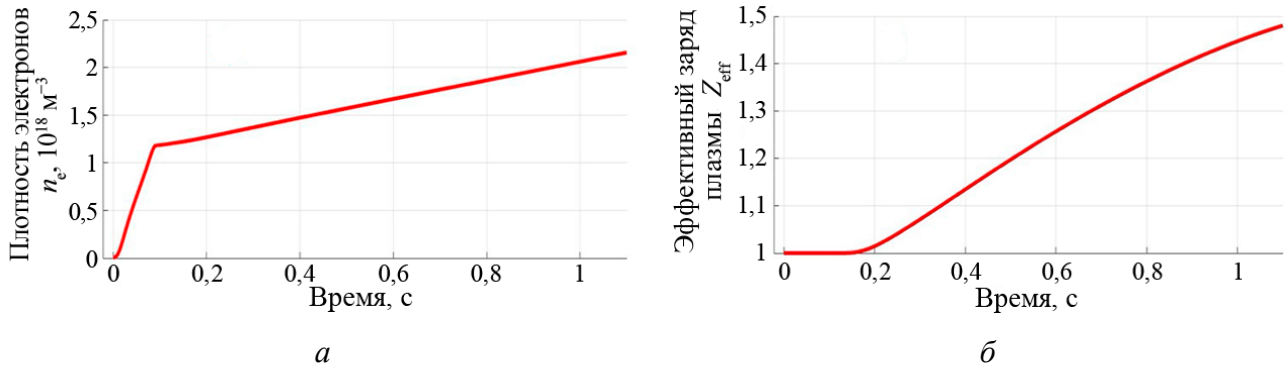


Рис. 7. Временные эволюции плотности электронов (а) и эффективного заряда  $Z_{\text{eff}}$  (б) для рассчитанного сценария разряда «первой плазмы»

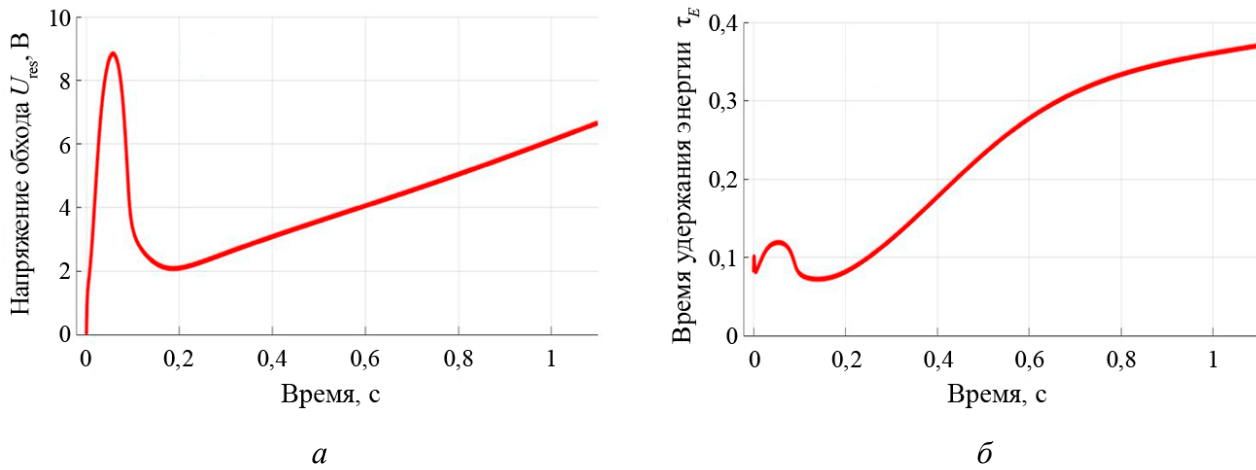


Рис. 8. Временные эволюции резистивного напряжения (а) и времени удержания энергии  $\tau_E$  (б) для рассчитанного сценария разряда «первой плазмы»

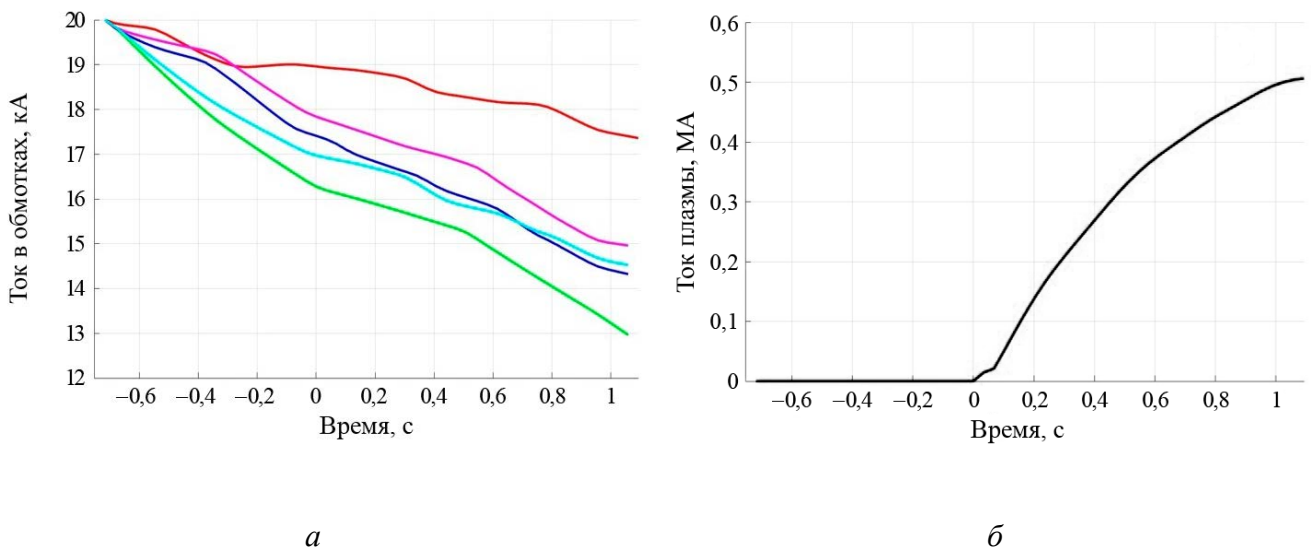


Рис. 9. Временные эволюции для рассчитанного сценария разряда: токов обмоток CS3U (—), CS3L (—), CS2U (—), CS2L (—), CS1 (—) (а) и тока плазмы (б)

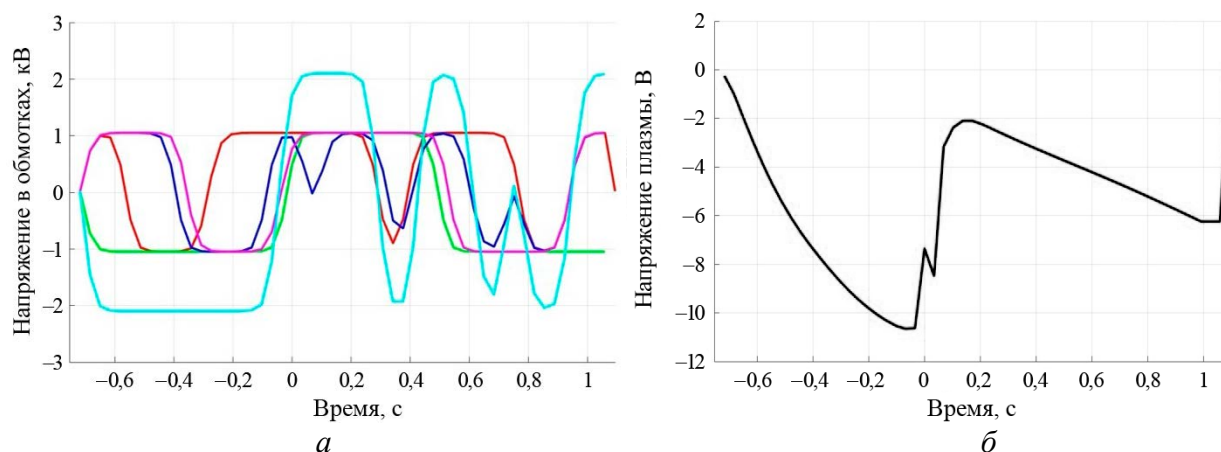


Рис. 10. Временные эволюции для рассчитанного сценария разряда: напряжений обмоток CS3U (—), CS3L (—), CS2U (—), CS2L (—), CS1 (—) (а) и напряжения плазмы (б)

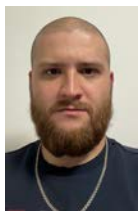
### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе работы над имитационной платформой системы магнитного управления плазмой токамака были определены форматы хранения данных, интерфейсы для их обмена между модулями имитационной платформы, рассмотрены различные варианты создания модулей на примере плазмофизических кодов TRANSMAK и SCENPLINT, изучены способы их взаимодействия и на примерах расчёта сценариев начальной плазмы ИТЭР продемонстрировано, что создание такой платформы позволяет решать задачи моделирования благодаря возможности упрощённой комбинаторики расчётных модулей [9, 10].

Авторы благодарны М.Л. Дуброву и Р.Р. Хайрутдинову за полезные замечания.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wesson J.** Tokamaks/2-nded. Clarendonpress, Oxford, 1997.
2. **Gribov Y., Humphreys D. et al.** Chapter8: Plasma operation and control. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. 385—403.
3. **Imbeaux F. et al.** Design and first applications of the ITER integrated modelling & analysis suite. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, 123006 (13 p.).
4. **Belyakov V.A., Lobanov K.M., Makarova L.P., Mineev A.B., Vasiliev V.I.** Plasma Initiation Stage Analysis in Tokamaks with TRANSMAK Code. — Plasma Devices and Operations, 2003, vol. 11, № 3, p. 193—202.
5. **Mineev A.B.** Code SCENPLINT. ITER\_D\_XGYEQ, Ver. 1.1, 5 November 2018.
6. **Hyun-Tae Kim, Mineev A., Ricci D., Jeong-Won Lee, Yong-Su Na.** ITPA-IOS members and JET contributors «Benchmarking of codes for plasma burn-through in tokamaks». — Nucl. Fusion, 2020, vol. 60, 126049 (24 p.).
7. **De Vries P.C., Gribov Y., Martin-Solis R., Mineev A.B., Sinha J., Sips A.C., Kiptily V. A Loarte and JET contributors.** Analysis of runaway electron discharge formation during Joint European Torus plasma start-up. — Plasma Physics and Controlled Fusion, 2020, vol. 62, 125014 (18 p.).
8. **Mineev A.B. et al.** Simulation of Runaway Electrons Formation at Plasma Initiation with the SCENPLINT Code. ITER\_D\_5F5V2J, Ver. 1.1, 06 July 2021.
9. **Gribov Y., Kavin A.A., Lukash V.E., Lobanov K.M., Mineev A.B., Dubrov M.L., Khayrutdinov R.R., Snipes J.A., de Vries P.C.** Progress in simulation of ITER First Plasma operation. — In: 45 EPS/ICPP Conf. on Plasma Physics. Prague, Czech Republic, 2018, P1.1075.
10. **Kim S.H., Gribov Y., McIntosh S.C. et al.** Analysis of ITER operation space with as-built stiffness of central solenoid modules. — In: 63rd APS-DPP Conference. Pittsburg, USA, 8—12 November 2021.



Эдуард Наилевич Хайрутдинов, исследователь, ITER IO/DG/SCOP/SCOD/SCD/PMA, Saint-Paul-lès-Durance, France  
eduard@khayrutdinov.ru



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 Металлострой, д. 3, Россия  
kavin@sintez.niiefa.spb.su



Анатолий Борисович Минеев, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.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, д. 3, Россия  
min-anat@mail.ru



Виктор Эммануилович Лукаш, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова; НИЦ «Курчатовский институт», Москва, 123182, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия  
Lukash\_VE@nrcki.ru



Раиса Рустамовна Андрианова, лаборант-исследователь, аспирант; НИЦ «Курчатовский институт», Москва, 123182, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия  
raisa\_khayr@mail.ru

Статья поступила в редакцию 12 августа 2024 г.

После доработки 1 февраля 2025 г.

Принята к публикации 2 февраля 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 48—57.

**ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФОРМЫ ПЛАЗМЫ  
В ТОКАМАКЕ T-15MD С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ***Д.А. Скопинцев, В.Н. Докука, Р.Р. Хайрутдинов, Р.Р. Андрианова**АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Троицк, Россия*

Работа направлена на решение задач восстановления параметров формы плазменного шнура (конфигурации) по данным магнитной диагностики установки T-15MD с применением нейронных сетей на основе многослойного персептрона с алгоритмом обратного распространения ошибки. Обучение и тестирование нейронной сети проведены на лимитерных D-образных конфигурациях плазменного шнура с положительной или отрицательной треугольностью. Проведено исследование влияния шумов в сигналах магнитной диагностики на восстановление геометрических параметров обученной сетью. Рассмотрен вопрос восстановления параметров в случае отключения ряда датчиков системы магнитной диагностики.

**Ключевые слова:** токамак, плазма, равновесие, нейронная сеть.

**RECONSTRUCTION OF PLASMA SHAPE PARAMETERS USING NEURAL  
NETWORKS FOR TOKAMAK T-15MD***D.A. Scopintsev, V.N. Dokuka, R.R. Khairutdinov, R.R. Andrianova**SRC RF TRINITY, Moscow, Troitsk, Russia*

The work is aimed at solving the problems of restoring the configuration parameters of the plasma cord using data from the magnetic diagnostics of the T-15MD installation using neural networks based on a multilayer perceptron with an error back propagation algorithm. Training and testing of the neural network were carried out on limiter D-shaped configurations of a plasma cord with positive or negative triangularity. The influence of noise in magnetic diagnostic signals on the restoration of geometric parameters by a trained network has been studied. The issue of restoring parameters in case of disconnection of a number of sensors of the magnetic diagnostics system is considered.

**Key words:** tokamak, plasma, equilibrium, neural network.

**ВВЕДЕНИЕ**

Поддержание заданных параметров магнитной конфигурации плазмы в процессе развития сценария разряда в токамаке требует восстановления данных равновесия по данным магнитной диагностики в режиме реального времени. В настоящее время для решения задачи восстановления (реконструкции) границы плазмы используются два подхода: восстановление путём решения уравнения Грэда—Шафранова и представление плазменного шнура набором кольцевых токов. Первый из них привёл к развитию восстановительных кодов, таких как EFIT [1], LIUQE [2] и RAPTOR [3]. Отметим, что такие расчёты требуют значительного вычислительного времени. Адаптация этих кодов для новых конфигураций плазмы или для новых геометрий машин требует дополнительных усилий. Второй подход, основанный на представлении плазмы токовыми филаментами, позволяет повысить скорость расчёта границы плазмы, хотя и с меньшей точностью. Поскольку данные восстановления равновесия требуются для работы системы магнитного управления, то расчёт этих величин должен проводиться в режиме, близком к реальному времени. Для реализации этого режима в настоящее время на многих установках проводится реконструкция границы плазмы с использованием технологий нейронных сетей.

В ряде работ описаны нейронные сети в качестве инструментов для выполнения оценки параметров нелинейных и сложных задач, поскольку они могут очень быстро представлять свойства системы посредством нефизического статистического обучения. Алгоритмы на основе нейронных сетей ис-

пользовались на установках DIII-D [4], COMPASS-D [5], ASDEX-U [6], ИТЭР [7] и т.д. в качестве средства для идентификации положения и формы плазмы в токамаках. В последнее время предлагается использовать глубокие нейронные сети для нахождения решений систем дифференциальных уравнений в физике. Это глубокие нейронные сети Грэда—Шафранова, такие как (GS-DeepNet) [8], с помощью которых изучается равновесие плазмы без использования существующих традиционных численных алгоритмов восстановления равновесия при решении уравнения Грэда—Шафранова. В частности, нейронная сеть глубокого обучения GS-DeepNet проходила процесс самообучения без каких-либо представлений о решении, а также валидацию и испытания на токамаке KSTAR [9].

Цель представленной работы — исследовать возможности решения задач восстановления параметров конфигурации плазменного шнура с помощью многослойных нейронных сетей применительно к установке T-15MD.

### СОЗДАНИЕ ОБУЧАЮЩЕЙ ВЫБОРКИ

Для определения конфигурации плазменного шнура должны быть использованы известные из эксперимента величины токов в плазме, значения магнитных полей в датчиках полоидального магнитного поля и потоков в полоидальных магнитных петлях.

На рис. 1 показана схема расположения в камере токамака T-15MD датчиков магнитной диагностики.

Предполагается рассматривать конфигурации плазмы с разными поперечными сечениями.

При задании магнитной конфигурации использовалось восемь параметров:

$I_p$  — ток плазмы;

$k_\alpha$  — коэффициент профиля плотности полоидального тока;

$k_\beta$  — коэффициент профиля давления;

$R_0$  — положение центра плазмы по горизонтали;

$Z_0$  — положение центра плазмы по вертикали;

$a$  — малый радиус плазмы;

$\kappa$  — вертикальная вытянутость плазмы;

$\delta$  — треугольность плазмы;

Поскольку целью данной работы являлась демонстрация возможности использования нейронных сетей для восстановления параметров, характеризующих положение и форму плазмы, было решено ограничиться минимальным количеством параметров для задания магнитной конфигурации, что также сильно сократило время обучения сети.

При задании равновесной конфигурации плазмы было использовано следующее простое определение формы границы плазменного шнура [10, 11]:

$$R = R_0 + a \cos(\theta + \delta \sin \theta);$$

$$Z = Z_0 + \kappa a \sin \theta.$$

где  $\theta$  — угол в полоидальном направлении.

Каждому элементу базовой выборки, необходимой для обучения и тестирования нейронной сети соответствовала конфигурация границы плазмы, определяемая набором геометрических параметров  $\mathbf{Y} = \{R_0, Z_0, a, \kappa, \delta\}$ , к которым были добавлены два параметра  $k_\alpha$  и  $k_\beta$ , определяющие профиль плотности тороидального тока плазмы в уравнении Грэда—

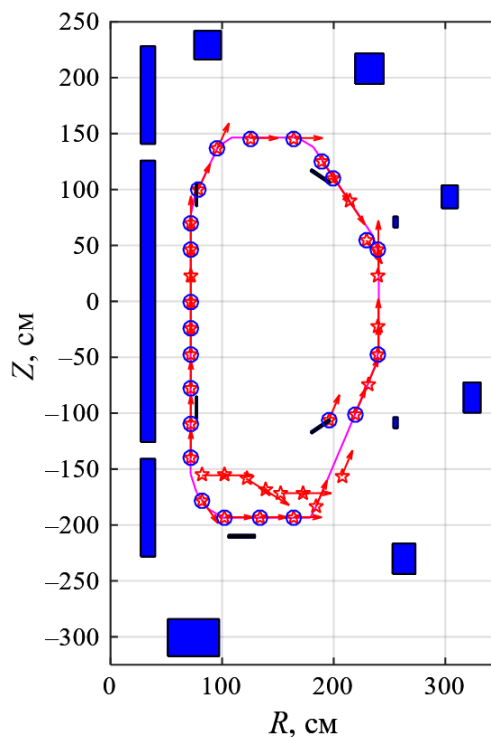


Рис. 1. Схема расположения датчиков магнитной диагностики:  $\circ$  — датчики напряжения обхода (ДНО) (23 шт.);  $\star$  — тангенциальные датчики формы магнитной поверхности (ДФМП) (36 шт.);  $\rightarrow$  — направление их ориентации;  $\blacksquare$  — обмотки полоидального поля

Шафранова. Чтобы сократить объём обучающей выборки, было решено фиксировать положение плазмы по вертикали ( $Z_0 = 0$  м) (ток плазмы  $I_p$  тоже фиксирован и равен 1,8 МА) и ограничиться рассмотрением лимитерных конфигураций плазмы, прижатых к внутренней стенке камеры. В этом случае для восстановления конфигурации достаточно только пяти параметров  $\mathbf{Y} = \{R_0, \kappa, \delta, k_\alpha, k_\beta\}$ .

Сигналы системы магнитной диагностики (МД), необходимые для включения в структуру обучающей или тестовой выборки, рассчитывались с помощью кода DINA [12] в процессе решения уравнения Грэда—Шафранова при условии, что граница плазмы определяется конфигурацией, соответствующей набору пяти геометрических параметров. Уравнение Грэда—Шафранова связывает распределение давления плазмы  $p$  и полоидального электрического тока  $F$  с распределением полоидального магнитного потока  $\Psi(r, z)$  так, чтобы выполнялось условие для баланса сил в плазме, занимающей область  $S_p$  в полоидальном сечении, ограниченную границей  $\Gamma_p$ :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} = \begin{cases} -2\pi\mu_0 r j_\phi, & (r, z) \in S_p; \\ -2\pi\mu_0 \sum_{i=1}^N r_i I_i \delta(r - r_i) \delta(z - z_i), & (r, z) \notin S_p. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $N$ ,  $(r_i, z_i)$ ,  $I_i$  — число внешних стационарных проводников, их положение и сила тока в них. Положение границы плазмы  $\Gamma_p$  определяется решением самой задачи Грэда—Шафранова.

Тороидальный компонент электрического тока  $j_\phi$  в плазме выражается через газокINETическое давление плазмы  $p$ , полоидальный электрический ток  $F$  и полоидальный магнитный поток  $\Psi$ :

$$j_\phi = 2\pi r \frac{\partial p}{\partial \Psi} + \frac{\mu_0}{4\pi r} \frac{dF^2}{d\Psi}. \quad (2)$$

Профили задаются как функции магнитного потока. Профиль газокINETического давления плазмы  $p$  определяется как

$$p' = -\alpha_0 k_\beta G(\Psi). \quad (3)$$

Профиль полоидального тока  $F$  определяется как

$$FF' = -2\alpha_0 (1 - k_\beta) G(\Psi). \quad (4)$$

При задании профиля тока плазмы используются коэффициенты  $k_\alpha$  и  $k_\beta$ , определяющие значения полоидального бета  $\beta_p$  и коэффициента внутренней индуктивности  $l_i$ . Здесь  $G(\Psi)$  — функция магнитного потока на магнитной поверхности, определяемая как

$$G(\Psi) = \frac{\exp[k_\alpha (1 - \rho^2)] - 1}{\exp(k_\alpha - 1)}, \quad (5)$$

где  $\rho^2 = \frac{\Psi - \Psi_b}{\Psi_a - \Psi_b}$ ,  $\Psi_b$  и  $\Psi_a$  — значения полоидальных потоков на границе и оси плазмы.

Рассчитанные сигналы системы магнитной диагностики (от датчиков напряжения обхода и датчиков формы магнитной поверхности плазмы) включались в структуру обучающей выборки, которая содержала пять параметров, характеризующих положение и форму плазмы, отвечающие сигналам. Были подготовлены обучающая и тестовая выборки, включающие параметры магнитной конфигурации в широком диапазоне их изменений. Структура обучающей выборки содержала входные данные от 59 каналов магнитной диагностики, из которых 23 поступали от датчиков напряжения обхода (ДНО) и 36 — от тангенциальных датчиков формы магнитной поверхности (ДФМП), выходными данными являлись пять параметров  $\mathbf{Y} = \{R_0, \kappa, \delta, k_\alpha, k_\beta\}$ , определяющих границу плазмы.

Рассматривались две сети — с тремя скрытыми слоями с размерностью [59, 39, 15, 5] и с четырьмя скрытыми слоями с размерностью [59, 63, 45, 25, 5]. Размерность входного открытого слоя сети равнялась числу сигналов МД 59, а размерность выходного слоя — числу отвечающих им параметров формы 5.

Для оценки количества нейронов в промежуточных слоях  $m$  использовалась эмпирическая формула  $m = (n + p)/2$ , где  $n$  — число входов,  $p$  — количество выходов. При  $n = 59$  и  $p = 5$  получаем  $m = 32$ .

Для трёхслойного перцептрона [59,  $m_1$ ,  $m_2$ , 5]  $m_1 = (n + m_2)/2$  и  $m_2 = (m_1 + p)/2$ , откуда  $m_1 = 41$  и  $m_2 = 23$ , и конфигурация сети соответственно — [59, 41, 23, 5]. Опытным путём был минимизирован размер промежуточных слоёв и получена рабочая конфигурация [59, 39, 15, 5].

При применении четырёхслойного перцептрона [59, 63, 45, 25, 5] обнаружился эффект переобучения, кроме того, объём сети влияет на требования к объёму обучающей выборки и нелинейно к времени обучения, что привело к отказу от этой конфигурации.

Расчёт равновесных конфигураций выполнялся в следующем диапазоне параметров:  $R_0 = [1,13;0,02;1,33]$ ;  $\kappa =$

$= [1,3;0,1;1,7]$ ;  $\delta = [-0,4;0,1;0,4]$ ;  $k_\alpha = [-2;0,2;2]$  и  $k_\beta = [0;0,2;2]$ . Положение плазмы по вертикали было фиксировано  $Z_0 = 0$  см. Большой радиус  $R_0$  изменялся в диапазоне от 1,13 до 1,33 м. Рассматривались только лимитерные конфигурации, прижатые к внутренней стенке камеры. Конфигурации плазмы, выходящие за пределы камеры, исключались из выборки вместе с соответствующими им геометрическими данными. Обучающая база содержала 59 000 рассмотренных конфигураций (рис. 2).

Была также подготовлена выборка для тестирования качества обучения сети: задавались наборы параметров  $\mathbf{Y} = \{R_0, \kappa, \delta, k_\alpha, k_\beta\}$ , распределённые в выбранном диапазоне со случайным шагом и не входящие в обучающую выборку, для которых также рассчитывались соответствующие им равновесия и сигналы магнитной диагностики.

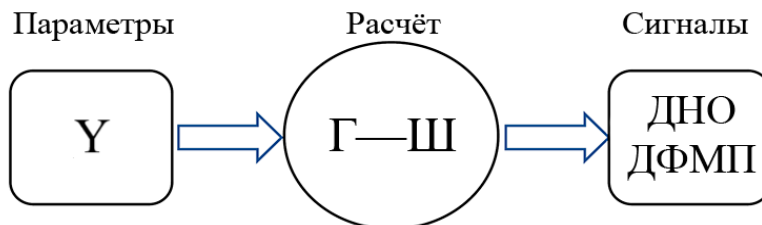


Рис. 2. Создание обучающей выборки на основе максимального числа конфигураций

## ОБУЧЕНИЕ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Рассматривалось использование нейронных сетей прямого преобразования на основе архитектуры многослойного перцептрона, обучаемого методом обратного распространения ошибки, для решения проблемы восстановления параметров D-конфигурации плазменного шнура с положительной или отрицательной треугольностью по данным штатной системы магнитной диагностики установки Т-15МД. Были проведены разработка, обучение и тестирование нейронной сети на заранее подготовленных обучающих и тестовых наборах данных.

В процессе обучения сеть в случайном порядке просматривала обучающую выборку (полный проход по всей выборке называется эпохой обучения). Набор исходных данных делился на две части — собственно обучающую выборку и проверочные данные, при обучении использовалось соотношение 75% к 25% и требовалось порядка сотни эпох. Проверочные данные использовались для расчёта ошибки обучения, а при обучении сети не применялись. Чем больше объём проверочных данных, тем точнее рассчитывается ошибка обучения, но тем больше требуется времени на проход по всей выборке. Отношение 75% к 25% было выбрано произвольно. Если на проверочных данных ошибка уменьшалась, то сеть обобщала данные. Если ошибка на обучающих данных продолжала уменьшаться, а ошибка на проверочных данных увеличивалась, то сеть не выполняла обучение и просто «запоминала» обучающие данные. Это явление переобучения наблюдалось у сети с четырьмя скрытыми слоями, что определило выбор сети с тремя скрытыми слоями.

Пространство, на котором обучается нейронная сеть, определяется количеством искомых параметров (размерность пространства) и диапазоном изменения этих параметров, определяющих границы пространства. Шаги, на которые разбивается диапазон каждого параметра, определяют сетку пространства. Чем мельче шаги и соответственно больше ячеек сетки, тем точнее нейронная сеть восстанавливает значение параметров, но тем заметнее увеличивается время обучения пропорционально степени размерности пространства.



По завершении процедуры обучения нейронной сети было проведено сравнение затраченного машинного времени, необходимого для восстановления одного равновесия при помощи нейронной сети и при расчёте классическими итерационными методами на языке FORTRAN. На персональном компьютере с процессором Intel Core i7 и с памятью типа DDR3 программе потребовалось 1,5 с. Восстановление обученной сетью заняло 0,015 с. При использовании процессора Intel Core i9 с памятью типа DDR5 обученная сеть справилась за 0,0039 с.

### ТЕСТИРОВАНИЕ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Для тестирования качества обучения сети была рассчитана тестовая выборка случайных наборов параметров  $\mathbf{Y} = \{R_0, \kappa, \delta, k_\alpha, k_\beta\}$  из обучающего диапазона, которые не встречались в обучающей выборке сети. Для них рассчитывались соответствующие им равновесия и сигналы магнитной диагностики, которые сравнивались с восстановленными обученной сетью параметрами  $\mathbf{Y}^* = \{R_0^*, \kappa^*, \delta^*, k_\alpha^*, k_\beta^*\}$ . Результаты восстановления параметров показаны на рис. 6.

В дальнейшем проверялась устойчивость сети при восстановлении пяти параметров в случае наложения белого шума на сигналы от датчиков магнитной диагностики в диапазоне от 0 до 10%.

Так как сеть обучается на некотором ограниченном обучающем множестве, это не отвечает требованиям теории о наличии идеального и бесконечно большого обучающего множества.

Способность сети, обученной на некотором множестве данных, выдавать правильные результаты для достаточно широкого класса новых данных, в том числе и не представленных при обучении, называется свойством обобщения нейронной сети.

На рис. 6, *a—d* показано сравнение восстановленных значений параметров плазмы по данным магнитной диагностики с данными из тестовой выборки. Данные магнитной диагностики брались с нулевым уровнем шума. Видно, что сеть с достаточно хорошей точностью воспроизводит значения параметров в широком их диапазоне. На рис. 6, *e* показана суммарная ошибка отклонения параметров  $\Delta_i$  для каждого элемента тестируемой выборки, рассчитываемая по формуле

$$\Delta_i = \sqrt{\sum_{k=1}^5 g_k (a_{k,i} - \tilde{a}_{k,i})^2},$$

где  $a_{k,i}$  —  $k$ -й параметр из  $i$ -го элемента тестовой выборки;  $\tilde{a}_{k,i}$  —  $k$ -й восстановленный параметр для  $i$ -го элемента;  $g_k$  — весовые коэффициенты:

$$g_k = 1 / (\max(a_k) - \min(a_k))^2.$$

Влияние шумов в сигналах датчиков магнитной диагностики на восстановление геометрических параметров обученной сетью и качество обучения при устойчивости к шумам определялись по среднеквадратичному отклонению восстановленных сетью параметров от заранее рассчитанных значений.

Результаты восстановления конфигураций по геометрическим параметрам, полученным обученной сетью, представлены в табл. 1 и на рис. 7, заранее рассчитанные целевые значения указаны в колонках «тест».

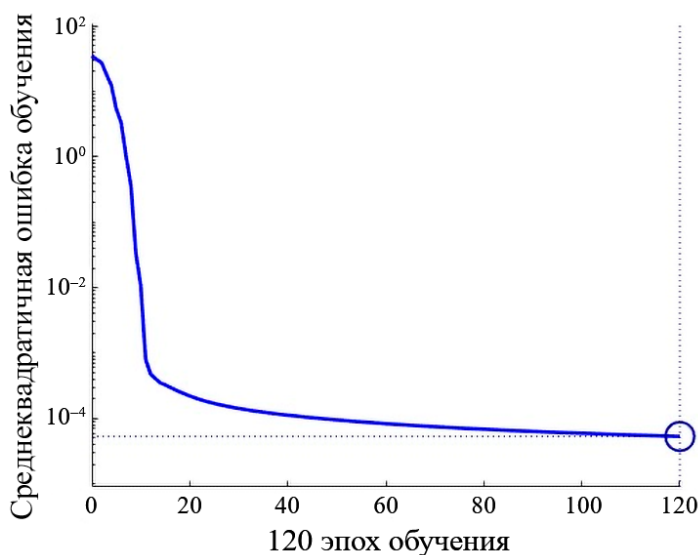


Рис. 5. Уменьшение величины  $mse$  при обучении в течение 120 эпох

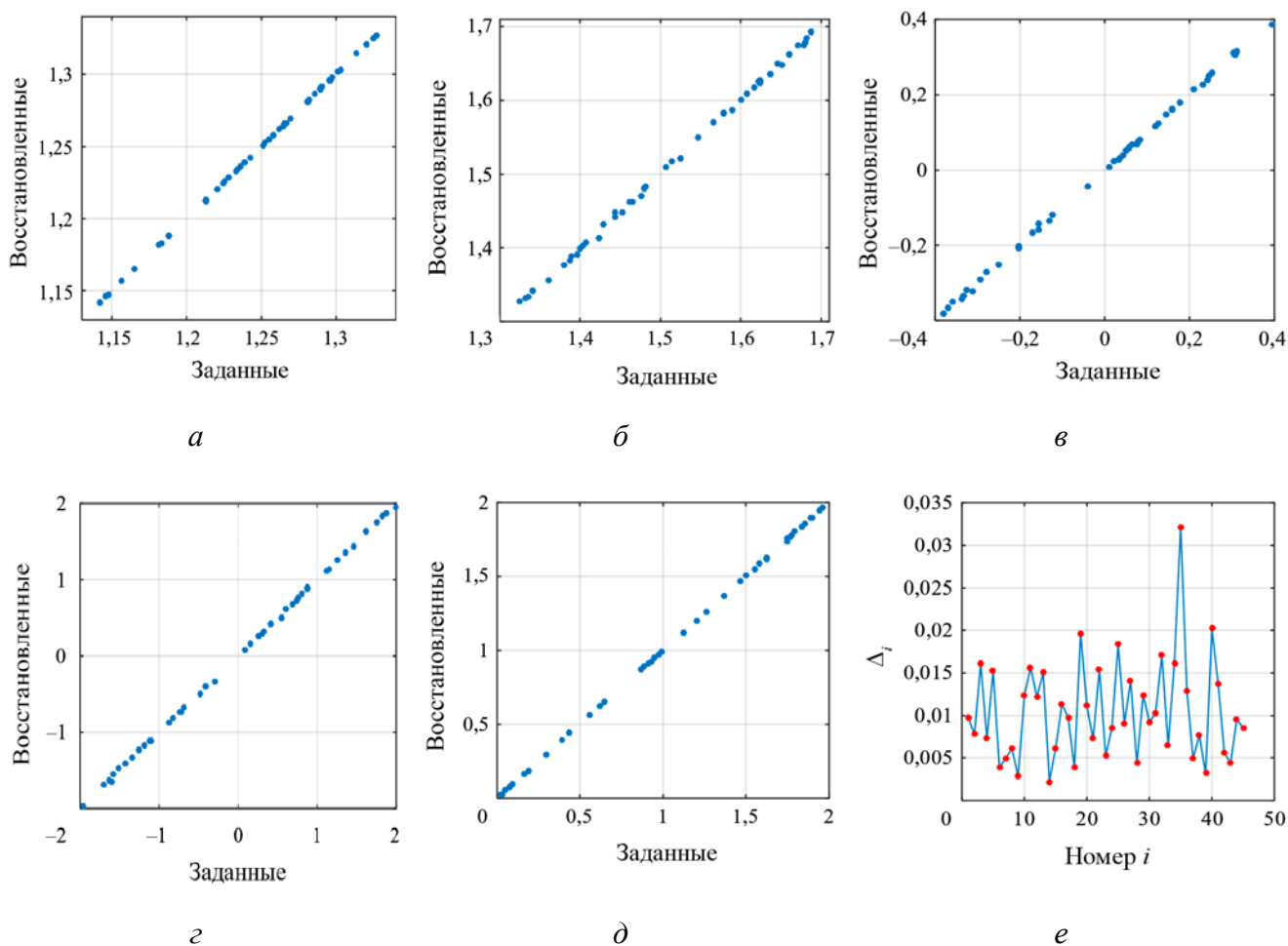


Рис. 6. Сравнение восстановленных значений параметров плазмы по данным магнитной диагностики с нулевым шумом по тестовой выборке: *a* — радиус  $R_0$ ; *b* — вытянутость  $\kappa$ ; *c* — треугольность  $\delta$ ; *d* — параметр  $k_\alpha$ ; *e* — суммарная ошибка отклонения параметров  $\Delta_i$  для каждого элемента тестируемой выборки

В табл. 1 представлены отклонения геометрических параметров  $R_0$ ,  $\kappa$ ,  $\delta$ ,  $k_\alpha$ ,  $k_\beta$  от тестовых значений в зависимости от зашумления сигналов магнитной диагностики в процентах для трёх модельных конфигураций с положительной, отрицательной и нулевой треугольностью.

Таблица 1. Отклонение восстановленных параметров при зашумлении сигнала для трёх конфигураций

Параметр	РТ — положительная с шумом				NT — отрицательная с шумом				0 — нулевая с шумом			
	тест	0%	5%	10%	тест	0%	5%	10%	тест	0%	5%	10%
$R_0$	1,40	1,398	1,396	1,385	1,35	1,350	1,340	1,343	1,30	1,300	1,303	1,334
$\kappa$	1,60	1,603	1,668	1,586	1,65	1,644	1,746	1,509	1,50	1,500	1,474	1,601
$\delta$	0,35	0,352	0,375	0,251	-0,20	-0,204	-0,230	-0,179	0,00	0,049	0,055	0,163
$k_\alpha$	-0,20	-0,088	-0,896	0,098	0,30	0,315	-0,217	2,592	-0,10	-0,098	0,205	-1,339
$k_\beta$	0,30	0,305	0,423	0,351	0,40	0,396	0,377	0,307	0,20	0,198	0,214	0,246

На рис. 7 показаны конфигурации, отвечающие восстановленным нейронной сетью параметрам при зашумлении сигналов магнитной диагностики на 0, 5 и 10%. Видно, что при шуме до 5% отклонение в конфигурации плазмы допустимо. При шуме 0% отклонения обусловлены погрешностью восстановления нейронной сети.

Влияние отключения сигналов магнитной диагностики на восстановление геометрических параметров обученной сетью проверялось при отсутствии шумов и при их наличии в сигналах магнитной диагностики в диапазоне от 0 до 10%. Данные по погрешности восстановленных сетью геометрических параметров в зависимости от процента наложенного шума и количества отключённых конкретных каналов магнитной диагностики представлены в табл. 2 и на рис. 8.

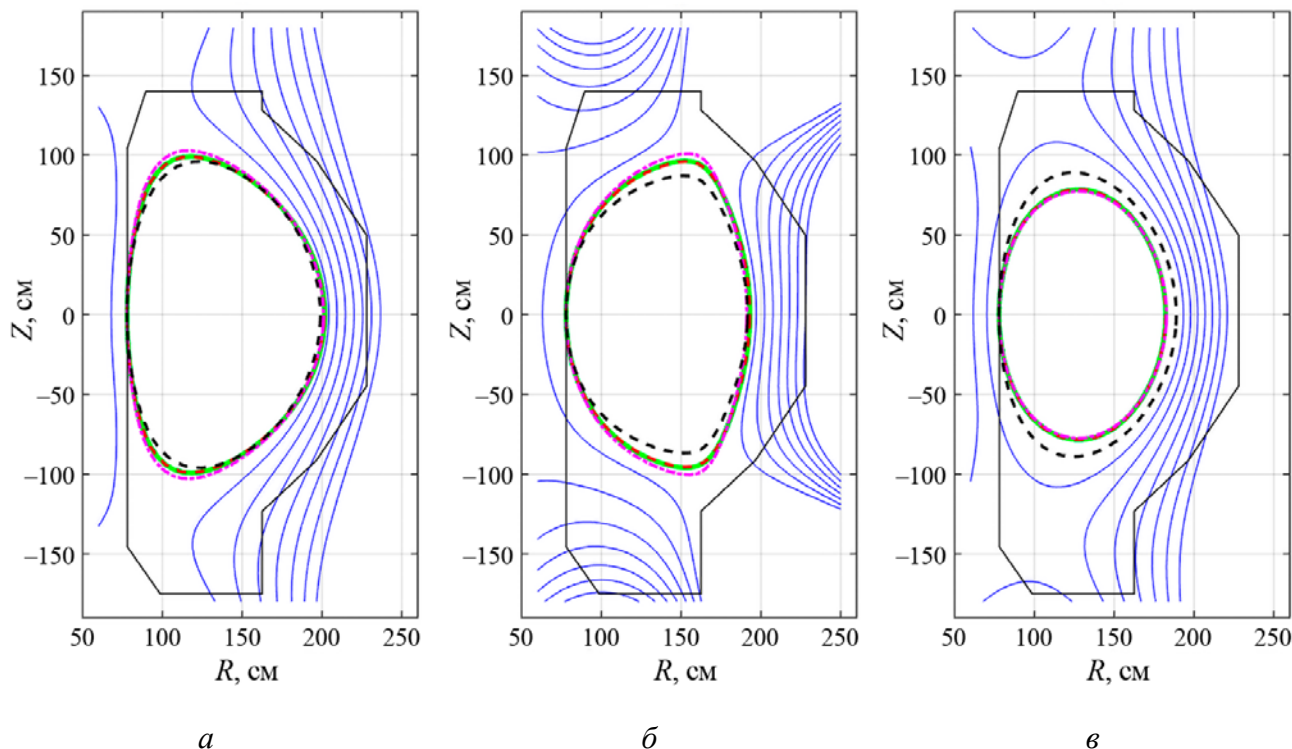


Рис. 7. Конфигурации, отвечающие восстановленным сетью параметрам в зависимости от зашумления сигналов магнитной диагностики (Test — тестируемое равновесие; Rec — восстановленное равновесие): РТ — положительная (а); NT — отрицательная (б); 0 — нулевая треугольности (в); Test (—); Rec — 0 (— —), 5% (- - -), 10% (- -)

Т а б л и ц а 2. Отклонение восстановленных значений параметров при зашумлении сигналов магнитной диагностики без отключения и с отключением трёх и восьми каналов

Шум, %	Все каналы, %	Отключено три канала, %	Отключено восемь каналов, %
0	0,05	0,09	0,18
1	0,42	0,45	0,67
3	1,21	1,22	1,54
5	2,47	2,49	2,73
10	5,01	5,89	7,45

При отключении конкретных сигналов потребовалось переобучить сеть на уже имеющейся обучающей выборке с исключением из неё сигналов от отключённых каналов. Переобучение новой сети на подкорректированной таким образом обучающей выборке потребовало в нашем случае около суток расчётного времени и не зависело от числа отключённых каналов.

При применении переобученной новой сети к сигналам магнитной диагностики с отключёнными каналами добавлялся шум для определения устойчивости новой сети при восстановлении геометрических параметров.

Получены приемлемые результаты при отключении до восьми каналов и зашумлении сигналов до 5%. При этом количество отключённых каналов меньше влияет на качество восстановления, чем увеличение добавленных шумов (в %).

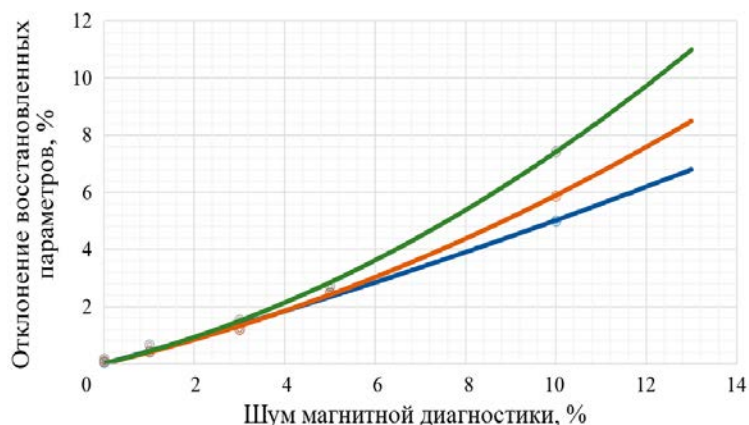


Рис. 8. Отклонение восстановленных сетью параметров в зависимости от зашумления сигналов магнитной диагностики: — все каналы; — отключено три канала; — отключено восемь каналов

ной границей. Обучающая выборка включала в себя более 59 000 конфигураций равновесия плазмы токамака Т-15МД.

Результаты тестирования нейронной сети при отсутствии зашумления сигналов магнитной диагностики показывают высокую точность восстановления параметров, характеризующих положение и форму плазмы. При уровне шумов сигналов магнитной диагностики до 5% отклонение восстановленных параметров от заданных значений составляет не более 2,5%.

При отключении некоторых каналов магнитной диагностики необходимо провести процесс переобучения нейронной сети, исключив из обучающей выборки данные магнитной диагностики конкретных отключённых каналов.

Прогностическим преимуществом применения нейронной сети в задачах восстановления можно считать отсутствие априорных требований к данным о профилях градиентов давления и полоидально-го тока плазменного шнура.

Положительным качеством сети служит то, что при её применении не требуется решать саму задачу, так как обученная сеть просто выдаёт выходной вектор, соответствующий входному. Восстановление параметров равновесия обученной сетью заняло на два порядка меньше времени, чем при обычных вычислениях. При переносе конфигурации сети на программируемую логическую интегральную схему (ПЛИС) скорость восстановления может ещё значительно возрасти.

Высокая скорость восстановления параметров конфигурации плазмы позволит использовать нейронную сеть в контуре управления положением и формой плазмы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Lao L.L., St H. John R.D.S., Kellman A.G., Pfeiffer W.** Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks. — Nucl. Fusion, 1985, vol. 25, p. 1611—1622.
2. **Hofmann F., Tonetti G.** Tokamak equilibrium reconstruction using Faraday rotation measurements. — Nucl. Fusion, 1988, vol. 28, p. 1871—1878.
3. **Felici F., Sauter O., Coda S., Duval B.P., Goodman T.P., Moret J.-M., Paley J.I.** Real-time physics-model-based simulation of the current density profile in tokamak plasmas. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 083052.
4. **Lister J.B., Lazarus E.A., Kellman A.G. et al.** Experimental study of the vertical stability of high decay index plasmas in the DIII-D tokamak. — Nucl. Fusion, 1990, vol. 30, p. 2349.
5. **Windsor C.G., Haynes P.S., Trotman D.L., Smith M.E.U., Todd T.N., Valovic M.** On-line control of the COMPASS-D tokamak using a neural network. — Nucl. Energy, 1995, vol. 34, p. 85.

Из рис. 8 видно, что при шуме менее 5% сеть удовлетворительно справляется с задачей восстановления геометрических параметров.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы возможности использования многослойной нейронной сети для задач восстановления параметров плазмы в токамаке Т-15МД на основе данных сигналов магнитной диагностики.

Подготовка данных для обучения и тестирования нейронной сети осуществлялась путём численного решения уравнения Грэда—Шафранова с использованием кода равновесия ДИНА со свобод-

6. **Bishop C.M., Haynes P.S., Smith M.E.U., Todd T.N., Trotman D.L.** Real-time Control of a Tokamak Plasma Using Neural Networks. — *Neural Comput.*, 1995, vol. 7, p. 206—217.
7. **Albanese R., Coccoresse E., Gruber O., Martone R., McCarthy P., Morabito F.C.** Identification of Plasma Equilibria in ITER from Magnetic Measurements Via Functional Parameterization and Neural Networks. — *Fusion Technol.*, 1996, vol. 30, p. 219.
8. **Joung S., Ghim Y.C., Kim J. et al.** GS-DeepNet: mastering tokamak plasma equilibria with deep neural networks and the Grad—Shafranov equation. — *Sci Rep.*, 2023, vol. 13, p. 15799; <https://doi.org/10.1038/s41598-023-42991-5>.
9. **Joung S., Kim J., Kwak S.** Deep neural network Grad-Shafranov solver constrained with measured magnetic signals. — *Nucl. Fusion*, 2019, vol. 60(1), p. 016034.
10. **Bishop C.M., Haynes P.S., Smith M.E.U., Todd T.N., Trotman D.L.** Real-time Control of a Tokamak Plasma Using Neural Networks. — Published in *Neural Computation*, 1995, vol. 7, № 1, p. 206—217.
11. **Sauter O.** Geometric formulas for system codes including the effect of negative Triangularity. — *Fusion Engineering and Design*, 2016, vol. 112, p. 633—645.
12. **Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.** Studies of Plasma Equilibrium and Transport in a Tokamak Fusion Device with the Inverse-Variable Technique. — *J. Comput. Physics*, 1993, vol. 109, p. 193—201.
13. **Hagan M.T., Menhaj M.** Training feedforward networks with the Marquardt algorithm. — *IEEE Transactions on Neural Networks*, 1994, vol. 5, № 6, p. 989—993.

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиных, д. 12, Россия



Дмитрий Анатольевич Скопинцев,  
старший научный сотрудник  
[scopinsev.d.a@triniti.ru](mailto:scopinsev.d.a@triniti.ru)



Владимир Николаевич Докука, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.;  
[dokuka@triniti.ru](mailto:dokuka@triniti.ru)



Рустам Рашитович Хайрутдинов,  
ведущий научный сотрудник,  
д.ф.-м.н.  
[khayr@triniti.ru](mailto:khayr@triniti.ru)



Раиса Рустамовна Андрианова,  
младший научный сотрудник  
[raisa\\_khayr@mail.ru](mailto:raisa_khayr@mail.ru)

Статья поступила в редакцию 3 сентября 2024 г.

После доработки 25 октября 2024 г.

Принята к публикации 26 февраля 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 58—67.



УДК 621.039.68

## АНАЛИЗ РАДИАЦИОННЫХ УСЛОВИЙ НА ТОКАМАКЕ С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ

*Д.В. Портнов, Ю.Г. Высоких, Е.С. Афанасенко, К.К. Артемьев, Ю.А. Кащук*

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

Токамак с реакторными технологиями (TRT) предназначен для экспериментов с мощным дополнительным нагревом дейтериевой плазмы (до 40 МВт) в течение длительного импульса (100 с) с выходом нейтронов ( $10^{17}$  нейтр./с). Анализ радиационных условий, возникающих при выполнении экспериментальной программы на термоядерной установке, необходим на ранней стадии проектирования токамака для принятия технических решений, обеспечивающих безопасную эксплуатацию установки с учётом всех радиационных аспектов, таких как возможный разогрев сверхпроводящей электромагнитной системы, уровень радиационных повреждений и защита от нейтронного излучения, активация материалов конструкции, мощности дозы и безопасность обслуживающего персонала. В работе представлены результаты моделирования транспорта нейтронного и гамма-излучения в экспериментах, запланированных на TRT. Определены пространственные распределения полей нейтронного и фотонного излучения, рассчитаны потоки и спектры нейтронного излучения в ключевых конструкциях и элементах токамака — вакуумная камера, ВТСП-кабели, катушки тороидального поля, элементы диагностических систем. Выполнена оценка активации вакуумной камеры и показана динамика спада мощности дозы.

**Ключевые слова:** TRT, токамак, диагностика плазмы, транспорт нейтронного и фотонного излучения, радиационная защита, энерговыделение, мощность дозы, активация материалов.

## ANALYSIS OF RADIATION CONDITIONS OPERATION ON THE TOKAMAK WITH REACTOR TECHNOLOGIES

*D.V. Portnov, Yu.G. Vysokikh, E.S. Afanasenko, K.K. Artemev, Yu.A. Kashchuk*

*Institution "Project Center ITER", Moscow, Russia*

The tokamak with reactor technologies (TRT) is intended for experiments with powerful additional heating of deuterium plasma (up to 40 MW), during a long pulse (100 s) with a high neutron yield of about  $10^{17}$  neutrons/s. An analysis of the radiation conditions that arise during the execution of the experimental program at a thermonuclear installation is necessary at an early stage of a tokamak design to ensure safe operation of the installation, taking into account all radiation aspects, such as allowable nuclear heating of the superconducting electromagnetic system, the level of radiation damage and activation of structural materials, dose rates and safety of maintenance personnel. The paper presents the results of modeling the transport of neutron and gamma radiation in experiments planned for TRT. The spatial distributions of the fields of neutron and photon radiation are determined, the neutron fluxes and spectra are calculated in the key structures and elements of the tokamak as the vacuum chamber, the HTS cables, the toroidal field coils and elements of the diagnostic system. The activation of the vacuum chamber was also evaluated and the dynamics of the radiation dose rate reduction was shown.

**Key words:** TRT, tokamak, plasma diagnostics, transport of neutron and photon radiation, radiation protection, energy release, dose rate, activation of materials.

## ВВЕДЕНИЕ

Данная работа проводится для обоснования принимаемых технических решений на стадии концептуального и эскизного проектирования токамака с реакторными технологиями TRT [1] и его диагностического комплекса. Технические решения должны обеспечить безопасную эксплуатацию установки с учётом всех ядерно-физических аспектов, таких как возможный радиационный разогрев

сверхпроводящей электромагнитной системы, уровень радиационных повреждений и защита от нейтронного излучения, активация материалов конструкции, мощность дозы и безопасность обслуживающего персонала. На предыдущем этапе были разработаны расчётные модели TRT MCNP [2] и OpenMC [3], показанная на рис. 1, и выполнены предварительные расчёты ядерно-радиационных нагрузок [4].

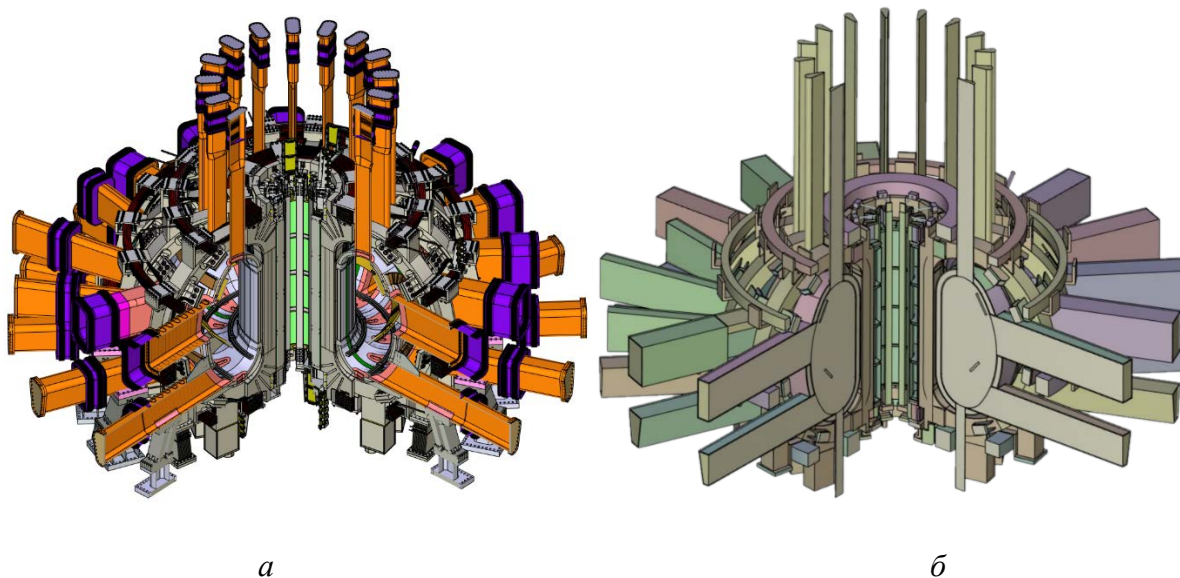


Рис. 1. 3D-модель CAD TRT (а) и модель для расчётов Монте-Карло нейтронного и фотонного транспорта (б)

В исходной 3D-модели CAD TRT отсутствует оборудование в экваториальных и вертикальных патрубках. Нейтронно-физическая модель для расчётов Монте-Карло без учёта заполнения патрубков оборудованием и радиационной защитой не может обеспечить адекватный анализ нейтронного и фотонного транспорта. Для решения проблемы рассмотрены несколько вариантов заполнения патрубков. Для первоначальной оценки было решено представить заполнение патрубков в форме гомогенно распределённой стали с плотностью 10% от нормальной. Это в некотором приближении соответствует случаю, когда объём патрубка только на 10% заполнен стальными конструкциями. Данное приближение является достаточно грубым, поскольку длинные щели и трубы, проходящие вдоль патрубков, могут кардинально изменить распределение нейтронного поля. Подобное распределение продемонстрировано на примере экваториального патрубка № 12, где была реализована другая модель заполнения патрубка — плотное заполнение с длинным продольным отверстием в защите. Также в исходной модели отсутствуют внутрикамерные компоненты (дивертор, обращённые к плазме элементы конструкции первой стенки). Из внутрикамерных компонент представлены только витки пассивной стабилизации. В модели для расчётов Монте-Карло отсутствуют также внешние компоненты: криостат, тепловой экран, биологическая защита и конструкционные элементы экспериментального зала. Отсутствующие компоненты не позволяют адекватно оценить ядерно-радиационные поля за пределами установки. Однако на данном этапе в первую очередь оценивается радиационное энерговыделение в элементах конструкции токамака, находящихся близко к плазме, прежде всего в высокотемпературных сверхпроводящих проводниках (ВСП) в катушках тороидального поля (КТП). Для этих целей расчётная модель представляется адекватной. Можно было предположить, что наибольшее радиационное энерговыделение в КТП будет происходить на их внутреннем обводе. Однако расчёт показал, что из-за слишком малого количества материала в экваториальных патрубках (как сказано ранее —  $0,793 \text{ г/см}^3$  стали, 10% от нормальной плотности) наибольшему разогреву подвергается внешний обвод катушки вблизи экваториальных патрубков. Это обстоятельство, а также необходимость рассмотреть способ создания дополнительной защиты потребовали внесения изменений в модель. В обновлённой версии модели предусмотрена так называемая диагностическая первая стенка (ДПС). Этот элемент

реализован по аналогии с Diagnostics First Wall (DFW), используемым в дизайне заглушек портов ИТЭР. ДПС в данной модели представлен как продолжение вакуумной камеры в передней части патрубков. Для этого в модель были добавлены три слоя, продолжающие слои вакуумной камеры (ВК). Заполнение слоёв по составу такое же, как в ВК (сталь—вода—сталь), но с 90% от нормальной плотности. Таким образом, можно считать, что эффективные отверстия для ввода/вывода элементов диагностических систем для обзора плазмы в ДПС занимают 10%.

Кроме оценки радиационных нагрузок на ВК, КТП и другие элементы конструкции токамака, были выполнены расчёты нейтронных полей для оценки эффективности работы нейтронных диагностических систем TRT. С этой целью выполнены расчёты нейтронных спектров в заданных точках — так называемых точках интереса (ТИ), соответствующих возможным позициям размещения детекторов нейтронных диагностик. В одном из экваториальных патрубков (№ 12) размещена концептуальная модель нейтронного коллиматора с целью оценки потоков нейтронов в области детекторов, а также радиационного энерговыделения в коллимирующих и защитных элементах, состоящих из стали и полиэтилена высокой плотности.

Расчёты были выполнены для DD- и DT-плазмы, а также для кольцевого нейтронного источника, расположенного на предполагаемой оси плазменного шнура. В качестве альтернативы расчётам методом Монте-Карло выполнен расчёт нейтронного транспорта с помощью открытого программного комплекса OpenMC/CADUned/csg2csg.

## МЕТОДОЛОГИЯ РАСЧЁТОВ

В основе анализа транспорта нейтронного излучения лежат геометрическая модель токамака, модель нейтронного источника и спецификация счётчиков рассчитываемых параметров, которые, собственно, и представляют результат.

**Геометрическая модель.** Геометрическая модель TRT задаёт распределение материалов в пространстве. Модель получена путём упрощения исходной 3D-модели CAD установки и трансформации её в расчётную модель с помощью среды CAD моделирования SpaceClaim [5]. В упрощённой модели заменены поверхности, которые технически не могут быть представлены в расчётной модели Монте-Карло, а также мелкие детали (фаски, скругления, отверстия малых диаметров и т.п), не влияющие на результат расчёта. Упрощённая модель содержит спецификации материалов, их плотности и факторы коррекции плотности для различных компонентов модели. Фактор коррекции плотности задаётся в случае, если упрощение некоторой детали приводит к изменению её объёма. Цель коррекции — поддержать баланс масс между исходной и упрощённой моделью. Разработка модели автоматизирована. Расстановка материалов выполняется непосредственно в среде CAD-моделирования. С помощью разработанного специализированного программного обеспечения (ПО) собрана база данных о связях между ячейками модели, соответствующими компонентами в 3D-модели CAD и материалами, а также их геометрическими свойствами — объём и габаритные размеры. ПО состоит из следующих программных модулей:

— скрипт на языке программирования Python, исполняемый в среде CAD-моделирования SpaceClaim и создающий первичную базу данных (sqlite) с информацией о ячейках модели;

— модуль mapstr, использующий эту информацию для автоматического присваивания материалов ячейкам модели и указания эффективной плотности материалов с учётом фактора коррекции плотности;

— модуль генерации спецификации счётчиков (тэллы), который использует информацию о пути в CAD-модели к ячейке, для точной идентификации ячеек компонентов и указания их в соответствующих тэллы;

— модули трансляции исходных данных из sqlite и результатов расчёта в аналитическую базу данных (на основе duckdb).

Созданная база данных была также использована для расчёта активации компонентов TRT. Следует отметить, что с помощью разработанного ПО в обновлённой модели компоненты токамака описаны

более точно, чем в [4]. Например, для КТП исключены различные опоры и крепёж, значительно удалённые от нейтронного источника и соответственно занижающие усреднённые оценки загрузок. В данной модели были интегрированы только элементы корпуса и проводников КТП.

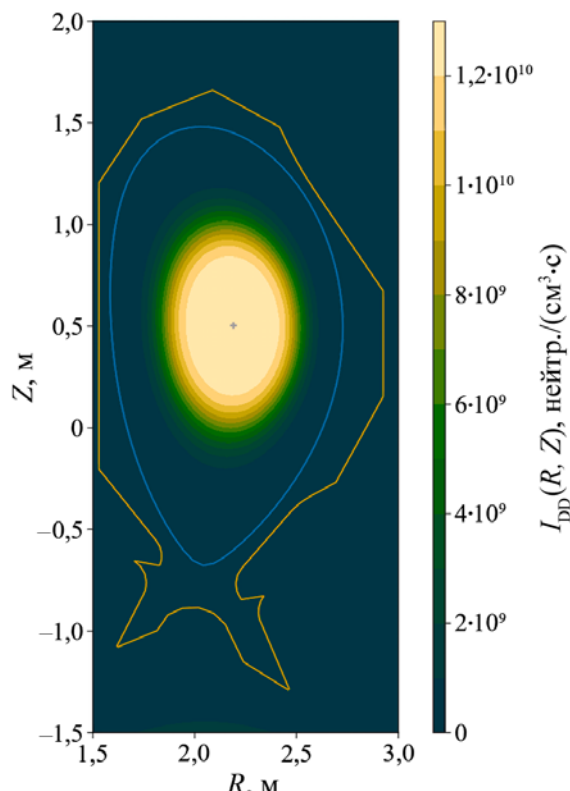


Рис. 2. Распределение интенсивности нейтронного источника для DD-плазмы TRT: + — магнитная ось; — граница плазмы; — граница лимитера

менного нейтронного источника, нейтр./( $\text{см}^3 \cdot \text{с}$ );  $R$  — расстояние от центра установки, м;  $Z$  — координата по вертикали, м.

**Расчёты с другими вариантами нейтронного источника.** Для верификации методики расчётов был выполнен анализ радиационных условий работы TRT для следующих вариантов нейтронного источника:

- DT-источник с таким же пространственным распределением плазменных характеристик, как и в случае с DD-плазмой;
- кольцевой источник DT-нейтронов, расположенный на предполагаемой магнитной оси плазмы.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

**Обзор поля полного (проинтегрированного по энергии) потока нейтронов.** Распределение полного нейтронного потока в вертикальном и горизонтальном сечении установки TRT представлено на рис. 3. Здесь показано вертикальное сечение экваториального патрубка № 12 (заполнение 100% стали и коллиматор). Такое сочетание выбрано для оценки производительности нейтронных диагностик, требующих использования коллиматора. Справа показан противоположный ему «обычный» патрубок № 4 (10% стали в объёме). Размещение диагностической первой стенки в экваториальном патрубке № 12 приводит к снижению нейтронного потока на катушки тороидального поля и более чем в 10 раз уменьшает поток нейтронов в кружении токамака в экспериментальном зале.

**Источник нейтронов.** Нейтронно-физическая модель TRT, помимо геометрической модели, требует также описания плазменного нейтронного источника. Для спецификации источника за основу были взяты результаты расчёта равновесной плазмы в TRT для значений тороидального поля на магнитной оси 8 Тл и полного тока 5 МА [6]. Полный выход DD-нейтронов для данной модели источника составил  $1 \cdot 10^{17}$  нейтр./с.

Для создания нейтронного источника разработано ПО, выполняющее следующие функции:

- чтение модели плазмы из файла формата EQDSK;
- вычисление скорости реакций для DD-плазмы по алгоритму [7], который был принят для этой же цели на ИТЭР [8];
- вычисление пространственного распределения нейтронного источника по модели плазмы и соответствующим скоростям реакций;
- интеграцию источника по различным сегментам в полоидальном сечении по тороидальному углу;
- трансформацию распределения по заданной сетке в полоидальном сечении в формат для транспортногo кода;
- проверку результата генерации частиц транспортным кодом.

Результаты моделирования источника показаны на рис. 2, где  $I_{DD}(R, Z)$  — удельная интенсивность плазменного нейтронного источника, нейтр./( $\text{см}^3 \cdot \text{с}$ );  $R$  — расстояние от центра установки, м;  $Z$  — координата по вертикали, м.

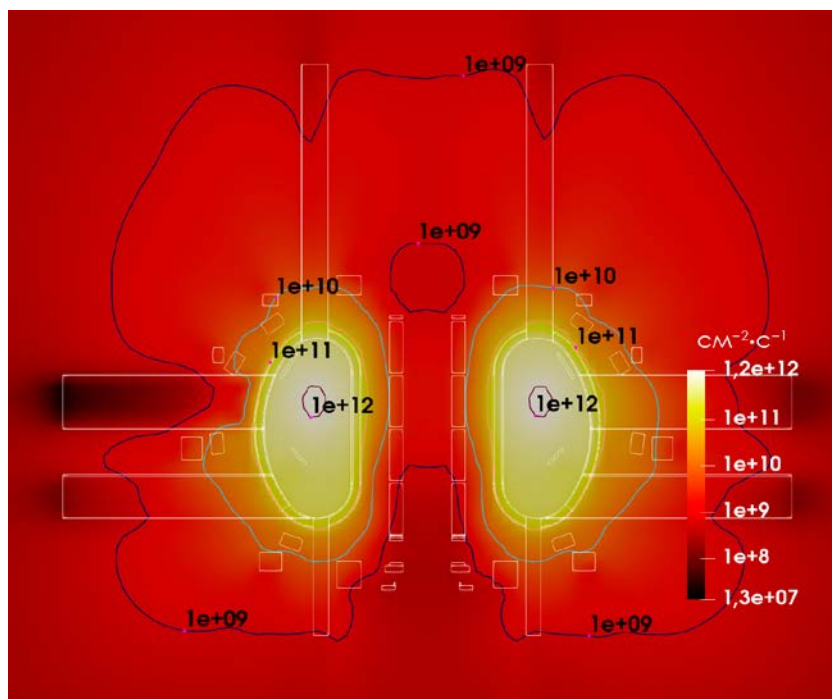


Рис. 3. Распределение полного нейтронного потока в вертикальном сечении установки TRT

**Спектры нейтронного потока в точках интереса.** Для оценки спектров нейтронных потоков были выбраны несколько групп точек интереса (ТИ). Это необходимо для оценки радиационной нагрузки в предполагаемых местах размещения элементов диагностик. ТИ показаны на рис. 4.

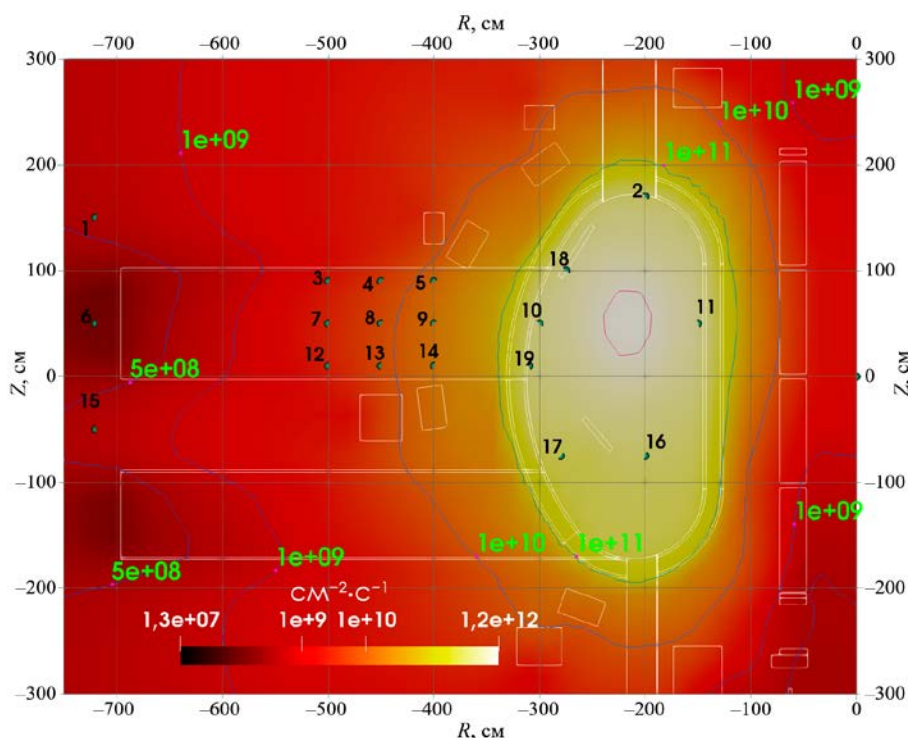


Рис. 4. Выбранные ТИ для анализа локальных нейтронных потоков

ТИ пронумерованы (слева направо и сверху вниз) и разбиты на три группы: “in” — в ВК, “mid” — в патрубке, “far” — ТИ за патрубком. Позже в список ТИ была добавлена группа точек “nas”, предназначенная для проведения оценки эффективности размещения блоков детектирования системы акти-вационного анализа.

На рис. 5—11 представлены спектры нейтронного потока в ТИ. В *a* — спектр, *б* — его «кумулятивное» представление — первообразная от спектра, или интеграл от 0 до  $E$ . В этом представлении разница между значениями для выбранных точек по энергии  $E_1$  и  $E_2$  даёт значение потока в диапазоне энергий  $[E_1, E_2]$ . Соответственно большой подъём на некотором диапазоне энергий означает и большое количество нейтронов в этом диапазоне. Максимальное значение соответствует полному потоку. Чёрные вертикальные линии на рис. 5—11 соответствуют энергии 2,5 МэВ.

По кумулятивным распределениям, представленным на рис. 5, *б*, можно сделать вывод, что более половины вклада в полный поток в пределах ВК вносят нерассеянные нейтроны, вклад тепловых нейтронов составляет от 17 до 30%. Это означает, что значительная часть нейтронов покидает ВК не сразу, а многократно рассеивается в камеру от элементов внешних конструкций и защиты.

В группе детекторов “mid” на рис. 6 вклад нерассеянных нейтронов значительно ниже, чем в группе “in”. Также можно отметить, что поток нейтронов в верхней части экваториального патрубка (ТИ 3,4,5) немного ниже, чем в средней и нижней части. Это соответствует взаимному расположению патрубка и центра плазменного нейтронного источника. Спектры для точек интереса “far” (см. рис. 7) взяты из обзорной расчётной сетки, в которой предусматривалось только пять групп по энергии.

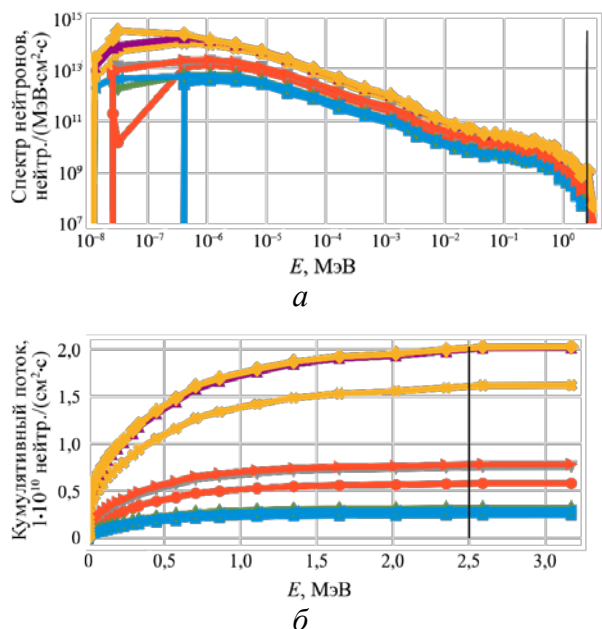


Рис. 6. Спектр нейтронов в группе ТИ в заглушке порта («mid») (*a*); «кумулятивное» представление спектра нейтронов (*б*); номера ТИ (см. рис. 4): —■— 3; —●— 4; —×— 5; —◆— 7; —▼— 8; —▲— 9; —◀— 12; —▶— 13; —◇— 14

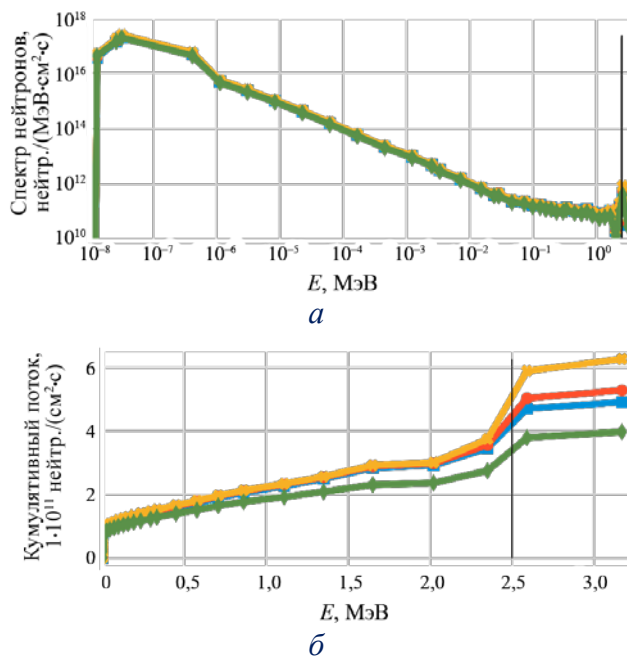


Рис. 5. Спектр нейтронов в группе ТИ внутри ВК («in») (*a*); «кумулятивное» представление спектра нейтронов (*б*); номера ТИ (см. рис. 4): —■— 2; —●— 10; —×— 11; —◆— 16

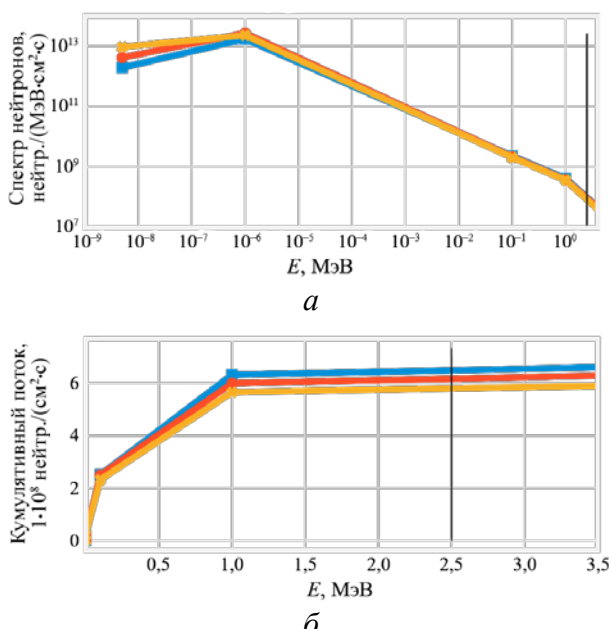


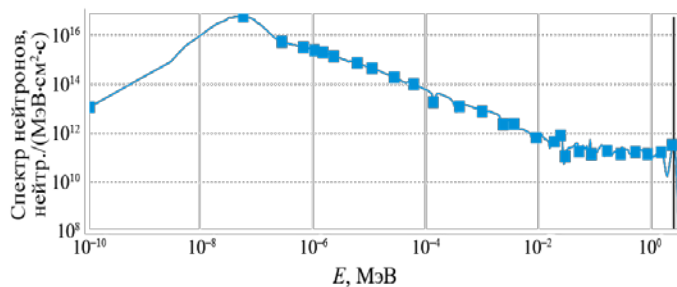
Рис. 7. Спектр нейтронов в группе ТИ позади заглушки порта («far») (*a*); «кумулятивное» представление спектра нейтронов (*б*); номера ТИ (см. рис. 4): —■— 1; —●— 6; —×— 15

Для применения метода снижения вариаций (variance reduction), для которого эта обзорная сетка, в основном, и нужна, этих групп достаточно.

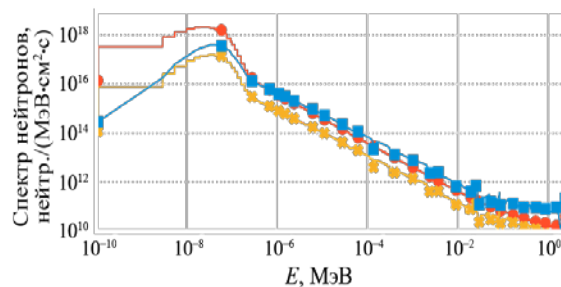
**Спектры нейтронного потока в среднем по компонентам.** Помимо спектров в локальных точках интереса, были получены усреднённые значения по объёмам компонентов токамака.

Наиболее близким к плазме компонентом являются витки пассивной стабилизации. Спектр нейтронного потока в них представлен на рис. 8. Фактически этот спектр соответствует спектру нейтронов в области плазмы. Полный поток составляет  $5 \cdot 10^{11}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Вклад не испытавших рассеяние нейтронов — так называемых «прямых» можно оценить по скачку на кумулятивном распределении в области 2,5 МэВ. Он значителен, но составляет не более 40%. Доля тепловых (термализованных) нейтронов составляет 15%.

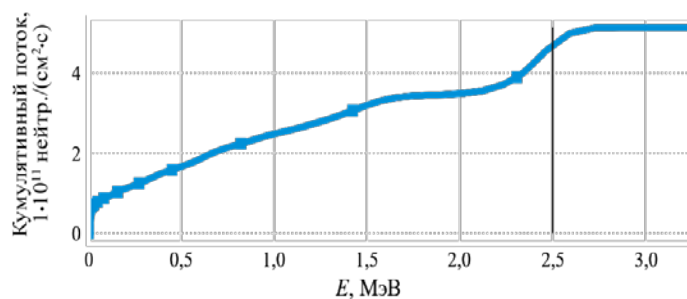
На рис. 9 представлены усреднённые спектры в слоях ВК. В наиболее радиационно-загруженном внутреннем слое вклад прямых нейтронов (с энергиями, близкими к 2,5 МэВ) составляет примерно 40%, а доля тепловых нейтронов — 20%. В следующем слое воды соотношение потоков прямых и тепловых нейтронов составляет уже 10 и 80% соответственно. Добавление в воду бора позволит поглотить в этом слое практически все тепловые нейтроны. В наружном слое вклад прямых нейтронов почти не заметен на фоне потока тепловых нейтронов. Это означает, что защита бором за пределами ВК также является эффективной.



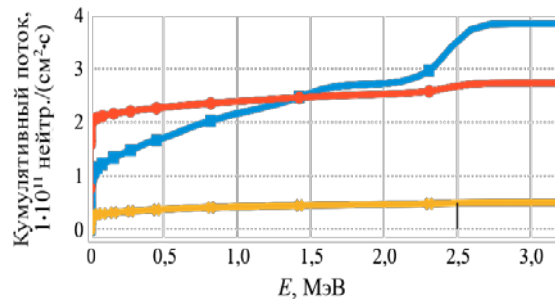
*a*



*a*



*б*



*б*

Рис. 8. Спектр нейтронов в витке пассивной стабилизации (а); «кумулятивное» представление спектра нейтронов (б)

Рис. 9. Спектр нейтронов в трёх слоях ВК (а); «кумулятивное» представление спектра нейтронов (б): —●— слой воды ВК; —×— наружный слой ВК; —■— внутренний слой ВК

Спектры нейтронов в катушках тороидального поля TRT представлены на рис. 10. Спектры в полоидальных катушках TRT показаны на рис. 11. Эти элементы расположены далеко от плазменного источника нейтронов, однако в рассчитанном спектре наблюдается большое количество нейтронов промежуточных энергий. Поэтому представляется целесообразным добавить в элементы защиты за пределами ВК водородосодержащие материалы для дальнейшего эффективного торможения и

поглощения нейтронов. Следует отметить, что в данной модели вода представлена только в ВК, поэтому расчёт вклада от активированной воды не имеет смысла.

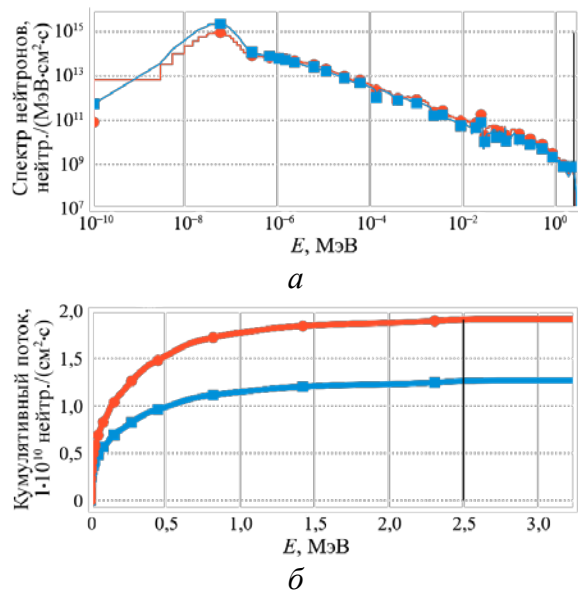


Рис. 10. Спектр нейтронов в элементах катушек тороидального поля TRT (а); «кумулятивное» представление спектра нейтронов (б): —●— — провод; —■— — корпус

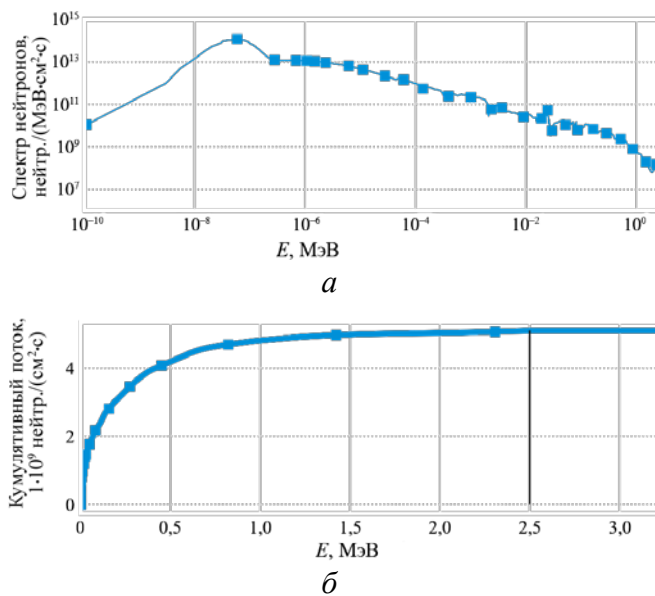


Рис. 11. Спектр нейтронов в полоидальных катушках TRT (а); «кумулятивное» представление спектра нейтронов (б)

Сводные данные о полных потоках нейтронов и радиационном энерговыделении по отдельным компонентам TRT представлены в табл. 1, 2.

Таблица 1. Полные потоки нейтронов в среднем по отдельным компонентам TRT

Компонент	Среднее значение плотности потока, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Относительная погрешность	Минимальное значение плотности потока, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Максимальное значение плотности потока, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Катушки полоидального поля	$5,10 \cdot 10^9$	$3,07 \cdot 10^{-4}$	$2,89 \cdot 10^9$	$6,76 \cdot 10^9$
Катушки пассивной стабилизации	$5,14 \cdot 10^{11}$	$7,43 \cdot 10^{-5}$	$3,29 \cdot 10^{11}$	$5,65 \cdot 10^{11}$
Корпус катушек тороидального поля	$1,27 \cdot 10^{10}$	$9,40 \cdot 10^{-5}$	$7,63 \cdot 10^9$	$2,41 \cdot 10^{10}$
Кабель катушек тороидального поля	$1,91 \cdot 10^{10}$	$1,10 \cdot 10^{-4}$	$1,06 \cdot 10^{10}$	$3,30 \cdot 10^{10}$
Внутренняя часть вакуумной камеры	$3,84 \cdot 10^{11}$	$4,25 \cdot 10^{-5}$	$3,62 \cdot 10^{11}$	$4,38 \cdot 10^{11}$
Внешняя часть вакуумной камеры	$4,98 \cdot 10^{10}$	$8,61 \cdot 10^{-5}$	$4,51 \cdot 10^{10}$	$6,42 \cdot 10^{10}$
Вода в системе охлаждения вакуумной камеры	$2,73 \cdot 10^{11}$	$4,81 \cdot 10^{-5}$	$2,66 \cdot 10^{11}$	$3,04 \cdot 10^{11}$
Центральный соленоид	$2,45 \cdot 10^9$	$6,81 \cdot 10^{-4}$	$8,04 \cdot 10^8$	$4,33 \cdot 10^9$

Таблица 2. Радиационное энерговыделение по отдельным компонентам TRT

Компонент	Излучение						Отношение нейтр./сумма, %
	полное, кВт			удельное, Вт/кг			
	нейтроны	фотоны	сумма	нейтроны	фотоны	сумма	
Катушки полоидального поля	$2,90 \cdot 10^{-2}$	$5,63 \cdot 10^{-1}$	$5,92 \cdot 10^{-1}$	$2,48 \cdot 10^{-4}$	$4,82 \cdot 10^{-3}$	$5,07 \cdot 10^{-3}$	5
Катушка пассивной стабилизации	$6,38 \cdot 10^{-1}$	5,00	5,64	$1,03 \cdot 10^{-1}$	$8,05 \cdot 10^{-1}$	$9,08 \cdot 10^{-1}$	11
Корпус катушек тороидального поля	$1,37 \cdot 10^{-1}$	4,32	4,46	$9,37 \cdot 10^{-4}$	$2,95 \cdot 10^{-2}$	$3,04 \cdot 10^{-2}$	3
Кабель катушек тороидального поля	$1,50 \cdot 10^{-1}$	4,58	4,73	$1,01 \cdot 10^{-3}$	$3,07 \cdot 10^{-2}$	$3,17 \cdot 10^{-2}$	3
Внутренняя часть вакуумной камеры	1,80	$2,23 \cdot 10^1$	$2,41 \cdot 10^1$	$9,41 \cdot 10^{-2}$	$1,17 \cdot 10^{-2}$	1,26	7
Внешняя часть вакуумной камеры	$3,31 \cdot 10^{-1}$	$1,21 \cdot 10^1$	$1,24 \cdot 10^1$	$1,50 \cdot 10^{-2}$	$5,47 \cdot 10^{-1}$	$5,62 \cdot 10^{-1}$	3
Вода в системе охлаждения вакуумной камеры	$2,35 \cdot 10^1$	$1,39 \cdot 10^1$	$3,74 \cdot 10^1$	1,57	$9,33 \cdot 10^{-1}$	2,50	63
Центральный соленоид	$1,61 \cdot 10^{-3}$	$5,51 \cdot 10^{-2}$	$5,67 \cdot 10^{-2}$	$5,25 \cdot 10^{-5}$	$1,80 \cdot 10^{-3}$	$1,85 \cdot 10^{-3}$	3

### КАТУШКИ ТОРОИДАЛЬНОГО ПОЛЯ

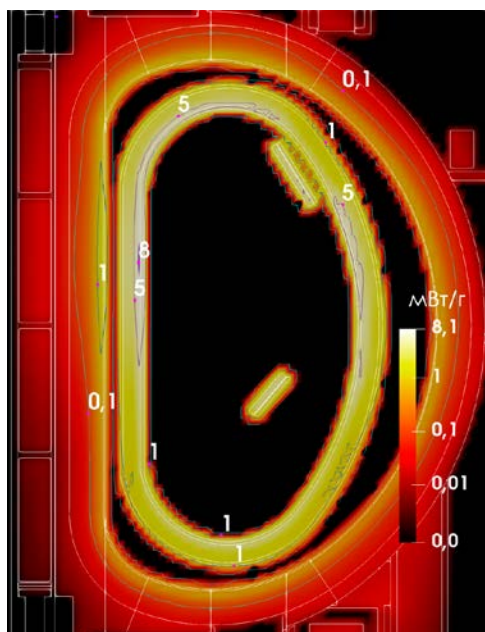


Рис. 12. Удельное энерговыделение в катушках тороидального поля под действием ионизирующего излучения (нейтроны, фотоны)

Распределение нейтронного потока в сечении катушек тороидального поля было показано ранее на рис. 3, 4. В обновлённой версии модели проявилась слабая защита этих элементов из-за практически пустых экваториальных патрубков.

Удельное радиационное энерговыделение для обновлённой модели в катушках тороидального поля представлено на рис. 12.

### РАСЧЁТ АКТИВАЦИИ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ

Распределение интенсивности гамма-источника, рассчитанное для отделённой от других элементов TRT-модели ВК, показано на рис. 13. Из полученных результатов можно сделать вывод, что в будущих расчётах для получения более достоверных данных следует повысить пространственное разрешение.

Кроме распределения интенсивности, рассчитывалась остаточная мощность дозы после 24-часовой выдержки (рис. 14). Такой интервал выбран в связи с тем, что в динамике распада нуклидов в это время возникает длительная по времени полка при условии, что основной материал — это сталь. Динамику спада мощности дозы и основные нуклиды иллюстрирует рис. 15. Основными радионуклидами, влияющими на остаточную мощность дозы (для стали, инконеля и др.), являются  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{182}\text{Ta}$  и  $^{94}\text{Nb}$ . Вклад в остаточную мощность дозы  $^{94}\text{Nb}$  доминирует при временах остывания более 100 лет.

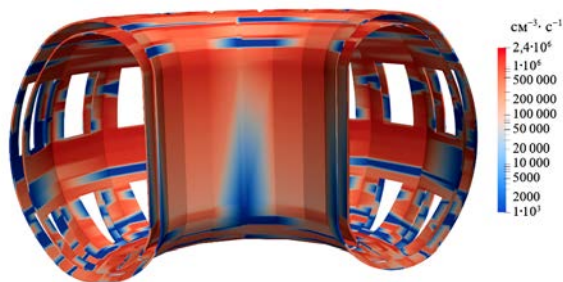


Рис. 13. Распределение интенсивности гамма-излучения радионуклидов, образовавшихся при активации вакуумной камеры TRT

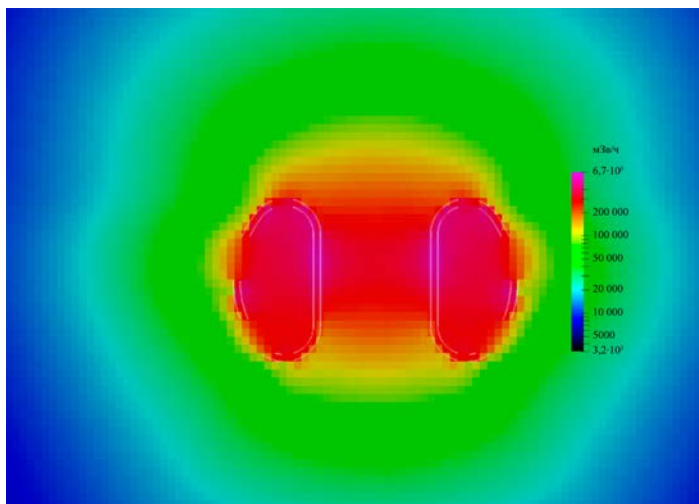


Рис. 14. Мощность дозы, обусловленная активацией ВК TRT спустя 24 ч выдержки

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведён анализ радиационных условий работы на токамаке с реакторными технологиями. Выполнен расчёт нейтронного и фотонного транспорта с обновлённым вариантом модели TRT с плазменным нейтронным источником. Подготовлено ПО для работы с исходными данными по моделям САД конструктивных элементов ВК и модели плазмы. Такой подход позволяет уменьшить время, затрачиваемое на подготовку расчётных моделей, и ускорить обработку результатов последующих вариантов расчёта.

Полученные данные показали, что заполнение водой внутренней части ВК представляется наиболее существенным и эффективным элементом нейтронной защиты. Модель с защитой входной части экваториальных патрубков — диагностической первой стенкой показывает существенное снижение радиационной нагрузки на катушки тороидального поля и окружающее пространство вне ВК TRT. Уровень активации внутривакуумных компонентов и ВК достаточно высок и составляет от 200 до 700 мЗв/ч. Для сравнения, среднемировой естественный уровень составляет 2,4 мЗв/год. Допустимый для персонала по СанПиН 2.6.1.2523-09 — 20 мЗв/год в среднем за 5 лет, но не более 50 мЗв/год. Рассчитанный уровень активации необходимо учитывать при разработке планов и процедур поддержки, эксплуатации и модернизации установки, а также вывода токамака из эксплуатации.

Полное энерговыделение в наиболее критичных компонентах — катушках тороидального поля достигает 9 кВт, что приемлемо для разрабатываемой системы охлаждения.

Исходная модель недостаточно полна для оценки радиационной безопасности при эксплуатации установки, но уже по этой модели можно утверждать, что:

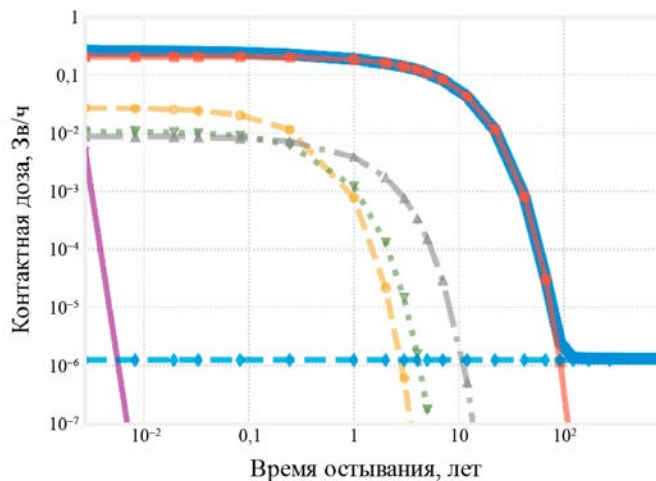


Рис. 15. Основные радионуклиды источников излучения материала Inconel (Alloy718) и динамика изменения мощности дозы: ■ — полная мощность; — —  $^{60}\text{Co}$ ; —●—  $^{58}\text{Co}$ ; —▽—  $^{182}\text{Ta}$ ; —▲—  $^{54}\text{Mn}$ ; —  $^{56}\text{Mn}$ ; —◆—  $^{94}\text{Nb}$

— необходимо включить в конструкцию заполнения портов защиту в виде диагностической первой стенки;

— работы внутри ВК в ходе эксплуатации и при выводе из эксплуатации требуют учёта высокой активации материалов, даже в случае работы только с DD-плазмой.

Работа выполнена во исполнение государственного контракта от 17.04.2023 № Н.4к.241.09.23.1060 «НИОКР в обоснование программы исследований и технических требований к системам токамака с реакторными технологиями. Этап 2023—2024 годов».

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Krasilnikov A.V., Konovalov S.V., Bondarchuk E.N., Mazul' I.V., Rodin I.Yu., Mineev A.B., Kuz'min E.G., Kavin A.A., Karpov D.A., Leonov V.M., Khayrutdinov R.R., Kukushkin A.S., Portnov D.V., Ivanov A.A., Belchenko Yu.I., Denisov G.G.** Tokamak with Reactor Technologies (TRT): Concept, Missions, Key Distinctive Features and Expected Characteristics. — *Plasma Physics Reports*, 2021, vol. 47, № 11, p. 1092—1106.
2. **MCNP** — a General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Version 5, Volume I: Overview and Theory: LANL/Monte Carlo Team. Los Alamos.
3. **Romano P.K., Benoit Forget.** The OpenMC Monte Carlo Particle Transport Code. — *Annals of Nuclear Energy*, 2013, vol. 51, p. 274—281; <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2012.06.040>.
4. **Portnov D.V., Vysokikh Yu.G., Kashchuk Yu.A., Rodionov R.N.** Tokamak with Reactor Technologies (TRT): Preliminary Analysis of Nuclear Energy Release in Toroidal Field Coils. — *Plasma Physics Reports*, 2021, vol. 47, № 12, p. 1285—1290.
5. **URL:** <https://cae-expert.ru/product/ansys-spaceclaim-direct-modeler> (дата обращения 22.07.2024).
6. **Леонов В.М., Коновалов С.В., Жоголев В.Е., Кавин А.А., Красильников А.В., Куянов А.Ю., Лукаш В.Э., Минеев А.Б., Хайрутдинов Р.Р.** Сценарии разряда токамака с реакторными технологиями. — *Физика плазмы*, 2021, т. 47, № 11, с. 986—997.
7. **Bosh H.-S., Hale G.M.** Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivity's. — *Nuclear Fusion*, 1992, vol. 32, p. 611.
8. **Fausser C., Puma A.L., Gabriel F., Villari R.** Tokamak D-T neutron source models for different plasma physics confinement modes. — *Fusion Engineering and Design*, 2012, vol. 87, № 5—6, p. 787—792.

#### Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, г. Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2



Дмитрий Владиславович Портнов, начальник сектора  
[d.portnov@iterf.ru](mailto:d.portnov@iterf.ru)



Юлия Геннадиевна Высоких, конструктор  
[j.vysokikh@iterf.ru](mailto:j.vysokikh@iterf.ru)



Егор Станиславович Афанасенко, младший научный сотрудник  
[e.afanasenko@iterf.ru](mailto:e.afanasenko@iterf.ru)



Кирилл Константинович Артемьев, научный сотрудник  
[k.artemev@iterf.ru](mailto:k.artemev@iterf.ru)



Юрий Анатольевич Кашук, к.ф.-м.н., заместитель директора  
[y.kashchuk@iterf.ru](mailto:y.kashchuk@iterf.ru)

Статья поступила в редакцию 30 августа 2024 г.

После доработки 8 октября 2024 г.

Принята к публикации 5 февраля 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 68—78.

УДК 533.9, 004.41

## ТЕСТИРОВАНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО КЛАСТЕРА АИП ИКП ПРИ ВЫПОЛНЕНИИ РАСЧЁТА ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТРТ С ПОМОЩЬЮ КОДА OPENMC

*Н.В. Нагорный, Д.В. Портнов, Е.С. Афанасенко, А.С. Ларионов, О.И. Семенов, С.С. Портоне,  
Ю.Г. Высоких*

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

Основными целями проекта аппаратно-инфраструктурной платформы информационно-коммуникационного пространства (АИП ИКП, FusionSpace.RU) являются обеспечение возможности проведения распределённых научных экспериментов и последующее предоставление доступа к результатам измерений участникам АИП ИКП с возможностью выполнения расчётов и анализа данных внутри самой платформы. В настоящее время АИП ИКП находится на этапе опытного образца и проходит предварительные испытания с целью подтверждения технических характеристик системы и отдельное тестирование с целью получения выводов о выполнении типовой научной расчётной задачи с помощью ресурсов кластера, а также о выполнении запросов и ожиданий конкретного пользователя системы. Тестирование вычислительного кластера АИП ИКП проводилось при решении задачи расчёта ядерно-физической модели токамака с реакторными технологиями (ТРТ) с помощью кода OpenMC, выполняемого на CPU-разделе кластера. Тестирование и апробация вычислительного кластера АИП ИКП показали, что аппаратно-программное обеспечение вычислительного кластера выполняет свои функции при работе с научными вычислениями и является достаточным для реалистичного моделирования сложных установок с помощью кода OpenMC. Также рассчитаны значения полного нейтронного выхода установки и спектров нейтронов в различных областях вакуумной камеры ТРТ.

**Ключевые слова:** работа с научными данными, распределённые исследования, цифровая научная платформа, вычислительный кластер, ядерно-физическая модель.

## AIP IKP COMPUTING CLUSTER TESTING WITH CALCULATION OF THE NUCLEAR-PHYSICAL MODEL OF TRT USING THE OPENMC CODE

*N.V. Nagornyi, D.V. Portnov, E.S. Afanassenko, A.S. Larionov, O.I. Semenov, S.S. Portone, Yu.G. Vysokih*

*Institution «Project Center ITER», Moscow, Russia*

The main goal of Infrastructural Hardware Platform of the Common IT Space for Fusion Research (AIP IKP, FusionSpace.RU) project is to provide the ability to conduct distributed scientific experiments and provide access to the measurement results to the AIP IKP participants with the ability to perform calculations and analyze data within the platform itself. At present, the AIP IKP is at the prototype stage and is undergoing preliminary tests to confirm the technical characteristics of the system, and separate testing to obtain conclusions about the execution of a typical scientific computational task using cluster resources, as well as about the fulfillment of requests and expectations of a specific user of the system. Testing of the AIP IKP computing cluster was carried out with solving the problem of calculating the nuclear-physical model of the Tokamak with reactor technologies (TRT) using the OpenMC code executed on the CPU section of the cluster. Testing and approbation of the AIP IKP computing cluster showed that the hardware and software of the computing cluster performs its functions when working with scientific calculations and is sufficient for realistic modeling of complex installations using the OpenMC code. The values of the total neutron yield of the installation and the neutron spectra in various areas of the TRT vacuum chamber were also calculated.

**Key words:** scientific data, distributed research, digital scientific platform, computing cluster, nuclear-physical model.

### ВВЕДЕНИЕ

Аппаратно-инфраструктурная платформа информационно-коммуникационного пространства (АИП ИКП, FusionSpace.RU) [1] представляет собой территориально-распределённую инфраструктуру, объединяющую научные центры, специализирующиеся на исследованиях в области УТС. Основная

цель создания АИП ИКП — проведение распределённых научных экспериментов и последующее предоставление доступа к результатам измерений всем участникам АИП ИКП с возможностью выполнения расчётов и анализа данных внутри самой платформы.

Одним из основных элементов АИП ИКП является вычислительный кластер [2, 3], входящий в состав центрального узла платформы. Вычислительный кластер состоит из двух разделов для выполнения вычислений на CPU (Central Processing Unit), раздел Compute и GPU (Graphics Processing Unit), раздел Compute-GPU, устройствах кластера. Первый раздел включает 16 узлов по 40 CPU (2,5 ГГц) и 40 Гб RAM, второй — два узла по 96 CPU (2,3 ГГц), 448 Гб RAM и по одному GPU — Nvidia A40 48 Гб. Между узлами используются агрегированные сетевые интерлинки с пропускной способностью 2×25 Гб/с. В качестве файловой системы кластера была выбрана распределённая, параллельная, линейно масштабируемая система GlusterFS [4] с защитой от сбоев.

Основными программными средствами вычислительного кластера являются операционная система Ubuntu Linux 20.04 LTS, планировщик заданий с открытым исходным кодом Slurm Workload Manager, интерфейс передачи сообщений (MPI): PMIx, Open MPI, Intel MPI, MPICH, утилита управления окружением Environment modules и платформа для сборки и установки программного обеспечения EasyBuild, включающая множество программных пакетов.

В настоящее время вычислительный кластер АИП ИКП находится в опытной эксплуатации, в ходе которой выполняются проверка и оптимизация конфигурации кластера для решения ресурсоёмких расчётных задач. Одной из таких задач является использование кода OpenMC [5] для вычисления пространственного распределения полей нейтронного и гамма-излучений, энерговыделения в конструктивных элементах токамака ТРТ [6] и их активации.

ТРТ является компактным стационарным токамаком с высоким магнитным полем, электромагнитной системой из высокотемпературных сверхпроводников, дейтериевой термоядерной плазмой, возможностью ограниченного радиационным разогревом дейтерий-третиевых экспериментов, разрабатываемым кооперацией специалистов Частного учреждения «ИТЭР-Центр», АО «НИИЭФА», НИЦ «Курчатовский институт», АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», ИЯФ СО РАН и ИПФ РАН.

Концептуальное проектирование и анализ эксплуатационных характеристик ТРТ были выполнены с использованием существующих научных и технологических баз данных, включая физическую базу данных ИТЭР, принимая во внимание имеющиеся и успешно развивающиеся технологии первой стенки, дивертора, генерации стационарного тока, методы дополнительного нагрева плазмы, такие как инжекция нейтралов, электронный циклотронный резонансный нагрев, ионный циклотронный резонансный нагрев.

ТРТ рассматривается как промежуточный шаг для отработки технологий стационарных режимов будущего дейтерий-третиевого термоядерного реактора и как полномасштабный прототип термоядерного источника нейтронов для гибридного реактора. Программа исследований на ТРТ будет иметь несколько стадий: начальную с работой в водороде и гелии, затем эксперименты с квазистационарной дейтериевой плазмой и, наконец, исследования в ограниченной по времени дейтерий-третиевой плазме.

Реализация концепции ТРТ приведёт к созданию экономически привлекательного термоядерного реактора, что критически важно для быстрого старта термоядерной энергетики.

## ЗАДАЧА ТЕСТИРОВАНИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО КЛАСТЕРА

В дополнение к предварительным испытаниям АИП ИКП, выполняемым с целью проверки состава системы, её технических характеристик и функций на соответствие техническому заданию, данное тестирование было направлено на получение выводов о выполнении типовой научной расчётной задачи с помощью ресурсов кластера, а также о выполнении запросов и ожиданий конкретного пользователя системы.

В рамках тестирования проверялись использование узлов и распределение нагрузки в разделе кластера Compute, загрузка данных и использование планировщика задач, сбор статистики о работе вы-

числительного кластера и определение достаточности развёрнутых программных компонентов для выполнения научного расчёта. Тестирование раздела “Compute-GPU” запланировано в 2025 г.

Методика тестирования вычислительного кластера включила следующую последовательность действий:

1. Проверку доступности узлов и ресурсов вычислительного кластера;
2. Проверку доступности необходимых программных компонентов пакета EasyBuild для запуска OpenMC;
3. Загрузку необходимых для расчёта данных;
4. Проверку конфигурирования, запуска и выполнения расчёта OpenMC в планировщике SLURM;
5. Сбор статистики о работе раздела кластера при выполнении расчёта OpenMC;
6. Оценку результатов выполнения расчёта.

## ВЫПОЛНЕНИЕ РАСЧЁТА С ПОМОЩЬЮ OPENMC

OpenMC (Open Monte-Carlo) моделирует движение нейтронов и фотонов в среде со сложной геометрией распределения материалов. Сложность геометрии соответствует сложности реальной экспериментальной установки, такой как ядерный реактор или, как в нашем случае, термоядерная установка. Модели такой сложности требуют применения метода Монте-Карло. Кроме распределения полей нейтронов и фотонов, в модели должны быть рассчитаны и результаты воздействия этих полей на материалы, включая энерговыделение, активацию и повреждение материалов, деление изотопов урана, наработку плутония, трития и гелия.

OpenMC был выбран в качестве кода для решения задачи ядерно-радиационного транспорта по целому ряду причин. Это проект с открытым исходным кодом, доступный для использования всем. При этом код OpenMC развивается чрезвычайно активно и уже сейчас функционально не уступает признанным в научном сообществе кодам, а в ряде задач превосходит их. Помимо этого, код OpenMC демонстрирует высокие показатели производительности и позволяет сократить использование компьютерного времени при вычислениях.

В качестве средства тестирования загрузки раздела Compute вычислительного кластера АИП ИКП код OpenMC применим благодаря возможностям использования параллелизма распределённой памяти (Message Passing Interface, MPI) для распределения выполняемой задачи между узлами кластера и параллелизма общей памяти (Open Multi-Processing, OpenMP) для распределения в пределах одного узла [7]. Описанные функции OpenMC позволяют использовать все доступные аппаратные ресурсы кластера при правильной настройке.

В настоящее время ТРТ находится на стадии проектирования и расчёт нейтронного транспорта в модели токамака является одной из ключевых задач для оценки нагрузок на первую стенку и другие внутренние компоненты.

Для модели токамака ТРТ необходимо оценить пространственное распределение мощности тепловыделения, удельной на единицу объёма и полное выделение в обмотках ТРТ и прежде всего в самой близкой к плазме катушке — катушке тороидального поля. Эти величины определяют необходимую степень нейтронной защиты и соответствующую величину теплосъёма с элементов электромагнитной системы. Данные расчёты требуется провести с использованием расчётного кода OpenMC.

Входными данными для расчёта ядерно-физической модели ТРТ послужили две модели:

— конструкторская 3D-модель геометрического распределения материалов, содержащая около 2000 ячеек;

— модель нейтронного и фотонного источников.

На рис. 1 представлен разрез геометрии ТРТ в двух проекциях: на рис. 1, *a* — сечение вида сверху (вдоль тороидальной геометрии вакуумной камеры (ВК)), на рис. 1, *б* — поперёк ВК.

Была решена проблема формирования спецификации нейтронного источника в модели. Для этого был разработан код для расчёта нейтронного источника для предварительно рассчитанного равновесного состояния плазмы. В нашем случае был использован источник, соответствующий разряду дейте-

риевой плазмы с ионной температурой 21 кэВ, электронной плотностью  $9,4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и полной интенсивностью нейтронного излучения плазмы  $10^{17} \text{ н/с}$ .

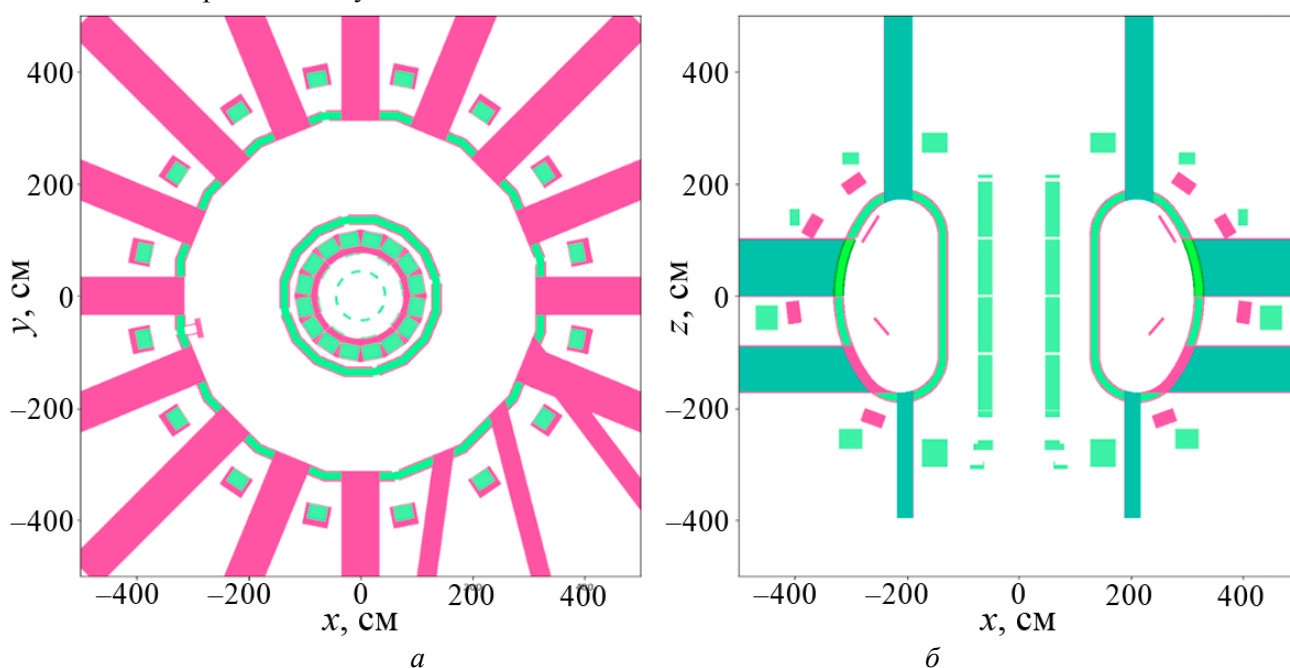


Рис. 1. Упрощённая геометрия ТРТ в OpenMC

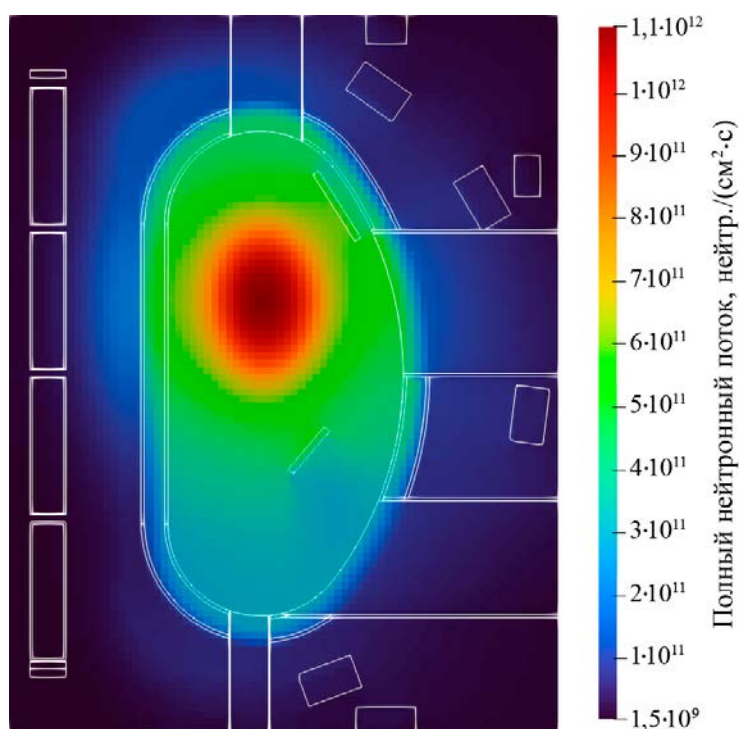


Рис. 2. Полный нейтронный поток в области плазмы токамака ТРТ

пространственным сеткам, были выполнены расчёты по ячейкам модели, соответствующим избранным компонентам. Полученные потоки по ячейкам усреднены по объёму соответствующих компонентов. В частности, на рис 3, а представлены спектры нейтронов в трёх областях ВК ТРТ (внутренняя стенка, внешняя стенка и слой воды между ними), на рис. 3, б — спектры в тороидальной обмотке.

Был выполнен расчёт по модели OpenMC с набором более  $10^{10}$  пробных частиц и получены пространственные распределения плотностей потоков нейтронного и гамма-излучения. Визуализация результатов была также выполнена средствами OpenMC. Полученные пространственные распределения полного нейтронного потока в области внутри вакуумной камеры ТРТ изображены на рис. 2.

Результаты содержат не только пространственное, но и энергетическое распределение нейтронов с различным разрешением для разных областей интереса. Для пространственной сетки (меша) по всему объёму модели было выбрано пять групп по энергии, что достаточно для оценок в зонах, находящихся далеко от источника. Сетки покрывают области портов, тороидальной катушки и ВК по 175 групп, что адекватно для последующего расчёта активации материалов. Помимо расчёта по

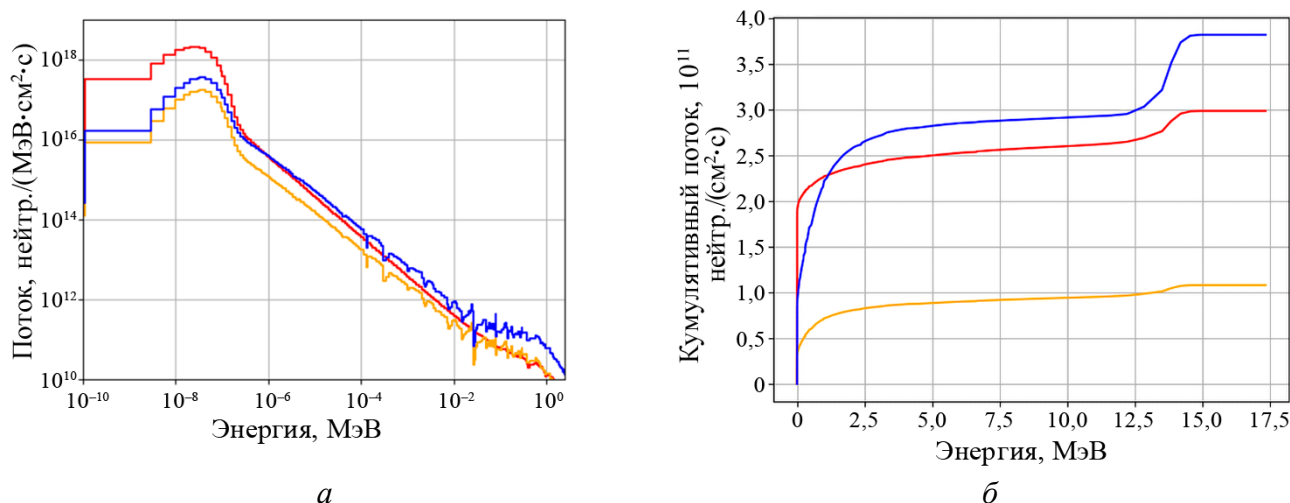


Рис. 3. Спектры нейтронов в вакуумной камере: поток нейтронов внутри стенки ВК (—), на внутренней стенке ВК (—), на внешней стенке ВК (—)

Видно, что в наиболее загруженном внутреннем слое (VV inner) вклад прямых нейтронов (с энергией, близкой к 2,5 МэВ) составляет примерно 40%, а тепловых — 20%. В следующем слое воды (VV water) это уже соответственно 10 и 80%. Если бы в воде был бор, то практически все тепловые нейтроны были бы поглощены в этом слое. В следующем слое (VV outer) вклад прямых нейтронов почти не заметен на фоне тепловых нейтронов. Это означает, что защита бором за пределами ВК также была бы эффективна.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО КЛАСТЕРА

В результате проведения расчёта с использованием кода OpenMC в рамках тестирования вычислительного кластера АИП ИКП были получены положительные результаты.

Было подтверждено использование всех 16 вычислительных узлов раздела Compute.

Определено, что предустановленный программный пакет EasyBuild обеспечивает все необходимые для запуска OpenMC компоненты, а именно:

- CMake — CMake/3.24.3-GCCcore-12.2.0;
- Eigen — Eigen/3.4.0-GCCcore-11.3.0;
- netCDF — netCDF/4.9.0-gompi-2022a;
- Python — Python/3.10.8-GCCcore-12.2.0;
- XZ — XZ/5.2.7-GCCcore-12.2.0;
- OpenBLAS — OpenBLAS/0.3.21-GCC-12.2.0;
- ScaLAPACK — ScaLAPACK/2.2.0-gompi-2022a-fb.

Необходимые для расчёта данные были загружены и применены. Расчётная задача попала в очередь планировщика SLURM, задание было успешно запущено.

В результате выполнения расчёта OpenMC были получены три файла:

1. openmc-out-\*\*\*\*.log — журнал выполнения расчёта.

Из полученного файла следует, что:

- MPI Processes | 16 — задействованы все 16 узлов раздела Compute;
- OpenMP Threads | 40 — на каждом узле запущено 40 параллельных процессов вычисления (по одному на каждый CPU), что свидетельствует о равномерном распределении нагрузки;
- Total time elapsed =  $4,7939 \cdot 10^4$  seconds — время выполнения расчёта;
- Calculation Rate (active) = 208626 particles/second — скорость выполнения расчёта;
- 2. statepoint.\*\*\*.h5 — файл формата HDF5 с полученными данными расчёта;
- 3. tallies.out — репрезентация результатов.

Также информация о работе вычислительного кластера во время выполнения расчёта была отображена в среде визуализации Grafana на панелях мониторинга Server Metrics Dashboard (рис. 4) и SLURM Dashboard (рис. 5). На рис. 5 общее число узлов (Total Nodes) приведено равным 18, но два узла относятся к разделу Compute-GPU и не нагружались во время тестирования, таким образом, собранная статистика относится к 16 узлам раздела Compute.

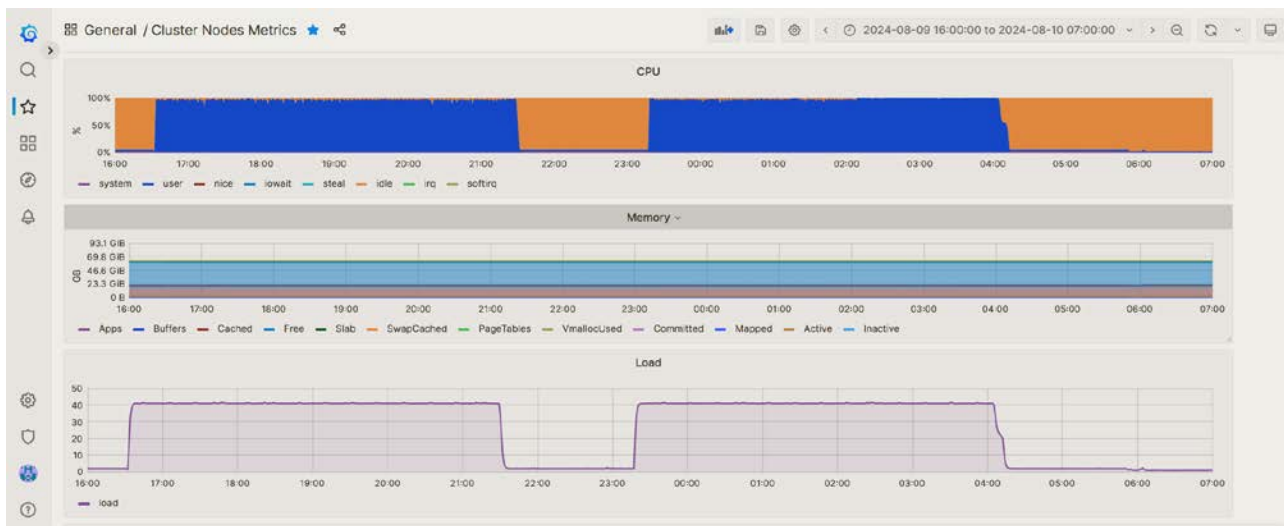


Рис. 4. Информация о работе вычислительного кластера на панели Server Metrics Dashboard (цвета рисунка инвертированы)

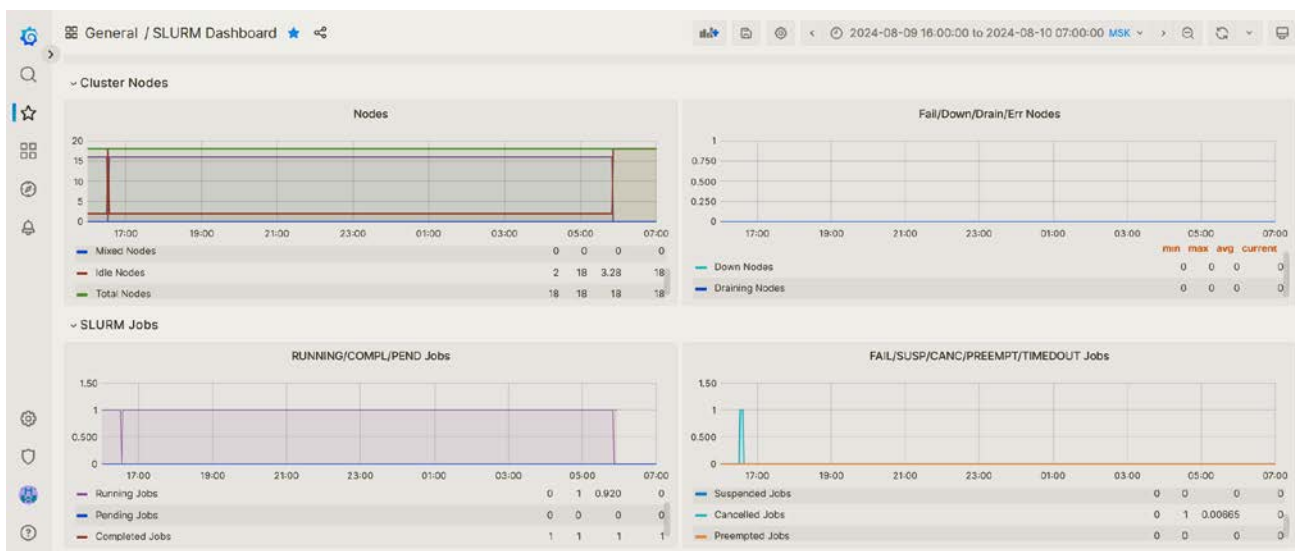


Рис. 5. Информация о работе вычислительного кластера на панели SLURM Dashboard (цвета рисунка инвертированы)

В процессе тестирования вычислительного кластера были собраны отзывы пользователей, выполняющих расчёты с использованием кода OpenMC, о работе вычислительной системы, что позволило получить дополнительный вывод об удобстве выполнения научных задач на вычислительном кластере. Данные отзывы будут использованы при дальнейших доработках интерфейса системы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Протестирована работа программного кода OpenMC с 3D-моделью токамака ТРТ, содержащей порядка 2000 ячеек. Успешно проведены расчёты полного нейтронного выхода установки и спектров

нейтронов в различных областях вакуумной камеры ТРТ. Набрана статистика порядка  $10^{10}$  сгенерированных программой частиц. Результаты показали приемлемые значения нейтронных потоков и достаточные для тестирования работы расчётного кода OpenMC на кластере.

Тестирование и апробация вычислительного кластера АИП ИКП показали, что аппаратно-программное обеспечение вычислительного кластера выполняет свои функции при работе с научными вычислениями и является достаточным для реалистичного моделирования сложных установок с помощью кода OpenMC. Функционал кластера соответствует заявленному и позволяет выполнять распределение нагрузки между узлами и планирование задач.

Выполнение расчёта с использованием кода OpenMC в качестве типовой задачи для вычислительного кластера позволило сделать выводы о равномерном распределении нагрузки в разделе кластера, удобстве запуска расчётной задачи и возможности использования современного средства мониторинга работы кластера. Полученная модель необходима для разрабатываемых в настоящее время критических компонентов установки ТРТ: вакуумной камеры и катушек тороидального поля. В дальнейшем модель послужит базой для полной ядерно-радиационной модели установки, цель которой — обеспечить всеобъемлющей информацией различные направления разработки, включая, в первую очередь, радиационную безопасность при эксплуатации установки и выводе из эксплуатации, а также диагностику плазмы, тепловые нагрузки и многое другое.

Работа выполнена в соответствии с государственным контрактом с Госкорпорацией «Росатом» от 22 марта 2023 г. № Н.4к.241.09.23.1036 «Разработка и создание аппаратно-инфраструктурной платформы информационно-коммуникационного пространства в области термоядерных исследований в Российской Федерации. Этап 2023—2024 годов» и в соответствии с государственным контрактом с Госкорпорацией «Росатом» от 17 апреля 2023 г. № Н.4к.241.09.23.1060 «НИОКР в обоснование программы исследований и технических требований к системам токамака с реакторными технологиями. Этап 2023—2024 годов».

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Портоне С.С., Миронова Е.Ю., Семенов О.И., Ежова З.В., Семенов Е.В., Миронов А.Ю., Ларионов А.С., Нагорный Н.В., Звонарева А.А., Григорян Л.А., Гужев Д.И., Николаев А.И., Семенов И.Б., Красильников А.В.** Развитие аппаратно-инфраструктурной платформы информационно-коммуникационного пространства как инструмента интеграции исследований в области УТС. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 4, с. 34—44.
2. **Ларионов А.С., Семенов О.И., Портоне С.С., Миронова Е.Ю., Нагорный Н.В.** Единый расчётный сегмент для УТС-исследований. — В сб.: XX Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы». Сочи, «Парк Отель», 18.09—22.09.2023. — М.: «Т8 Издательские технологии», 2023, с. 340.
3. **Нагорный Н.В., Миронова Е.Ю., Портоне С.С., Семенов О.И., Ежова З.В., Миронов А.Ю., Ларионов А.С., Григорян Л.А., Гужев Д.И., Семенов Е.В., Николаев А.И., Нестеренко В.М., Арбузова Т.В., Семенов И.Б., Красильников А.В.** Разработка концепции получения и хранения научных данных УТС-исследований в аппаратно-инфраструктурной платформе информационно-коммуникационного пространства. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 2, с. 7—14.
4. **Gluster Inc.** Gluster Docs — Introduction; <https://docs.gluster.org/en/latest/Administrator-Guide/GlusterFS-Introduction/>.
5. **Romano P.K., Horelik N.E., Herman B.R., Nelson A.G., Forget B., Smith K.** OpenMC: a State-of-the-Art Monte Carlo Code for Research and Development. — Ann. Nucl. Energy, 2015, vol. 82, p. 90—97.
6. **Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н.** Токамак с реакторными технологиями (TRT): концепция, миссии, основные особенности и ожидаемые характеристики. — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 11, с. 970—985.
7. **The OpenMC Monte Carlo Code. User's Guide. 13. Running in Parallel;** <https://docs.openmc.org/en/latest/sersguide/parallel.html>.

**Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, г. Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2.**



Никита Васильевич Нагорный, начальник сектора  
N.Nagorny@iterrf.ru



Дмитрий Владиславович Портнов, начальник сектора  
D.Portnov@iterrf.ru



Егор Станиславович Афанасенко, младший научный сотрудник  
E.Afanasyenko@iterrf.ru



Алексей Сергеевич Ларионов, начальник сектора  
A.Laryonov@iterrf.ru



Олег Игоревич Семенов, начальник сектора  
O.Semenov@iterrf.ru



Сергей Сергеевич Портоне, начальник отдела  
S.Portone@iterrf.ru



Юлия Геннадьевна Высоких, специалист  
J.Vysokih@iterrf.ru

Статья поступила в редакцию 29 сентября 2024 г.

После доработки 23 октября 2024 г.

Принята к публикации 18 апреля 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 79—86.

## ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА РАЗВИТИЕ ЗАПЕРТЫХ МГД-ВОЗМУЩЕНИЙ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА T-10

*П.В. Саврухин<sup>1,2</sup>, Е.А. Шестаков<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup>НИИУ «МЭИ», Москва, Россия

Рассматриваются процессы развития запертых магнитогиродинамических (МГД) возмущений в условиях с цельнометаллическими вольфрамовыми лимитерами в токамаке T-10. Приводится описание системы генерации внешних резонансных магнитных полей на основе восьми рамочных обмоток, оборудованных на токамаке T-10 для исследования условий дестабилизации запертых МГД-возмущений. Анализируются эффекты экранировки внешних магнитных полей элементами конструкции установки. Проведённые исследования показали резонансный характер влияния внешних магнитных возмущений на развитие МГД-возмущений в плазме токамака T-10, а также увеличение порогов дестабилизации запертых МГД-мод в плазме с высокой плотностью. Результаты экспериментов сравниваются с феноменологической моделью развития тиринг-мод во вращающейся плазме. Модельные расчёты позволяют описать характерные особенности воздействия внешних резонансных магнитных полей, включая замедление и остановку углового вращения магнитных островов и последующее нарастание запертых МГД-возмущений.

**Ключевые слова:** токамак, запертые МГД-возмущения, тиринг-мода, срыв плазмы.

## EFFECT OF THE RESONANT MAGNETIC FIELDS ON QUASI-STATIONARY MHD PERTURBATIONS IN T-10 TOKAMAK

*P.V. Savrukhin<sup>1,2</sup>, E.A. Shestakov<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

<sup>2</sup>NRU «Moscow Power Engineering Institute», Moscow, Russia

Processes of development of quasi-stationary magnetohydrodynamic (MHD) disturbances under conditions with all-metal tungsten limiters in the T 10 tokamak are considered. A description is given of the system for generating external resonant magnetic fields based on eight saddle windings equipped on the T-10 tokamak to study the conditions for destabilization of quasi-stationary MHD perturbations. The effects of shielding of external magnetic fields by the T-10 vacuum vessel are analyzed. The studies showed the resonant nature of the influence of external magnetic disturbances on the development of MHD perturbations in the plasma of the T-10 tokamak, as well as an increase in the destabilization thresholds of quasi-stationary MHD modes in high-density plasma. The experimental results are compared with a phenomenological model of the development of tearing modes in a rotating plasma. Model calculations make it possible to describe the characteristic features of the influence of external resonant magnetic fields, including the slowing down and stopping of the angular rotation of magnetic islands and the subsequent increase in quasi-stationary MHD perturbations.

**Key words:** tokamak, quasi-stationary MHD perturbations, tearing mode, plasma disruptions.

### ВВЕДЕНИЕ

Магнитогиродинамические (МГД) возмущения и связанная с ними неустойчивость срыва ограничивают стационарное поддержание плазменных разрядов в токамаке при работе в режимах с высокой плотностью плазмы и при повышенном относительном давлении [1—3]. МГД-возмущения в высокотемпературной замагниченной плазме токамака связываются, как правило, с формированием маг-

нитных островов, развивающихся во внутренних областях плазмы вблизи магнитных поверхностей с целочисленными значениями коэффициента запаса устойчивости  $q$  ( $q = d\psi_t/d\psi_p$ ,  $\psi_t$  и  $\psi_p$  — тороидальный и полоидальный магнитный поток соответственно). В отличие от граничных локализованных мод (ЭЛМ), развивающихся в режимах с улучшенным удержанием (Н-мода), и внешних винтовых возмущений (RWM-мод), формируемых при повышенном давлении вблизи внешней границы плазмы, магнитные острова вблизи резонансных поверхностей существуют практически во всех режимах работы токамаков [4]. Зарождение магнитных островов зависит, в первую очередь, от профилей тока и давления в плазме, а также от внешних возмущений магнитных полей [1, 5]. Винтовые магнитные поля в токамаке естественным образом характеризуются двумя периодами возмущений — продольным и поперечным, при этом каждая отдельная гармоника описывается двумя периодами возмущений —  $\lambda_{\parallel} = 2\pi R/n$  и  $\lambda_{\perp} = 2\pi r/m$  ( $m, n$  — полоидальные и тороидальные волновые числа,  $R$  и  $r$  — большой и малый радиус магнитной поверхности соответственно). Возмущения магнитных полей, связанные с развитием МГД-возмущений, и внешние магнитные поля представляются в виде винтовых гармоник:  $B_{rm} = B_r \exp(jm\chi_m)$  и  $B_{em} = B_e \exp(jm\chi_e)$ , где  $\chi_m, \chi_e$  — фазы МГД-мод и внешних магнитных полей соответственно,  $m\chi_m = m\theta - n\phi + \int \omega_m dt$ ,  $m\chi_e = m\theta - n\phi + \int \omega_e dt$ , где  $\theta, \phi$  — полоидальная и продольная (тороидальная) координаты,  $\omega_m, \omega_e$  — угловые скорости вращения. Резонансное взаимодействие МГД-возмущений, развивающихся вблизи резонансных поверхностей  $r = r_s$ ,  $m/n = q(r_s)$  и внешних магнитных полей, происходит при совпадении фаз и пространственной структуры винтовых гармоник. В плазме токамака резонансное взаимодействие может, в принципе, носить многомодовый характер, в первую очередь из-за тороидального зацепления винтовых гармоник. В настоящей работе при анализе экспериментов на токамаке T-10 с аспектным отношением  $R/a \sim 5$  зацепление винтовых гармоник не рассматривается. Как показали предыдущие исследования, воздействие на магнитные острова оказывается наиболее сильным при использовании внешних магнитных полей [2, 6, 7] и токов в периферийных областях плазмы [8, 9], имеющих пространственно-временную структуру, резонансную с МГД-возмущениями  $m = 2, n = 1$ . В этих условиях резонансные магнитные поля позволяют контролировать процессы развития магнитных островов в широком диапазоне изменения параметров плазмы [2].

Особое внимание в исследованиях на крупных токамаках привлекает проблема запертых (не вращающихся) МГД-возмущений [2, 5, 6, 10, 11]. В теоретических моделях рассматривают различные механизмы развития запертых МГД-мод [2]:

— воздействие внешних полей на развитие внутренних МГД-возмущений сильно подавляется естественным вращением проводящей плазмы вблизи резонансной поверхности. Однако, когда амплитуда внешнего поля превышает определённое критическое значение, вращение плазмы вблизи резонансной поверхности внезапно останавливается и происходит формирование магнитных островов, определяемое магнитным пере замыканием под воздействием внешних резонансных полей (явление «проникновения» внешнего резонансного поля в первоначально устойчивую плазму);

— запертые МГД-моды могут развиваться в результате замедления и остановки существующих в плазме магнитных островов. В этом случае воздействие внешних резонансных магнитных полей естественным образом зависит от фазы вращающихся МГД-возмущений по отношению к внешним полям, а также от скоростей вращения плазмы, окружающей магнитный остров.

Остановка вращения МГД-мод, как правило, сопровождается резким нарастанием амплитуды возмущений, а в ряде случаев приводит к срыву плазменного разряда. Одним из факторов, способствующих развитию запертых МГД-возмущений, является нарушение симметрии равновесной магнитной конфигурации токамака (формирование рассеянных магнитных полей). Пороговая амплитуда рассеянных полей, приводящих к развитию запертых МГД-возмущений, значительно уменьшается при замедлении вращения плазмы в условиях, характерных для крупных токамаков [2]. Такие особенности делают эту неустойчивость потенциально опасной в будущем токамаке-реакторе ИТЭР с замедленным вращением плазмы в режимах с естественным горением. Хотя основная причина возникновения рассеянных полей, связанная с погрешностями изготовления магнитной системы токамака и несимметричным расположением токопроводящих элементов, может быть сведена к минимуму за счёт повышен-

ной точности монтажа оборудования, существует ряд факторов, принципиально не устранимых в экспериментах. Это связано, в первую очередь, с несимметричным расположением механических конструкций токамака (дивертор, диагностические патрубки, системы инжекции нейтральных частиц), неоднородным взаимодействием внутренних возмущений плазмы (зацепление МГД-мод) и локальным характером взаимодействия плазмы с поверхностью камеры при большом срыве разряда (возбуждение гало-токов и инжекция примесей). Разнообразие источников возбуждения неоднородных магнитных полей снижает надёжность предсказаний развития неустойчивостей и затрудняет разработку систем стабилизации в будущих экспериментах.

В настоящее время существует несколько методик определения структуры рассеянных полей. Прямой метод основан на расчётах магнитных полей, возбуждаемых токами в магнитной системе токамака. Такие расчёты содержат трёхмерное моделирование магнитных потоков (включая потоки, наводимые в проводящих конструкциях токамака) при заданном расположении управляющих обмоток. К сожалению, такое моделирование не обеспечивает требуемой точности определения рассеянных полей как вследствие сложной пространственной структуры наведённых потоков, так и из-за возможных механических деформаций конструкции токамака в течение эксперимента. Другим методом является непосредственное измерение винтовых возмущений магнитных полей с помощью магнитных зондов. Расположение таких зондов на удалении от границы плазмы (а в ряде случаев и снаружи вакуумной камеры токамака) затрудняет определение локальной структуры полей внутри плазменного шнура. Рассеянные поля в этом случае определяются из анализа порогов дестабилизации запертых МГД-возмущений при различной амплитуде и фазе внешних винтовых магнитных полей [12—14].

Подробные исследования тиринг-мод, проведённые на токамаках [2, 15, 16], позволили определить характерные особенности развития плазменных возмущений и оценить параметрические зависимости (скейлинги) порогов дестабилизации неустойчивости в различных условиях разряда. Исследования показывают, что развитие тиринг-мод зависит от сложной комбинации параметров плазмы, таких как проводимость, вязкость и инерция, а также радиальных распределений плотности тока и скоростей вращения плазмы. К сожалению, недостаточно высокая точность измерения таких параметров в современных экспериментах затрудняет определение условий дестабилизации неустойчивости. Более того, сложная нелинейная динамика тиринг-мод и нестационарный характер параметров плазмы затрудняют использование полученных скейлингов для предсказания порогов развития неустойчивости в будущих экспериментах. В таких условиях рассмотрение эволюции тиринг-мод требует детального численного моделирования физических процессов, связанных как с внутренними условиями в плазменном разряде, так и с внешними условиями эксперимента (воздействия внешних винтовых магнитных полей, наличие проводящего кожуха). В настоящей работе нелинейная динамика МГД-мод исследуется с помощью феноменологической модели [17], объединяющей различные эффекты, предсказываемые теорией тиринг-мод [2, 5, 15, 16]. При этом идентификация параметров модели проводится с использованием экспериментальных данных токамака T-10.

Наряду с рассмотрением сложной нелинейной динамики возмущений плазмы для предсказания порогов развития запертых мод в будущих экспериментах возможно использовать характерные параметрические зависимости (скейлинги) порогов дестабилизации запертых мод, полученные в различных условиях плазменного разряда (см., например, Compass-C [18] и DIII-D [6]). Одной из особенностей таких зависимостей является обнаруженное в экспериментах на токамаке JET с однонулевым дивертором повышение порогов дестабилизации запертых мод по сравнению с экспериментами с лимитерной конфигурацией [11, 19]. В соответствии с расчётами [19] это отличие может быть связано со значительным снижением концентрации примесей в плазме при наличии дивертора (эффективный заряд плазмы  $Z_{\text{эф}}$  в диверторной конфигурации в 1,5—2 раза ниже по сравнению с лимитерной конфигурацией). Такое снижение порогов дестабилизации запертых МГД-возмущений при увеличении количества тяжёлых примесей в пристеночной плазме может представлять опасность при использовании цельнометаллической первой стенки токамака на основе вольфрамовых пластин (ИТЭР).

Для анализа процессов дестабилизации запертых МГД-возмущений и возможного предсказания механизмов их подавления в условиях с цельнометаллическими лимитерами в настоящей работе рас-

смаатриваются результаты экспериментов на токамаке Т-10 с системой генерации внешних резонансных магнитных полей на основе дополнительных рамочных обмоток. В дополнение к предыдущим экспериментам на токамаке Т-10 [8, 9] по исследованию воздействия гало-токов в периферийных областях плазмы на устойчивость МГД-мод в условиях с графитовыми элементами первой стенки в особых режимах с низкой плотностью эксперименты, представленные в настоящей статье, проводились в условиях с цельнометаллическими вольфрамовыми лимитерами в режимах с относительно высокой плотностью. Более того, в отличие от предыдущих экспериментов использование рамочных обмоток в настоящей работе позволило определить спектр гармоник внешних магнитных полей. Дополнительным отличием настоящих экспериментов является также непосредственное измерение эффекта экранировки проводящей стенки с помощью регистрации переменных магнитных полей внутри вакуумной камеры токамака с помощью подвижных магнитных зондов. Определение порогов запертых МГД-мод в условиях с вольфрамовыми лимитерами даёт дополнительную информацию для анализа порогов дестабилизации запертых МГД-возмущений при увеличении количества тяжёлых примесей в пристеночной плазме в условиях, характерных для токамака при использовании цельнометаллической вольфрамовой первой стенки. В статье описывается система генерации внешних резонансных магнитных полей на токамаке Т-10, анализируется воздействие внешних резонансных магнитных полей на развитие МГД-возмущений в режимах с различной плотностью плазмы, результаты экспериментов сравниваются с феноменологической моделью запертых МГД-возмущений с помощью численной модели тиринг-мод в вязкой высокотемпературной плазме.

### СИСТЕМА ГЕНЕРАЦИИ ВНЕШНИХ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10

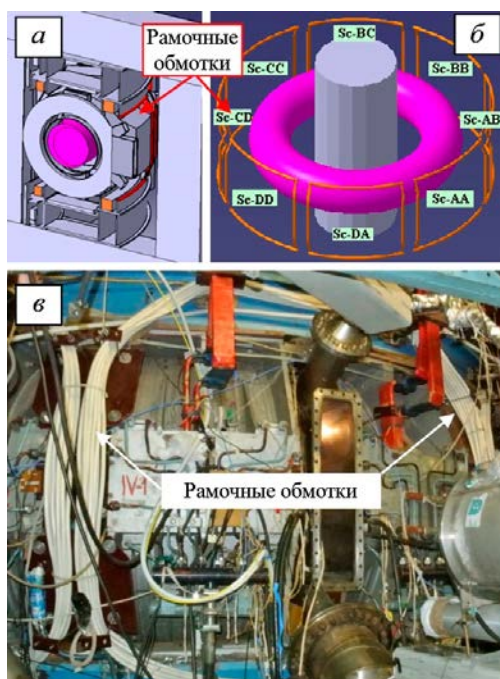
Генерация внешних резонансных магнитных полей на токамаке Т-10 обеспечивается системой из восьми рамочных обмоток (рис. 1), расположенных вне вакуумной камеры на внешней стороне тора [20]. Рамочные обмотки (длина основания  $L_{SC} \approx 2$  м, высота  $H_{SC} \approx 1,5$  м) закреплены на блоках катушек тороидального поля равномерно вдоль тороидального обхода токамака симметрично относительно экваториальной плоскости тора. Каждая обмотка состоит из 11 витков медного кабеля (площадь поперечного сечения токопроводящего проводника  $120 \text{ мм}^2$ ).

Система питания построена на базе тиристорных преобразователей ВДУ-1250 (ток  $I \leq 1250$  А, напряжение  $V \leq 55$  В) [21]. Полярность токов в обмотках задаётся до начала экспериментов и может быть изменена в промежутках между импульсами. Коммутация обмоток осуществляется переключением токоподводящих шин.

В стандартной схеме экспериментов катушки в противоположных октантах соединены в противофазе для генерации тороидальных гармоник  $n = 1$ . Четыре пары обмоток включаются независимо в течение импульса токамака в зависимости от работы четырёх источников питания ВДУ-1250.

Расчёт амплитуды тороидальных ( $n$ ) и полоидальных ( $m$ ) гармоник вакуумных магнитных полей, создаваемых системой рамочных катушек, проводился в предположении цилиндрической геометрии. Обмотки представлялись в виде бесконечных проводников, расположенных в заданных из эксперимента угловых и радиальных позициях. Применимость цилиндрического приближения согласуется с большим

Рис. 1. Схематичное изображение внешних рамочных обмоток, используемых на токамаке Т-10 для генерации резонансных магнитных полей (а, б), расположение обмоток на установке токамак Т-10 в квадранте А (в)



аспектным отношением токамака Т-10 ( $R_0/a \sim 5$ ). Результаты расчётов внешних магнитных полей представлены на рис. 2.

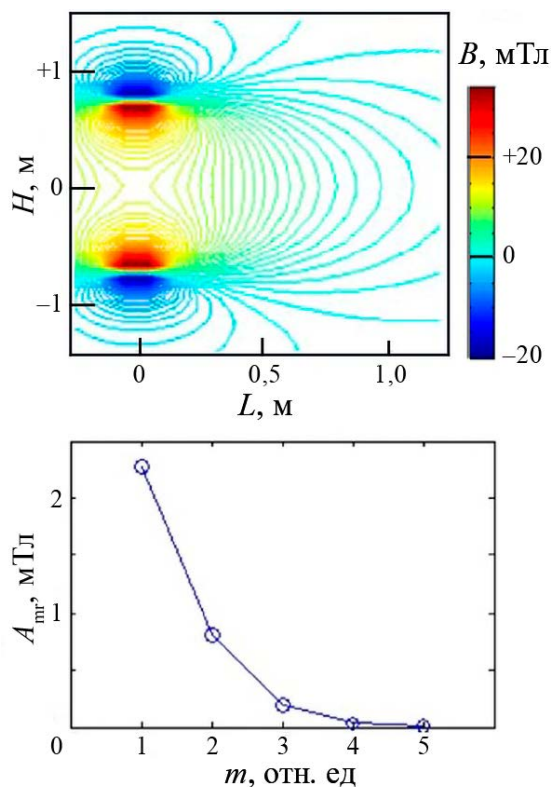


Рис. 2. Расчётное двумерное распределение амплитуды магнитных полей в вакууме, генерируемых одной рамочной обмоткой (а), амплитуда полоидальных гармоник внешних резонансных магнитных полей, генерируемых четырьмя парами обмоток, включённых попарно в противофазе для формирования возмущений с тороидальным волновым числом  $n = 1$  (б). Показаны результаты расчётов на поверхности  $q = 2$  ( $R = 1,75$  м,  $r_s = 0,25$  м)

Магнитный зонд изготовлен из медной проволоки в лаковой изоляции диаметром 0,17 мм, намотанной на прямоугольный каркас (внешний размер обмотки 28 мм × 33 мм, количество витков 4700, высота зонда 26 мм).

Результаты измерения стационарного магнитного поля датчиком Холла в камере токамака на разных расстояниях от оси рамочной обмотки представлены на рис. 4, а. Амплитуда магнитного поля вблизи области расположения внешней границы резонансной магнитной поверхности  $q = 2$  в характерных условиях плазменных разрядов в токамаке Т-10 ( $R = 1,75$  м,  $r_s = 0,25$  м)  $B \sim 3,5\text{--}4,0$  мТл. На рис. 4 также показаны (треугольный символ) результаты расчёта магнитных полей на внешней границе поверхности  $q = 2$  ( $R = 1,75$  м,  $r_s = 0,25$  м). Результаты измерения переменных (50 Гц) магнитных полей с помощью подвижного магнитного зонда, вводимого в вакуумную камеру через горизонтальный патрубок токамака до начала экспериментов с плазмой, показаны на рис. 4, б. При перемещении зонда внутри вакуумной камеры ( $L = 0\text{--}0,8$  м) наблюдается ослабление переменного магнитного поля. (Значение  $L = 0$  соответствует расположению рамочной обмотки.) В отличие от стационарных полей при приближении к внутренней стенке вакуумной камеры ( $L > 0,8$  м на рис. 4, б) наблюдается увеличение амплитуды переменного магнитного поля.

Расчёты, проведённые для системы рамочных обмоток на токамаке Т-10, показали, что внешние магнитные поля характеризуются спектром полоидальных гармоник  $m = 1\text{--}5$  (см. рис. 2, б). При расположении обмоток на внешней стороне тора максимальная гармоника имеет структуру  $m = 1$ . Амплитуда гармоники  $m = 2$  ( $n = 1$ ), резонансной с МГД-возмущениями  $m = 2, n = 1$  на поверхности  $q = 2$  ( $R = 1,75$  м,  $r_s = 0,25$  м), достигает  $B_{2,1} = 0,75$  мТл.

Особенностью токамака Т-10 является наличие медного стабилизирующего кожуха и магнитопровода из магнитомягкого железа с четырьмя внешними и одним центральным стержнем. Кожух представляет собой толстостенные формованные секции из меди толщиной 50 мм, расположенные на внешней стороне вакуумной камеры сверху и снизу тора с относительно небольшими разрезами для диагностических и технологических патрубков. Наличие магнитопровода и кожуха может приводить к искажению внешних магнитных полей, генерируемых рамочными обмотками. Для анализа этого эффекта на токамаке Т-10 были проведены пространственные и временные измерения распределения магнитных полей внутри вакуумной камеры в стандартных стационарных режимах работы, а также при генерации внешних переменных полей в режимах с осциллирующими токами в рамочных обмотках, задаваемыми токовыми генераторами БП-267 (ток 6 А, частота 50 Гц).

До начала экспериментов в вакуумную камеру токамака вводились подвижный датчик Холла и высокочувствительный магнитный зонд, закрепляемые на перемещаемом штоке (рис. 3). Использовался датчик Холла SS495А с интегрированным усилителем (чувствительность датчика  $k = 31,25 \pm 1,25$  В/Тл).

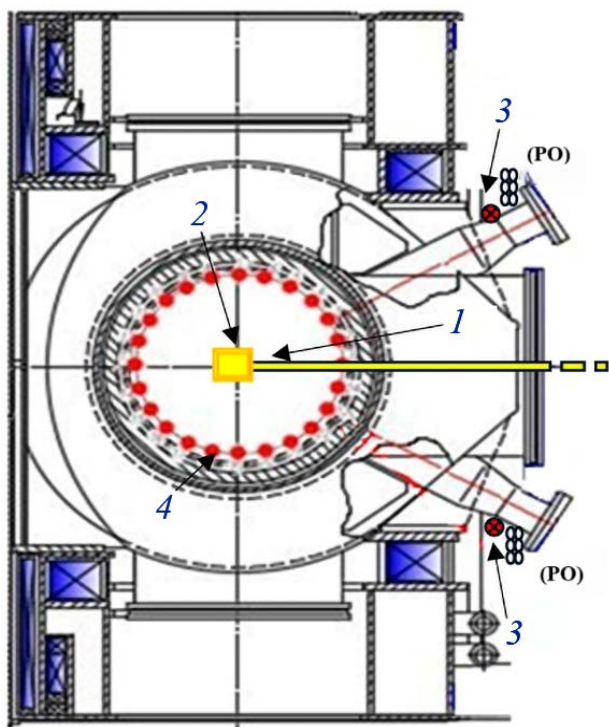
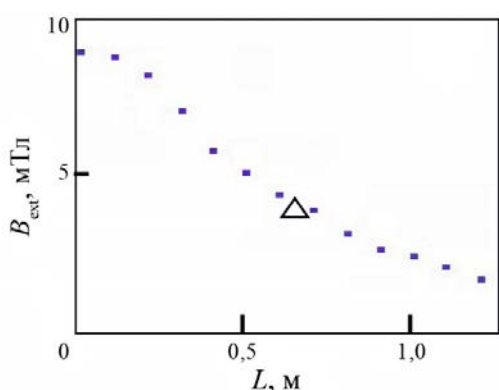


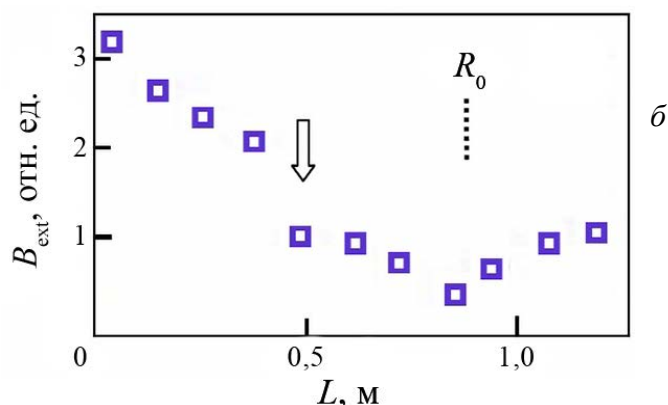
Рис. 3. Расположение подвижного магнитного зонда (1) и датчика Холла (2), вводимых в камеру токамака до начала экспериментов для измерения эффекта экранировки магнитных полей, генерируемых рамочными обмотками (РО) на токамаке Т-10. Также схематически показано расположение седловых петель (3) и 24 внутрикамерных полоидальных магнитных зондов (4), используемых для измерения соответственно радиальных и полоидальных возмущений магнитных полей и МГД-возмущений плазмы

Этот эффект может быть связан с концентрацией наведённых магнитных потоков в кожухе токамака и тороидальных катушках продольного поля, имеющих клиновидную форму, сходящуюся к центру токамака. Эффект «усиления» переменного магнитного поля отсутствует при отклонении вниз от экваториальной плоскости тора ( $h \sim 27$  см), что может указывать на несущественное искажение полей в районе расположения поверхности  $q = 2$  в проводимых экспериментах. Дополнительным результатом проведённых измерений является резкое уменьшение амплитуды переменных магнитных полей при помещении зонда внутри вакуумной камеры (см. стрелку на рис. 4, б). Это позволяет уточнить расположение «проводящей стенки» ( $r = r_w$ ), используемой при моделировании запертых МГД-мод.

Измерения магнитных полей, генерируемых при одновременном включении всех обмоток ( $I_{sc} = 13,75$  кА виток), проводились в промежутке между импульсами токамака с помощью стандартных магнитных зондов, расположенных внутри вакуумной камеры равномерно по полоидальному обходу тора (см. рис. 3). Результаты измерений амплитуды полоидальной компоненты магнитных полей в полярных координатах показаны на рис. 5, а.



а



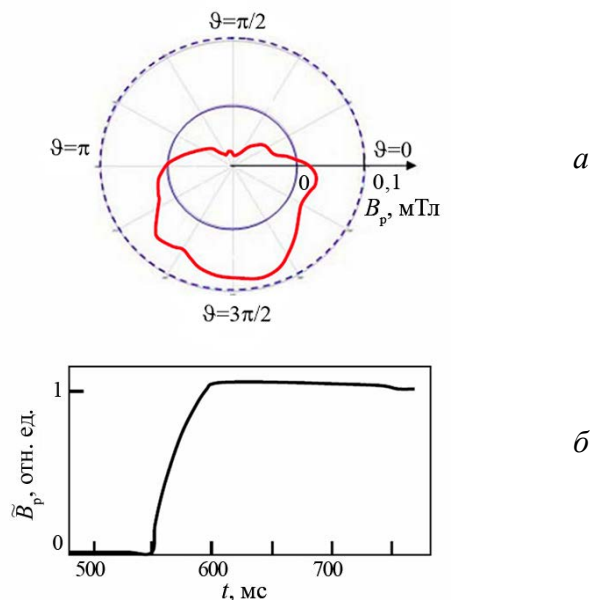
б

Рис. 4. Амплитуда стационарных (а) и переменных (б) радиальных магнитных полей в экваториальной плоскости внутри вакуумной камеры токамака Т-10, измеряемых с помощью датчика Холла и магнитного зонда соответственно до начала экспериментов с плазмой. Значение  $L = 0$  соответствует расположению рамочной обмотки. Стационарные магнитные поля создаются одной рамочной обмоткой с токами  $I_{sc} = 13,75$  кА·виток. Переменные токи в обмотке задаются генератором БП-267 (ток 6 А, частота 50 Гц). Треугольный символ на рис. 4, а показывает расчётное значение амплитуды радиального магнитного поля вблизи области расположения внешней границы резонансной магнитной поверхности  $q = 2$  в характерных условиях плазменных разрядов в токамаке Т-10

Максимальная амплитуда возмущений гармоники  $m = 2$ , определённая на основе анализа Фурье результатов измерений полоидальных магнитных зондов на поверхности  $q = 2$  ( $r_{s2} = 0,25$  м), равняется  $B_{m2} \approx 0,7$  мТл, и она оказывается близка к расчётным данным. В расчётах предполагалось ослабление магнитных возмущений в соответствии с радиальной зависимостью ( $r/r_{probe}$ ).

При помощи полоидальных магнитных зондов в токамаке Т-10 определялось также время проникновения магнитного поля внутрь вакуумной камеры. Типичная временная эволюция сигнала магнитного зонда, расположенного внутри вакуумной камеры на внешней стороне тора вблизи экваториальной плоскости, показана на рис. 5, б. Включению токов в рамочных обмотках ( $t = 560$  мс на рис. 5, б) соответствует увеличение полоидального магнитного поля с характерным временем нарастания  $\delta t \sim 40$  мс. Такие времена соответствуют временам нарастания токов в рамочных обмотках [21].

Рис. 5. Амплитуда полоидальной компоненты внешних резонансных магнитных полей в полярных координатах на поверхности  $q = 2$ ,  $r_{s2} = 0,25$  м (сплошная окружность соответствует нулевой амплитуде, пунктирная —  $B_p = 0,1$  Тл), в расчётах предполагалось ослабление магнитных возмущений в соответствии с радиальной зависимостью ( $r/r_{probe}$ ) (а). Временная эволюция возмущений полоидального магнитного поля, измеренных при включении токов в рамочных обмотках с помощью магнитного зонда, расположенного внутри вакуумной камеры токамака Т-10 на внешнем обводе тора (б)



### ВОЗДЕЙСТВИЯ ВНЕШНИХ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА РАЗВИТИЕ МГД-ВОЗМУЩЕНИЙ В РЕЖИМАХ С РАЗЛИЧНЫМИ ЗНАЧЕНИЯМИ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

Анализ МГД-возмущений в плазме токамака Т-10 проводился с помощью стандартных электромагнитных и рентгеновских диагностик [22, 23]. Для дополнительного анализа запертых МГД-возмущений использовались четыре седловые петли. Седловые петли расположены на внешней стороне блоков тороидального поля симметрично относительно горизонтальных патрубков и охватывают секторы  $\pm 25$  градусов вдоль тороидального обхода тора. Верхняя и нижняя границы петель располагаются симметрично относительно экваториальной плоскости тора на высоте  $H_{up} = +680$  мм и  $H_{low} = -680$  мм соответственно. Система обеспечивает измерения радиальных возмущений запертых и медленно вращающихся МГД-мод. Типичная временная эволюция сигналов седловых петель при развитии неустойчивости срыва в токамаке Т-10 в режиме при предельно высокой плотности показана на рис. 6. Анализ экспериментов показал, что расположение седловых петель вне вакуумной камеры токамака позволяет проводить измерения магнитных возмущений с частотами до  $f = 2-2,5$  кГц.

Предыдущие эксперименты на токамаке Т-10 показали резонансный характер воздействия внешних резонансных магнитных полей на МГД-устойчивость плазмы [20]. Эффект воздействия внешних резонансных магнитных полей проявляется наиболее отчётливо в режимах с коэффициентом запаса устойчивости на границе плазменного шнура  $q_a \sim 3$ . При этом воздействие внешних полей на МГД-устойчивость плазмы существенно зависит от пространственной ориентации внешнего резонансного магнитного поля. Направление внешнего магнитного поля, при котором происходит повышенное влияние на частоту вращения магнитных возмущений, имеет узкое пространственное распределение и соответствует направлению результирующего магнитного поля между рамочными обмотками Sc-BB и

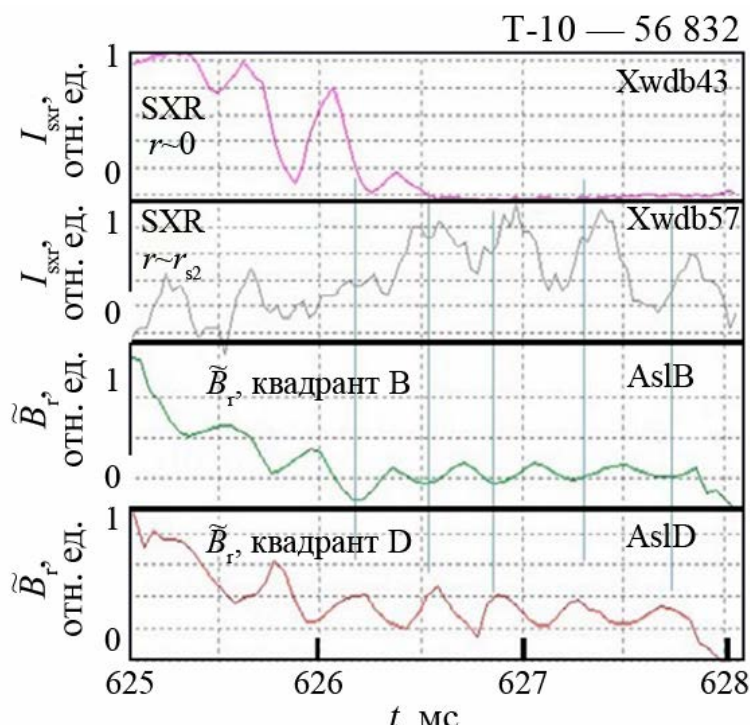


Рис. 6. Временная эволюция параметров плазмы при развитии срыва в режиме с предельно высокой плотностью:  $I_{SXR}$  — интенсивность мягкого рентгеновского излучения, измеренная с помощью газовых детекторов из центральной и периферийной зоны плазмы (Xwdb43 и Xwdb57 соответственно);  $\tilde{B}_r$  — возмущения радиальных магнитных полей, измеренные с помощью седловых петель, расположенных в противоположных квадрантах симметрично относительно экваториальной плоскости тора на внешней стороне катушек тороидального поля

( $t > 550$ — $600$  мс на рис. 7). После полной остановки вращения («запираания» моды) наблюдается резкий рост амплитуды МГД-возмущений с последующим срывом плазменного разряда ( $t > 680$  мс на рис. 7).

В отличие от режимов с низкой плотностью при увеличении плотности плазмы на стационарной стадии разряда наблюдается лишь замедление вращения МГД-возмущений при включении внешних резонансных полей (импульс 69 698 на рис. 8). При этом не происходит полной остановки МГД-возмущений и разряд не переходит в стадию срыва. При относительно высокой плотности ( $\langle n_e \rangle \sim 2,8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , импульс 69 697 на рис. 8) включение внешних резонансных магнитных полей приводит лишь к незначительному замедлению вращения МГД-возмущений.

При выделенном направлении внешнего магнитного поля, совпадающего с направлением рассеянного поля токамака Т-10, были проведены эксперименты по определению порога замедления вращения МГД-возмущений  $m = 2$  при различных токах в рамочных обмотках. В разрядах с достаточно большими токами в рамочных обмотках наблюдаются замедление вращения МГД-возмущений и последующая остановка («запирание») МГД-мод (рис. 9). При пониженных токах в рамочных обмотках ( $I_{sc} = 4,95 \text{ кА} \cdot \text{виток}$  на рис. 9) включение внешних резонансных полей не приводит к замедлению вращения МГД-возмущений. Особенностью экспериментов, показанных на рис. 9, является зависимость скорости замедления вращения МГД-возмущений от амплитуды внешних резонансных магнитных полей. В частности, в режимах с токами в рамочных обмотках  $I_{sc} = 13,75 \text{ кА} \cdot \text{виток}$  и  $I_{sc} = 9,13 \text{ кА} \cdot \text{виток}$  полная остановка вращения происходит соответственно через 150 и 300 мс после включения внешних полей.

Sc-BC. Это направление, по всей видимости, совпадает с направлением рассеянного магнитного поля токамака Т-10, связанного с расположением подводящих шин проводов для питания системы катушек полоидальных и тороидальных магнитных полей между квадрантами В и С, а также с расположением в квадранте В шунта для регулировки полоидальных управляющих магнитных полей.

Эффект воздействия внешних резонансных магнитных полей на развитие МГД-возмущений проявляется наиболее отчетливо в экспериментах на токамаке Т-10 в режимах с низкой плотностью плазмы. Временная эволюция параметров плазмы в этих экспериментах показана на рис. 7 (плотность плазмы  $\langle n_e \rangle = 2,0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , ток плазмы  $I_p = 290 \text{ кА}$ , продольное магнитное поле  $B_t = 2,4 \text{ Тл}$ ).

В отсутствие внешних резонансных магнитных полей на стационарной стадии разряда развиваются МГД-возмущения, которые вращаются с частотой  $f \sim 4,5 \text{ кГц}$ . При включении внешних резонансных магнитных полей в этом режиме разряда Т-10 происходит замедление вращения МГД-возмущений

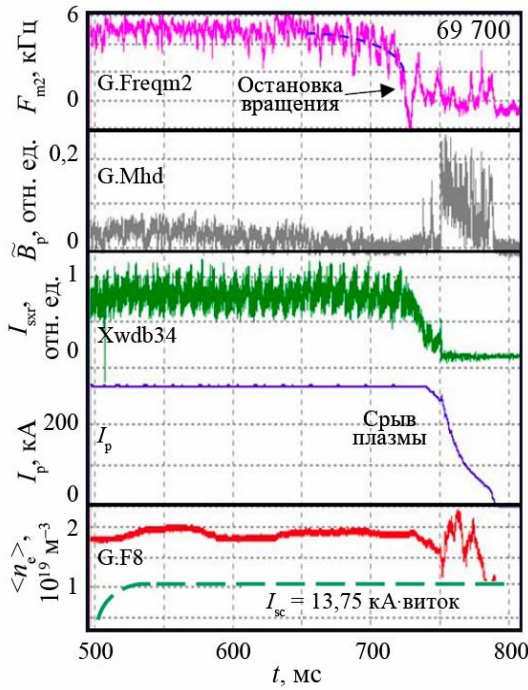


Рис. 7. Временная эволюция параметров плазмы при включении внешних резонансных магнитных полей в токамаке Т-10 в режиме с низкой плотностью:  $I_p$  — ток плазмы;  $\langle n_e \rangle$  — электронная плотность;  $\tilde{B}_p$  — амплитуда возмущений магнитных полей, измеренная с помощью стандартных полоидальных магнитных зондов;  $I_{sxr}$  — интенсивность мягкого рентгеновского излучения;  $F_{m2}$  — частота вращения МГД-моды,  $m = 2$ ,  $n = 1$ ;  $I_{sc}$  — ток в рамочных обмотках (амплитуда токов  $I_{sc} = 13,75$  кА·виток)

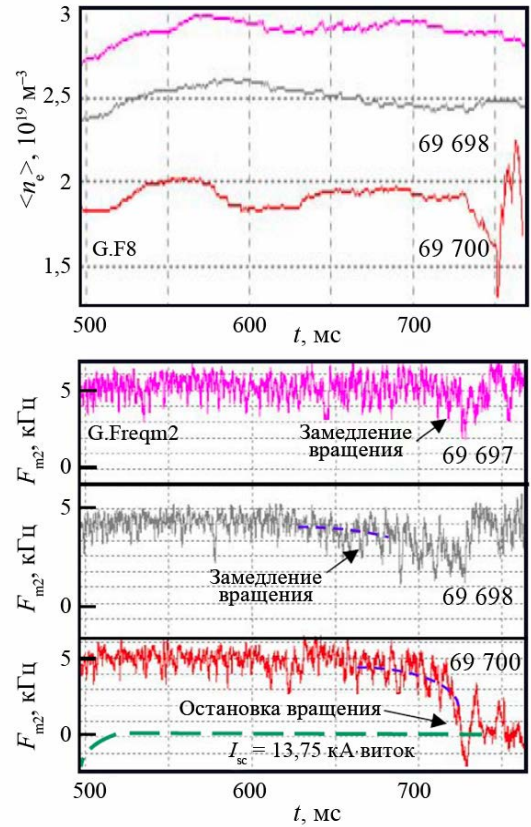


Рис. 8. Временная эволюция параметров плазмы в токамаке Т-10 в режимах с различной плотностью плазмы:  $\langle n_e \rangle$  — усреднённое значение электронной плотности, измеренной вдоль центральной вертикальной хорды;  $F_{m2}$  — частота вращения моды,  $m = 2$ ,  $n = 1$ ;  $I_{sc}$  — ток в рамочных обмотках (амплитуда токов  $I_{sc} = 13,75$  кА·виток)

### ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЕСТАБИЛИЗАЦИИ ЗАПЕРТЫХ МГД-ВОЗМУЩЕНИЙ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

Для анализа экспериментов на токамаке Т-10 используется феноменологическая модель развития магнитных островов в вязкой вращающейся плазме [17], использовавшаяся ранее для анализа экспериментов с резонансными магнитными полями на токамаках JET [19] и TFTR [12]. Модель основана на одножидкостной МГД-теории [5, 15, 16], рассматривающей электромагнитные эффекты в плазме с конечной вязкостью и инерцией. Рассматривается плазма круглого сечения ( $r_s$ ,  $r_p$ ,  $r_w$  — малые радиусы резонансной магнитной поверхности, основной плазмы и проводящей стенки соответственно). Предполагается, что магнитные возмущения не вносят значительных изменений в равновесную плазменную конфигурацию. Геометрия модели показана схематически на рис. 10. В расчётах рассмат-

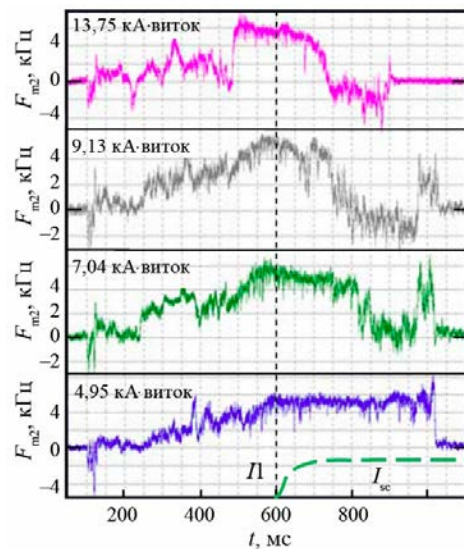


Рис. 9. Временная эволюция частоты вращения моды  $m = 2$  ( $F_{m2}$ ) в токамаке Т-10 при различных значениях тока в рамочных обмотках: П — момент включения токов в рамочных обмотках

ривается временная эволюция тиринг-моды  $m = 2, n = 1$ , являющейся доминантной гармоникой внутренних МГД-возмущений в экспериментах на токамаке Т-10. Эволюция МГД-возмущений анализируется в цилиндрическом приближении (цилиндрическое приближение применимо для условий токамака Т-10 с характерным большим аспектным отношением  $R_0/r_s \gg 1$ ).

В полярных координатах, вращающихся с МГД-возмущениями, рост МГД-возмущений определяется выражением

$$\frac{dB_{r2}}{dt} = c_{mg1} \left[ \Delta'_{ftr} - c_{mg2} \frac{(\omega_m \tau_w)^2}{1 + (\omega_m \tau_w)^2} \right] \sqrt{B_r} + c_{mg3} \frac{(B_{ed} + B_{errd})}{\sqrt{B_r}}.$$

Здесь  $c_{mg1} = 0,8\eta(mB_{00}s_s)^{1/2}/\mu_0r_s$ ,  $c_{mg2} = 2m(r_s/r_w)^{2m}/r_s$ ,  $c_{mg3} = 2m/r_s$ ;  $r_s$  — радиус резонансной поверхности;  $\omega_m$  — мгновенные значения угловой частоты вращения МГД-возмущений;  $r_w, \tau_w$  — радиус и постоянная времени камеры токамака ( $r_w = 0,4$  м,  $\tau_w = 3$  мс);  $\eta$  — удельное сопротивление плазмы ( $\eta = 2,4 \cdot 10^{-9} Z_{\phi} \ln \Lambda / T_e^{1,5}$ );  $B_{00}$  — амплитуда полоидального магнитного поля;  $s_s$  — магнитный шир ( $s_s = rdq/qdr$ ;  $s_s = 2$ );  $B_{ed}$  — амплитуда радиальной гармоники внешнего пространственно-резонансного магнитного поля, резонансная с заданной тиринг-модой  $B_{ed} = B_e \cos(\chi_e - \chi_m)$ ;  $B_{errd}$  — амплитуда радиальной гармоники рассеянного магнитного поля. Параметр устойчивости тиринг-моды в плазме со свободной границей  $\Delta'_{ftr}$  рассчитывается на основе анализа стационарного профиля тока.

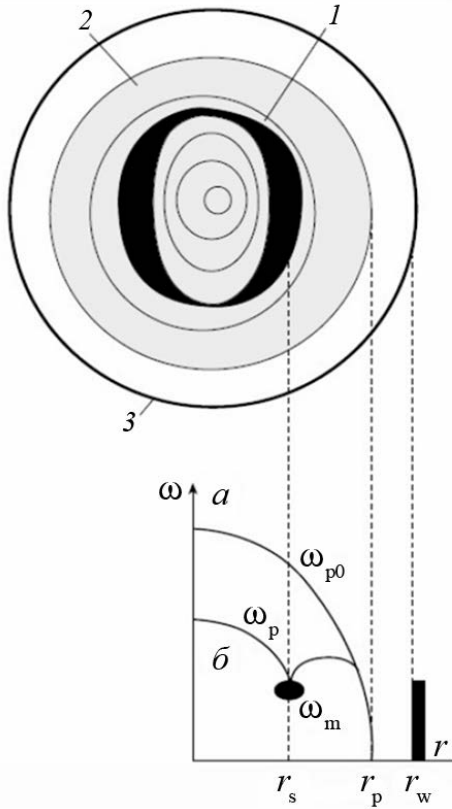


Рис. 10. Схематическое изображение модели магнитных островов (тиринг-мод) и профилей угловых скоростей вращения плазмы в квазиустойчивой конфигурации (а) и при развитии МГД-возмущений (б). Магнитные острова (1) располагаются в вязкой вращающейся плазме (2), удерживаемой внутри объема с проводящими стенками (3). Здесь  $\omega_m, \omega_p$  — мгновенные угловые частоты моды и плазмы,  $r_s, r_p, r_w$  — малые радиусы резонансной магнитной поверхности, основной плазмы и проводящей стенки соответственно;  $\omega_{p0}$  — частота вращения плазмы в отсутствие тиринг-мод

Тиринг-моды и индуцированные ими магнитные острова рассматриваются в модели как небольшие образования, помещённые в несжимаемую магнитогидродинамическую «жидкость», состоящую из одного сорта частиц [5]. Угловое движение тиринг-мод определяется при моделировании из анализа баланса моментов, связанных с вязкостью плазмы, электромагнитным взаимодействием с токами, наведёнными в стенке, и эффектом внешних магнитных полей:

$$c_{r1} \frac{d\omega_m}{dt} = c_{r2}(\omega_p - \omega_m) - c_{r3} B_r^2 \frac{\omega_m \tau_w}{1 + (\omega_m \tau_w)^2} + c_{r4} B_r (B_{eq} + B_{errq}).$$

Здесь  $c_{r1}$  — момент инерции плазмы, заключённой внутри магнитного острова ( $c_{r1} = 1,8 \cdot 10^5 A m_e n_e R_0^2 r_s^2 / (m B_{00} s_s)^{1/2}$ );  $A$  — атомная масса ( $A = 2$ );  $c_{r2} = 4\pi^2 R_0^3 r_s \mu_v / d_v$  — коэффициент вязкого трения;  $d_v$  — ширина вязкостного слоя ( $d_v = 0,05$  м);  $c_{r3} = 2\pi^2 r_s^6 R_0 / \mu_0 r_w^2$ ,  $c_{r4} = 4\pi^2 r_s^2 R_0 / \mu_0$ ;  $B_{eq}$  — амплитуда тангенциальной гармоники внешнего пространственно-резонансного магнитного поля, резонансного с заданной тиринг-модой  $B_{eq} = B_e \sin(\chi_e - \chi_m)$ ;  $B_{errq}$  — амплитуда тангенциальной гармоники рассеянного магнитного поля;  $\omega_p$  — частота углового вращения плазмы вблизи магнитного острова ( $\omega_p = 3 \cdot 10^4$  рад/с). В расчётах рассматривается вращение в тороидальном направлении [5, 24].

Вращение плазмы ( $\omega_p$ ), окружающей магнитный остров, задаётся из баланса момента вязкостных сил, действующих вблизи резонансной поверхности. Момент сил вязкости, действующий в плазменном объёме  $V_p$ , заменяется в расчётах феноменологическим трением на поверхностях соседних слоёв внутри плазмы:  $T_{V\alpha\beta} = c_{r5} (\omega_{p\beta} - \omega_{p\alpha})$ , где  $\alpha, \beta$  — индексы плазменных слоёв ( $\beta = \alpha \pm 1$ ),  $c_{r5}$  — коэффициент трения ( $c_{r5} = 4\pi^2 R_0^3 r_s \rho_{\mu} / d_v$ ),  $d_v$  — ширина вязкостного слоя [5]. Угловое движение плазмы в  $\alpha$ -слое описывается уравнением

$$c_{r6\alpha} d\omega_{p\alpha} / dt = \sum_{\beta} c_{r5\alpha} (\omega_{p\beta} - \omega_{p\alpha}) + c_{r7\alpha} (\omega_{p\alpha 0} - \omega_{p\alpha}).$$

Уравнение движения плазмы в слое на резонансной поверхности ( $r = r_s$ ) включает также дополнительное вязкостное трение с плазмой внутри магнитного острова:

$$c_{r8\alpha} d\omega_{p\alpha} / dt = c_{r2} (\omega_m - \omega_p) + \sum_{\beta} c_{r5\alpha} (\omega_{p\beta} - \omega_{p\alpha}) + c_{r7\alpha} (\omega_{p\alpha 0} - \omega_{p\alpha}).$$

Здесь  $c_{r6\alpha}, c_{r7\alpha}, c_{r8\alpha}$  — численные коэффициенты, зависящие от параметров плазмы;  $\omega_{p\alpha 0}$  — угловая скорость плазмы в  $\alpha$ -слое в стационарных условиях, измеряемая в экспериментах.

Параметры моделирования определяются на основе данных, полученных в экспериментах на токамаке Т-10, и результатов расчётов, проведённых ранее на токамаках TFTR и JET [12, 19]. Рассматривается режим разряда Т-10 с омическим нагревом:  $B_t = 2,4$  Тл,  $I_p = 0,22$  МА,  $r_{s2} = 0,25$  м,  $T_{e(r=r_{s2})} = 0,3$  кэВ,  $n_{e(r=r_{s2})} = 0,9 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>,  $Z_{эф} = 4$ . Аномальные коэффициенты вязкости рассчитываются на основе зависимости ITER89-P [25]. Амплитуда рассеянных полей установки Т-10 составляет  $B_{ст} \sim 0,25$  мТл [20].

Результаты моделирования воздействия внешних полей на развитие МГД-мод показаны на рис. 11. Расчёты показывают, что включение внешних резонансных магнитных полей приводит к уменьшению угловой скорости вращения тиринг-моды  $m = 2$ . Характерное время замедления вращения соответствует временам, наблюдаемым в экспериментах ( $\Delta t \sim 50$  м·с). Следует отметить, что немонотонный характер замедления вращения тиринг-моды  $m = 2$  (периодическое резкое увеличение и уменьшение угловой скорости) в целом согласуется с экспериментами на токамаке Т-10 [26, 27]. Колебания мгновенной угловой скорости вращения определяются фазой МГД-возмущений по отношению к внешним стационарным магнитным полям. Одновременно с замедлением вращения наблюдаются колебания амплитуды МГД-возмущений, связанные с резонансным взаимодействием при различных фазах внешних полей. При достаточно высокой амплитуде МГД-возмущений происходит полная остановка вращения. Одновременно, как и в эксперименте, наблюдается сильный рост амплитуды «запертых» (не вращающихся) тиринг-мод.

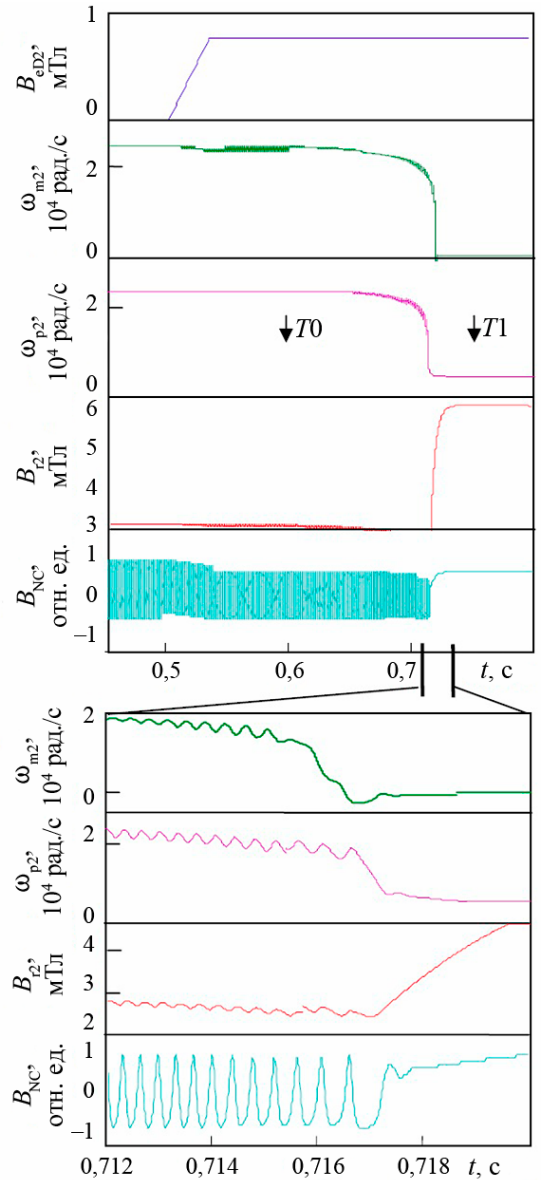


Рис. 11. Результаты моделирования воздействия внешних резонансных полей на развитие магнитных островов (тиринг-мода,  $m = 2, n = 1$ ) в плазме токамака Т-10:  $B_{ed2}$  — амплитуда гармоники  $m = 2$  внешних магнитных полей (нормальной составляющей) в стационарной системе координат;  $\omega_{m2}$  и  $\omega_{p2}$  — угловые скорости магнитного острова  $m = 2$  и основной плазмы вблизи рациональной поверхности  $q = 2$ ;  $B_{r2}$  — амплитуда радиальных возмущений тиринг-моды  $m = 2$  в динамической системе координат;  $B_{NC}$  — суммарная амплитуда магнитных возмущений в стационарной системе координат

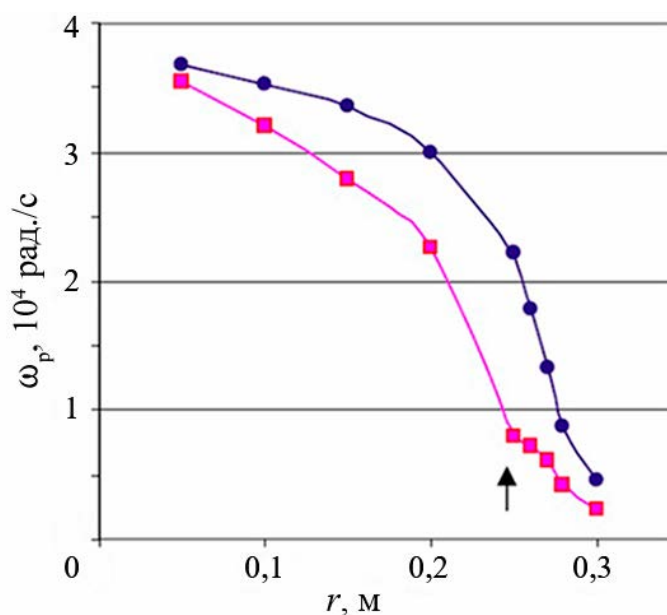


Рис. 12. Расчётные профили угловых скоростей вращения плазмы до (●) и после (■) остановки вращения МГД-возмущений ( $T_0 = 0,6$  с и  $T_1 = 0,75$  с на рис. 11): ↑ — расположение рациональной поверхности  $q = 2$

В проведённых на токамаке Т-10 экспериментах рассматривалось воздействие внешних резонансных возмущений на развитие запертых МГД-мод в условиях с цельнометаллическими вольфрамовыми лимитерами.

Внешние резонансные поля генерируются в токамаке Т-10 токами в рамочных обмотках, расположенных вне вакуумной камеры токамака. Это приводит к необходимости рассмотрения эффекта экранировки магнитных полей элементами конструкции токамака в режимах со стационарными и осциллирующими токами в обмотках. В стационарных режимах генерации резонансных магнитных полей измерения распределения внутри вакуумной камеры токамака с помощью подвижного датчика Холла и системы магнитных зондов показали совпадение с расчётными величинами. Проведённый анализ показал, что магнитопровод и стабилизирующий кожух не оказывают существенного влияния на пространственные характеристики внешних стационарных магнитных полей, задаваемых рамочными обмотками.

Следует отметить, что внешние резонансные магнитные поля, генерируемые в токамаке Т-10 с помощью системы рамочных обмоток, характеризуются набором гармоник  $m = 1, 2, 3$ . Это ограничивает возможности экспериментов на токамаке Т-10 по сравнению с экспериментами с рамочными [18] или винтовыми [28] обмотками, задающими выделенные гармоники возмущений. Анализ предыдущих экспериментов показал, однако, что важную роль в дестабилизации запертых МГД-возмущений играют гармоники с полоидальными и тороидальными числами  $m = 2, n = 1$  [2, 6]. Эксперименты на токамаке Т-10 также показали, что внешние поля оказывают воздействие, в первую очередь, на развитие МГД-возмущений  $m = 2, n = 1$ . Тем не менее подробное рассмотрение устойчивости МГД-мод при воздействии «нерезонансных» магнитных полей требует проведения дополнительных экспериментов [17, 29, 30].

Представление резонансных обмоток при расчёте магнитных полей в виде линейных проводников является упрощённой моделью. В экспериментах на токамаке Т-10 используются витки прямоугольной формы с закруглениями по углам и с относительно небольшим отклонением от прямоугольной формы в нижней части обмоток. В этом случае для точного расчёта амплитуды резонансных гармоник требуется проведение подробных трёхмерных расчётов резонансных магнитных полей, что выходит за рамки данной работы. Следует отметить, что относительно небольшое отклонение прямоугольных обмоток с закруглёнными углами от прямоугольных рамок в расчётах, по-видимому, не может суще-

Процесс замедления вращения существенно зависит от скорости вращения основной плазмы, окружающей магнитный остров, и от параметра кинематической вязкости,

определяющего дифференциальное вращение плазменных слоёв вблизи магнитного острова. Расчётные профили угловых скоростей вращения плазмы до и после остановки вращения МГД-возмущений показаны на рис. 12. Усиление взаимной связи плазмы внутри магнитного острова с окружающими областями в режимах с высокой плотностью препятствует замедлению вращения магнитного острова и приводит к увеличению пороговых амплитуд внешних резонансных магнитных полей, требуемых для развития запертых тиринг-мод.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В проведённых на токамаке Т-10 экспериментах рассматривалось воздействие внешних резонансных возмущений на развитие запертых МГД-мод в условиях с цельнометаллическими вольфрамовыми лимитерами.

Внешние резонансные поля генерируются в токамаке Т-10 токами в рамочных обмотках, расположенных вне вакуумной камеры токамака. Это приводит к необходимости рассмотрения эффекта экранировки магнитных полей элементами конструкции токамака в режимах со стационарными и осциллирующими токами в обмотках. В стационарных режимах генерации резонансных магнитных полей измерения распределения внутри вакуумной камеры токамака с помощью подвижного датчика Холла и системы магнитных зондов показали совпадение с расчётными величинами. Проведённый анализ показал, что магнитопровод и стабилизирующий кожух не оказывают существенного влияния на пространственные характеристики внешних стационарных магнитных полей, задаваемых рамочными обмотками.

Следует отметить, что внешние резонансные магнитные поля, генерируемые в токамаке Т-10 с помощью системы рамочных обмоток, характеризуются набором гармоник  $m = 1, 2, 3$ . Это ограничивает возможности экспериментов на токамаке Т-10 по сравнению с экспериментами с рамочными [18] или винтовыми [28] обмотками, задающими выделенные гармоники возмущений. Анализ предыдущих экспериментов показал, однако, что важную роль в дестабилизации запертых МГД-возмущений играют гармоники с полоидальными и тороидальными числами  $m = 2, n = 1$  [2, 6]. Эксперименты на токамаке Т-10 также показали, что внешние поля оказывают воздействие, в первую очередь, на развитие МГД-возмущений  $m = 2, n = 1$ . Тем не менее подробное рассмотрение устойчивости МГД-мод при воздействии «нерезонансных» магнитных полей требует проведения дополнительных экспериментов [17, 29, 30].

Представление резонансных обмоток при расчёте магнитных полей в виде линейных проводников является упрощённой моделью. В экспериментах на токамаке Т-10 используются витки прямоугольной формы с закруглениями по углам и с относительно небольшим отклонением от прямоугольной формы в нижней части обмоток. В этом случае для точного расчёта амплитуды резонансных гармоник требуется проведение подробных трёхмерных расчётов резонансных магнитных полей, что выходит за рамки данной работы. Следует отметить, что относительно небольшое отклонение прямоугольных обмоток с закруглёнными углами от прямоугольных рамок в расчётах, по-видимому, не может суще-

ственно исказить амплитуды низших гармоник  $m < 3$  и существенно повлиять на выводы настоящей работы.

Для анализа наблюдаемой в экспериментах нелинейной динамики МГД-мод используется феноменологическая модель развития магнитных островов в вязкой вращающейся плазме, использовавшаяся ранее для анализа экспериментов с резонансными магнитными полями на токамаках JET [19] и TFTR [12]. Использование такой модели повышает надёжность анализа при рассмотрении экспериментов на токамаке Т-10. Модель, основанная на анализе электромагнитных, вязкостных и инерционных эффектов вблизи заданной резонансной поверхности, позволяет описать характерные особенности резонансного воздействия внешних магнитных полей на развитие магнитных островов в токамаке, включая замедление и остановку углового вращения магнитных островов и последующее нарастание запертых МГД-возмущений. Совместное рассмотрение нарастания и вращения магнитных островов в плазме токамака, а также анализ вращения плазмы, окружающей магнитный остров, обеспечивают возможность исследования эволюции МГД-возмущений в условиях реального эксперимента с использованием измеренных параметров плазмы.

Анализ, проведённый в работе, показал, что результаты расчётов зависят от феноменологических параметров, используемых в модели. Однако большинство таких параметров рассчитывается на основе величин, непосредственно измеренных в эксперименте ( $B_t$ ,  $T_e$ ,  $n_e$ ,  $\omega_p$ ,  $A$ ,  $Z_{эф}$ ,  $r_s$ ,  $r_w$ ) или рассчитанных на основе экспериментальных данных ( $B_{00}$ ,  $\tau_w$ ,  $\mu_v$ ,  $\Delta'_{frib}$ ,  $s_s$ ,  $\eta$ ). Детальный анализ экспериментов, проведённых в широком диапазоне изменения параметров плазмы и размеров установок, задаёт с относительно высокой точностью значения указанных параметров [12, 19].

Следует отметить, что рассмотренная модель использует расчётные параметры, не измеряемые непосредственно в эксперименте, такие как плотность тока и вязкость плазмы. Это ограничивает возможности предсказания эволюции МГД-возмущений в будущих экспериментах. Тем не менее наблюдаемый на токамаке Т-10 эффект снижения порогов дестабилизации запертых МГД-возмущений  $m = 2$ ,  $n = 1$  в плазме с низкой плотностью в режимах с повышенным содержанием тяжёлых примесей (вольфрам) так же, как и в предыдущих экспериментах с покрытием первой стенки графитовыми и бериллиевыми материалами на других токамаках, указывает на возможные трудности в использовании мишенной плазмы с пониженной плотностью в экспериментах с использованием систем дополнительного нагрева плазмы с помощью инжекторов нейтральных атомов. Для уменьшения воздействия резонансных магнитных полей, связанных с рассеянными полями в токамаке, требуется оборудование внешних дополнительных стабилизирующих обмоток. Исследования на токамаке Т-10, в частности, могут представлять интерес для разработки и оборудования систем генерации внешних резонансных полей на токамаке Т-15МД [31], находящемся на этапе модернизации.

Расположение рамочных обмоток на токамаке Т-10 вне вакуумной камеры токамака ограничивает возможность проведения экспериментов с переменными внешними магнитными полями. Для повышения эффективности управления МГД-возмущениями в токамаке Т-15МД, в том числе для стабилизации граничных локализованных мод (ЭЛМ) в режимах с улучшенным удержанием (Н-мода) и внешних винтовых возмущений (RWM-мод) при повышенном давлении плазмы, необходимо рассмотреть расположение резонансных обмоток внутри вакуумной камеры токамака.

Наряду с исследованием воздействия внешних резонансных полей в настоящее время представляют интерес также рассмотрение нерезонансных возмущений и анализ многомодового развития МГД-колебаний [29]. Такие исследования могут быть продолжены на токамаке Т-15МД при оборудовании внутрикамерных квадрупольных обмоток [31].

Экспериментальные исследования на многих токамаках (в том числе и на Т-10) показывают, что воздействие внешних резонансных магнитных полей на высокотемпературную замагниченную плазму определяется нелинейными процессами, зависящими, в первую очередь, от резистивных, вязкостных и инерционных механизмов во внутренних областях плазмы, а также от расположения проводящих элементов конструкции токамака [2, 30]. Такие механизмы взаимодействия зависят от локальных параметров плазмы вблизи резонансных поверхностей, скоростей вращения основной плазмы и примесей, а также от конкретного расположения проводящих внутрикамерных конструкций. Существующие

теоретические работы [2, 30] подробно анализируют развитие внутренних винтовых и тиринг-мод в токамаке, но, к сожалению, не учитывают одновременно весь комплекс механизмов, наблюдаемых в экспериментах. В этих условиях для анализа экспериментальных данных Т-10 используется феноменологическая модель, основанная на анализе электромагнитных, вязкостных и инерционных эффектов вблизи резонансной поверхности  $q = 2$  с использованием параметров плазмы, измеряемых в эксперименте. Так, в частности, в феноменологической модели используются параметры проводящей стенки, измеренные непосредственно в экспериментах на установке Т-10 с помощью подвижного магнитного зонда, и величина эффективного заряда плазмы  $Z_{\text{эф}}$ , измеренная в экспериментах с вольфрамовыми лимитерами. Феноменологическая модель позволяет описать наблюдаемые в экспериментах на токамаке Т-10 пороги дестабилизации запертых МГД-возмущений. Детальное рассмотрение эволюции МГД-мод при воздействии резонансных магнитных полей требует дальнейшего развития теоретических моделей развития магнитных островов в вязкой вращающейся плазме, что выходит за рамки настоящей работы.

Авторы выражают благодарность В.П. Будаеву, Н.А. Кирневой за стимулирующие обсуждения.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kadomtsev B.B.** Tokamak Plasma: a Complex Physical System. Plasma Physics Series, IOP Publishing Ltd, 1992.
2. **Hender T.C., Wesley J.C., Bialek J., et al.** Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. S128; <http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=6/a=S03>.
3. **Lehnen M., Aleynikova K., Aleynikov P.B., Campbell D.J., Drewelow P., Eidietisc N.W., Gasparyan Yu., Granetz R.S., Gribov Y., Hartmann N., Hollmann E.M., Izzo V.A., Jachmich S., Kim S.-H., Kočan M., Koslowski H.R., Kovalenko D., Kruezi U., Loarte A., Maruyama S., Matthews G.F., Parks P.B., Pautasso G., Pitts R.A., Reux C., Riccardo V., Roccella R., Snipes J.A., Thornton A.J., de Vries P.C.** EFDA JET contributors. Disruptions in ITER and strategies for their control and mitigation. — J. Nucl. Mater., 2015, vol. 463, p. 39; <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.10.075>.
4. **Zohm H.** Magnetohydrodynamic stability of Tokamaks. — Weinheim: Wiley-VCH, 2015.
5. **Fitzpatrick R.** Interaction of tearing modes with external structures in cylindrical geometry (plasma). — Nucl. Fusion, 1993, vol. 33, p. 1049; DOI 10.1088/0029-5515/33/7/I08.
6. **La Haye R.J., Fitzpatrick R., Hender T.C., Morris A.W., Scoville J.T., Todd T.N.** Critical error fields for locked mode instability in tokamaks. — Phys. Fluids B, 1992, vol. 4, p. 2098; <https://doi.org/10.1063/1.860017>.
7. **Evans T.E.** Resonant magnetic perturbations of edge-plasmas in toroidal confinement devices. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2015, vol. 57, p. 123001; doi:10.1088/0741-3335/57/12/123001.
8. **Иванов Н.В., Какурин А.М.** Запирание малых магнитных островов внешним магнитным возмущением в токамаке Т-10. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 1, с. 64; [http://vant.iterru.ru/vant\\_2012\\_1/6.pdf](http://vant.iterru.ru/vant_2012_1/6.pdf).
9. **Chudnovskiy A.N., Gvozdkov Yu.V., Ivanov N.V., Kakurin A.M., Medvedev A.A., Orlovskiy I.I., Pavlov Yu.D., Pitserskiy V.V., Pustovitov V.D., Safonova M.B., Volkov V.V. and T-10 Team.** MHD-mode locking by controlled halo-current in the T-10 tokamak. — Nucl. Fusion, 2003, vol. 43, p. 681; doi: 10.1088/0029-5515/43/8/307.
10. **Snipes J.A., Campbell D.J., Haynes P.S., Hender T.C., Hugon M., Lomas P.J., Lopes Cardozo N.J., Nave M.F.F., Schüller F.C.** Large amplitude quasi-stationary MHD modes in JET. — Nucl. Fusion, 1988, vol. 28, p. 1085; doi: 10.1088/0029-5515/28/6/010.
11. **Fishpool G.M., Haynes P.S.** Field error instabilities in JET. — Nucl. Fusion, 1994, vol. 34, p. 109; doi: 10.1088/0029-5515/34/1/I08.

12. **Savrukhin P.V.** Analysis of quasistatic MHD perturbations and stray magnetic fields in a tokamak plasma. — Plasma Physics Reports, 2001, vol. 27, № 9, p. 727; <https://doi.org/10.1134/1.1401935>.
13. **Pustovitov V.D.** Determination of the resonant harmonics of the error field from dynamic magnetic measurements in a tokamak. — Plasma Physics Reports, 2008, vol. 34, p. 18; doi: 10.1134/S1063780X08010029.
14. **Strait E.J., Buttery R.J., Casper T.A., Chu M.S., Hanson J.M., Garofalo A.M., Gribov Y., La Haye R.J., Reimerdes H., Schaffer M.J., Volpe F.A.** Measurement of tokamak error fields using plasma response and its applicability to ITER. — Nucl. Fusion, 2014, vol. 54, 073004; doi: 10.1088/0029-5515/54/7/073004.
15. **Biskamp D.** Nonlinear magnetohydrodynamic. — Cambridge, Cambridge University Press, 1993.
16. **Rutherford P.H.** Nonlinear growth of the tearing mode. — Phys. Fluids, 1973, vol. 16, № 11, p. 1903; <https://doi.org/10.1063/1.1694232>.
17. **Savrukhin P., Campbell D.J., DeBenedetti M. et al.** Numerical Simulation of Feedback Control of Coupled Tearing Modes at JET. JET Report, JET-R(95)-06, 1995.
18. **Morris A.W., Carolan P.G., Fitzpatrick R., Hender T.C., Todd T.N.** Driven magnetic reconnection in the COM-PASS-C tokamak. — Phys. Fluids B, 1992, vol. 4, p. 413; doi: 10.1063/1.860291.
19. **Savrukhin P.V.** Effect of helical magnetic fields on plasma stability in tokamaks. — Plasma Physics Reports, 2000, vol. 26, № 8, p. 633; <https://doi.org/10.1134/1.1306992>.
20. **Shestakov E.A., Savrukhin P.V.** Effect of ECRH and resonant magnetic fields on formation of magnetic islands in the T-10 tokamak plasma. — J. Phys.: Conf. Ser., 2017, vol. 907, p. 012007; doi: 10.1088/1742-6596/907/1/012007.
21. **Shestakov E.A., Savrukhin P.V., Ershova M.I.** External resonance magnetic field control system based on the Siemens S7-400 controllers at the T-10 tokamak. — J. Phys.: Conf. Ser., 2018, vol. 1094, p. 012005; doi: 10.1088/1742-6596/1094/1/012005.
22. **Savrukhin P.V., Shestakov E.A.** Movable magnetic probe system in the T-10 tokamak. — Rev. Sci. Instrum., 2012, vol. 83, p. 013505; <https://doi.org/10.1063/1.3675577>.
23. **Savrukhin P.V., Ermolaeva A.I., Shestakov E.A., Khramenkov A.V.** Tomographic analysis of the nonthermal x-ray bursts during disruption instability in the T-10 tokamak. — Rev. Sci. Instrum., 2014, vol. 85, p. 103508; <http://dx.doi.org/10.1063/1.4898333>.
24. **Smolyakov A.I.** Nonlinear evolution of tearing modes in inhomogeneous plasmas. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1994, vol. 35, p. 657; doi: 10.1088/0741-3335/35/6/002.
25. **Yushmanov P.N., Takizuka T., Riedel K.S., Kardaun O.J.W.F., Cordey J.G., Kaye S.M., Post D.E.** Scalings for tokamak energy confinement. — Nucl. Fusion, 1990, vol. 30, № 10, p. 1999; doi: 10.1088/0029-5515/30/10/001.
26. **Ivanov N.V., Kakurin A.M.** Simulation of magnetic island dynamics under resonant magnetic perturbation with the TEAR code and validation of the results on T-10 tokamak data. — Phys. Plasmas, 2014, vol. 21, p. 102502; <https://doi.org/10.1063/1.4897174>.
27. **Eliseev L.G., Ivanov N.V., Kakurin A.M., Melnikov A.V., Perfilov S.V.** Magnetic island and plasma rotation under external resonant magnetic perturbation in the T-10 tokamak. — Phys. Plasmas, 2015, vol. 22, p. 052504; <https://doi.org/10.1063/1.4921646>.
28. **Finken K.H., Abdullaev S.S., Kaleck A., Wolf G.H.** Operating space of the Dynamic Ergodic Divertor for TEXTOR-94. — Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, p. 637; doi: 10.1088/0029-5515/39/5/306.
29. **Strait E.J.** Magnetic control of magnetohydrodynamic instabilities in tokamaks. — Phys. Plasmas, 2015, vol. 22, p. 021803; <https://doi.org/10.1063/1.4902126>.
30. **ITER Physics Expert Group on Disruptions, Plasma Control, and MHD1 and ITER Physics Basis Editors.** Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions. — Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, p. 2251; doi: 10.1088/0029-5515/39/12/303.
31. **Melnikov A.V., Sushkov A.V., Belov A.M., Dnestrovskij Yu.N., Eliseev L.G., Gorshkov A.V., Ivanov D.P., Kirneva N.A., Korobov K.V., Krupin V.A., Lysenko S.E., Mukhovatov V.S., Mustafin N.A., Perfilov S.V., Razumova K.A., Roy I.N., Savrukhin P.V., Strelkov V.S., Shestakov E.A., Tulinin G.N., Vdovin V.L.** Physical program and diagnostics of the T-15 upgrade tokamak (brief overview). — Fusion Engineering and Design, 2015, vol. 96, p. 306; <http://dx.doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.06.080>.



Петр Всеволодович Саврухин, начальник лаборатории, д.ф.-м.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия; профессор, НИУ «МЭИ», 111250, Москва, ул. Красногвардейская, д. 14, Россия  
Savrukhin\_PV@nrcki.ru



Евгений Андреевич Шестаков, начальник лаборатории, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия  
Shestakov\_EA@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 20 сентября 2024 г.

После доработки 4 марта 2025 г.

Принята к публикации 6 марта 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 87—102.



УДК 621.318:537.312.62

## ИЗМЕНЕНИЕ ТОКОНЕСУЩЕЙ СПОСОБНОСТИ КОМПОЗИТНЫХ ВТСП-2-ЛЕНТ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОГО ДАВЛЕНИЯ

*А.В. Кривых, В.В. Гурьев, К.В. Мосеев*

*НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Исследовано влияние перпендикулярного сжимающего давления 200 МПа в течение 10 мин на токонесущую способность композитных ВТСП-лент второго поколения. Образцы ВТСП-2-лент собирались в пакеты (стопки) и сжимались при комнатной температуре (293 К) или температуре кипения жидкого азота (77 К) подобно тому, как это будет происходить в проводниках для термоядерных реакторов. Кроме того, в жидком азоте проверено воздействие циклического перпендикулярного сжимающего давления 150 МПа. Было испытано три типа композитных ВТСП-2-лент с различной архитектурой. Однократное давление 200 МПа при комнатной температуре не приводит к существенной деградации критического тока, однако для некоторых архитектур может негативно сказаться на стабильности токового состояния. Влияние циклического сжатия при азотной температуре на токонесущую способность лент зависело от количества циклов и местоположения ленты в пакете. Деградация критического тока в трёхленточном пакете достигала 50% уже после 100 циклов сжатия, причём для нижней ленты была максимальной. В конфигурации с дополнительными медными лентами в пакетах, смягчающими негативное воздействие давления, деградация критического тока ВТСП-образцов после циклических сжатий происходила медленнее, но всё равно составляла не менее 20% после 2000 циклов сжатия.

**Ключевые слова:** электромеханические свойства, композитные ВТСП-2-ленты, азотная температура (77 К), перпендикулярное циклическое сжатие.

## CHANGING THE CURRENT-CARRYING CAPACITY OF COMPOSITE HTSC-2G TAPES UNDER THE ACTION OF PERPENDICULAR PRESSURE

*A.V. Krivykh, V.V. Guryev, K.V. Moseev*

*NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The influence of normal compressive pressure of 200 MPa applied for duration of 10 minutes on the current-carrying capacity of composite HTSC-2G conductors was examined. Samples of HTSC tapes were collected in packages (stacks) and compressed at room temperature (293 K) or the boiling point of liquid nitrogen (77 K) similar to situation occurs in conductors for fusion reactors. Furthermore, the impact of cyclic normal compressive pressure of 150 MPa was evaluated in a nitrogen environment. Three distinct architectures of the HTSC-2G conductors were investigated. A one-time compression of the 200 MPa at room temperature was found to not cause substantial degradation of the critical current, however for certain architectures, it may adversely influence the stabilization. The influence of cyclic compression at nitrogen temperature on the current-carrying capacity of the tapes was contingent upon the number of cycles and the positioning of the tape in the stack. The degradation of the critical current in a pack of three tapes reached 50% after 100 compression cycles, and for the lower tape, it was maximum. In configurations incorporating additional copper tapes in the stacks to mitigate the negative effects, the degradation of the critical current in the HTSC-2G samples following cyclic compression occurred at a slower rate, nonetheless, after 2000 compression cycles a minimum decline of the critical current in a pack of 20% was observed.

**Key words:** electromechanical properties, composite HTSC-2G tapes, nitrogen temperature (77 K), perpendicular cyclic compression.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в Российской Федерации ведутся работы по проектированию токамака TRT со сверхпроводниковой магнитной системой [1]. Наша страна имеет большой опыт создания

проводников и сверхпроводящих магнитных систем для подобных мега-установок [2, 3]. Конструктивная новизна TRT заключается в том, что основным элементом проводников для такого типа компактных токамаков с магнитным полем масштаба 20 Тл станут токонесущие элементы на основе композитных высокотемпературных сверхпроводящих лент [1, 4]. Проведённое исследование [5] показало, например, что для пакетов лужёных ВТСП-лент допустимое давление однократного перпендикулярного сжатия при комнатной температуре составляет 50 МПа. Таким образом, уже на этапах изготовления проводников типа кабель в оболочке [6] и обмоток магнитной системы на их основе необходимо будет учитывать ограничения по сжимающему давлению [7].

Электромагнитные силы, которые возникнут при работе токамака на уровне температур жидкого гелия (15—20 К), ведут к появлению предельно высоких механических напряжений в обмотках магнитной системы. На пакеты лент внутри токонесущих элементов обмоток тороидального поля (ОТП) будут действовать сжимающие напряжения, так как часть нагрузки необходимо будет передавать с ВТСП-пакетов на оболочки кабеля и опорные элементы конструкций магнитов. Ленты в токонесущих элементах обмотки индуктора (ОИ) будут подвергаться комбинированным как растягивающим, так и сжимающим нагрузкам, которые могут действовать в том числе перпендикулярно к их плоской поверхности [8]. Авторы работ [9, 10] измерили деградацию критического тока пакета ВТСП-2-лент, находящегося внутри медной оболочки при её однократном сжатии в жидком азоте в зависимости от направления действия силы. Они определили, что устойчивость критического тока пакета максимальна, когда направление сжимающей силы перпендикулярно к плоской поверхности лент. Критический ток пакета в медной трубе при этом начинал деградировать при давлении 150 МПа. По оценкам авторов [11, 12] величина механического напряжения сжатия в среднем сечении ОИ компактного термоядерного реактора может составить 150 МПа. В момент перемагничивания ОИ вертикальные силы направлены к средней плоскости, но в момент формирования плазменного разряда возникают расталкивающие ОИ силы, поэтому нагрузки на пакеты внутри кабеля будут носить циклический характер. Пакеты лент в проводниках обмоток ОТП при взаимодействии с переменным полем центрального солениоида и полем плазмы также будут подвергаться циклическому перпендикулярному сжатию, которое накладывается на постоянное механическое напряжение внутри проводника. Так, например, влияние циклического сжатия на проводник PIT VIPER для ОИ SPARC [8] проводилось в жидком азоте на участке длиной 50 мм. Оболочки проводника снаружи подвергали 100 циклам сжатия давлением от 200 до 400 МПа, при этом деградации критического тока не обнаружили. Понятно, что давление на собранный токонесущий элемент снаружи не всегда корректно позволяет моделировать механические нагрузки, воздействующие на композитные ВТСП-ленты в магнитах.

В российском TRT [1] пакеты лент внутри проводника ОИ будут находиться в магнитном поле 17 Тл, а кабель нести ток 63 кА (конструктивная плотность тока в обмотке 93 А/мм<sup>2</sup>), что сравнимо с параметрами ОИ SPARC. Во время импульсов тока поле ОИ меняется со скоростью 4 Тл/с, поэтому на фоне предварительного сжатия, которое создаётся при изготовлении и охлаждении ОИ, ленты в пакетах могут испытывать действие циклического давления [13]. Согласно [1, 9] ВТСП-ленты в проводниках TRT могут подвергаться циклическому перпендикулярному давлению амплитудой около 150 МПа в местах контакта пакетов лент с медным стабилизатором кабеля. Слой ВТСП-керамики внутри ленты толщиной всего несколько микрон должен выдерживать такой уровень циклических сжатий при криогенной температуре, чтобы сохранять необходимый критический ток магнитной системы на протяжении всего ресурсного периода работы установки.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Для исследования влияния перпендикулярного сжатия на сверхпроводящие свойства пакетов или образцов композитных ВТСП-2-лент была разработана специальная методика. Предварительно проводилось измерение вольтамперных характеристик (ВАХ) всех лент в собственном магнитном поле при температуре жидкого азота, которое повторялось после каждого этапа сжатия. Кроме того, в жидком азоте снималось распределение захваченного магнитного поля исходных образцов и после их нагру-

жения. По этим данным рассчитывалось распределение локальных величин критического тока по длине.

Пакеты для сжатия формировались так, чтобы все ленты были ориентированы сверхпроводящим слоем вниз. Ленты в обмотках всегда стараются расположить так, чтобы бандажирование пондеромоторных усилий прежде всего обеспечивалось подложкой. При этом внешнее бандажирование используется как дополнительная механическая стабилизация. Равномерное распределение сжимающего усилия по всей площади образцов обеспечивалось длиной матрицы для сжатия, которая превышала максимальную длину образцов 100 мм.

В первом случае осуществлялось прямое измерение критического тока  $I_{c0}$  при критерии электрического поля 1 мкВ/см и параметра  $n$  ВАХ на центральном участке образцов ВТСП-лент длиной 40 мм. Особенность второго метода заключалась в возможности визуальной локализации повреждённых участков по длине. Этот метод эффективен также в тех случаях, когда образцы недостаточно стабилизированы, что может привести к их перегоранию при измерениях ВАХ, а также при необходимости проведения бесконтактных тестов. Однако оценки величины критического тока  $I_c$ , полученные бесконтактным методом, обладают меньшей степенью достоверности, чем значения  $I_{c0}$ , полученные при измерении ВАХ. Величина критического тока в этом случае определяется расчётным путём и для различных типов лент по-разному коррелирует с их транспортным критическим током  $I_{c0}$ .

Как показала практика [8—11], предварительные электромеханические испытания ВТСП-лент и пакетов всегда начинаются при азотной температуре (77 К) и лишь затем прошедшие отбор варианты проходят этап тестирования при гелиевых температурах [14, 15].

На рис. 1 представлена оснастка, которая позволяет проводить измерение вольтамперных характеристик ВТСП-лент в жидком азоте и собственном магнитном поле без повреждения образцов. На рис. 2 показана матрица, в которой осуществлялось перпендикулярное сжатие пакетов лент при криогенной температуре. На рис. 3 представлены образцы лент, из которых формировались пакеты. Они состояли из трёх или пяти лент. В первом случае в пакет входили три одинаковые ВТСП-ленты, во втором — пять лент, где сверху и снизу от ВТСП добавлялись медные ленты толщиной 50 мкм.



Рис. 1. Оснастка для измерения вольтамперных характеристик композитных ВТСП-2-лент с прижимными контактами

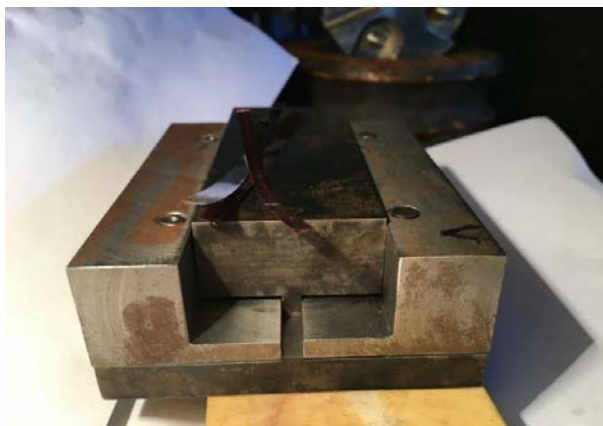


Рис. 2. Матрица, в которой осуществлялось перпендикулярное сжатие пакета из композитных ВТСП-2-лент

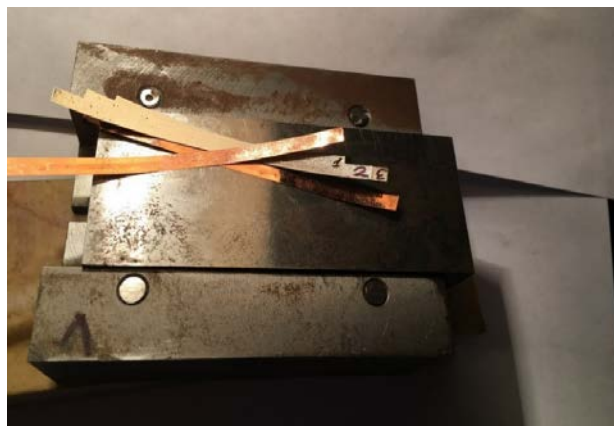


Рис. 3. Образцы лент, из которых формировались пакеты для испытаний перпендикулярным сжатием

Сжимающая нагрузка 63 кН или циклическая величиной  $\pm 31,5$  кН с частотой 1 Гц, которая прикладывалась на уровне 32 кН предварительного сжатия, создавалась с помощью сервогидравлической машины Инстрон 8802 (250 кН). Однократно в течение 10 мин сжимались пакеты лент длиной около 80 мм, а циклически нагружались пакеты лент длиной 100 мм.

Основные параметры композитных ВТСП-2-лент, исследованных в настоящей работе, представлены в табл. 1. Все типы лент производятся на территории Российской Федерации.

Т а б л и ц а 1. Описание образцов, испытанных на перпендикулярное сжатие

Тип образца п/н	Производитель	Толщина подложки (материал), мкм	Толщина меди {+ ПОС-61}, мкм	Толщина провода, мкм	Ширина провода или подложки, мм	Критический ток в жидком азоте, А
1	Super Ox	40 (Хастеллой С-276)	40	95—105	4	164
2	Super Ox	40 (Хастеллой С-276)	10 {+ 30}	70—90	4	160
3	НИЦ «Курчатовский институт»	100 (Сталь AISI 310)	50	130—160	4	142

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Попытка определить влияние перпендикулярного сжатия 200 МПа в течение 10 мин пакетов лент длиной 80 мм всех типов при комнатной температуре привела к неожиданному результату. Все образцы пакета лент SuperOx с медным покрытием (тип 1 из табл. 1) не деградировали, однако сгорели в процессе измерения ВАХ: нижний образец из пакета — при 187 А, средний — при 169 А, а верхний — при 154 А. При этом перед сгоранием не было зарегистрировано значимого роста напряжения, а до сжимающего воздействия вольтамперные характеристики этих образцов были успешно измерены с величиной критического тока от 170 до 144 А, т.е. для этих образцов наблюдалась довольно необычная деградация токонесущей способности: ухудшение не критического тока, а стабильности токового состояния. Пакет лент НИЦ «Курчатовский институт» (тип 3 в табл. 1) практически не почувствовал влияния сжатия при комнатной температуре, а на лентах SuperOx с дополнительным лужением (тип 2 в табл. 1) транспортный критический ток упал в среднем на 15%. Эти результаты находятся в хорошем согласии с выводами работы [5].

При температуре жидкого азота в режиме однократного перпендикулярного сжатия давлением 200 МПа в течение 10 мин деградация критического тока лент с медным покрытием SuperOx и НИЦ «Курчатовский институт» (типы 1 и 3 в табл. 1) также не превышала 4%, а в пакете SuperOx с дополнительным лужением (тип 2 в табл. 1) деградация критического тока составила около 20%. Ухудшения стабильности токового состояния при этом не наблюдалось. Таким образом, однократная сжимающая нагрузка 200 МПа, приложенная при комнатной или криогенной температуре, имеет качественно отличающийся характер. По-видимому, увеличение бездиссипативного тока при комнатной температуре может быть связано с диффузией кислорода из слоя серебра (где кислород растворяется в процессе наводороживания отжига) в слой ВТСП, стимулированного внешним давлением. Такое же внешнее воздействие при азотной температуре, однако, не приводит к перераспределению кислорода из-за существенно большей константы времени этого процесса.

За исключением лент SuperOx с дополнительным лужением, где относительно высокая деградация (~20%) может быть вызвана неоднородностью толщины дополнительного слоя припоя, однократное сжимающее воздействие 200 МПа не приводит к существенной (<5%) деградации критического тока.

Влияние количества циклов перпендикулярного сжатия сначала проверялось на пакетах из трёх лент SuperOx (тип 1 в табл. 1). Были испытаны одинаковые пакеты А и Б, составленные из однотипных лент длиной 100 мм, которые подвергались циклическому перпендикулярному сжатию внешним давлением 150 МПа при температуре жидкого азота от 10 до 1000 раз с промежуточным отогревом до комнатной температуры. Каждая лента пакета диагностировалась согласно представленной ранее методике.

По картам в табл. 2 приведены результаты измерений критических токов и показателя степени  $n$  ВАХ лент из этих пакетов.

Таблица 2. Результаты измерений транспортных критических токов и показателя степени  $n$  ВАХ лент SuperOx (тип 1 в табл. 1) двух одинаковых пакетов после циклического сжатия при температуре жидкого азота

Расположение ленты в пакете	$I_{c0}$ (0)	$n$ (0)	$I_{c0}$ (10)	$n$ (10)	$I_{c0}$ (100)	$n$ (100)	$I_{c0}$ (1000)	$n$ (1000)
Верхняя в пакете А	166	27,4	148	20,0	135	19,7	102	12,5
Верхняя в пакете Б	164	—	—	—	107	18,4	105	18,3
Средняя в пакете А	168	26,8	148	22,6	144	23,4	119	21,8
Средняя в пакете Б	167	—	—	—	96	15,1	98	15,8
Нижняя в пакете А	168	26,6	148	23,3	120	16,6	58	12,9
Нижняя в пакете Б	159	—	—	—	80	12,4	78	14,9

После каждого цикла испытаний на всех образцах снималась карта распределения захваченного магнитного поля. На рис. 4 показано, как изменялись расчётные по картам значения критического тока для каждой ленты из пакета А, а также его усреднённая величина в зависимости от количества циклов.

На рис. 5 в качестве иллюстрации приведены вольтамперные характеристики, а также карты распределения захваченного магнитного потока после каждого этапа циклических сжатий нижней ленты пакета А, а на рис. 6 показано распределение по длине расчётных значений критического тока для этой ленты.

По измерениям ВАХ деградация критического тока на этой ленте после 10, 100 и 1000 циклов в жидком азоте составила 10, 25 и 65% соответственно. Расчёт критического тока по захваченному магнитному полю показал 50%-ную деградацию, но уже после 100 циклов сжатия (см. рис. 4).

Циклическое сжатие в жидком азоте выявило однозначную тенденцию в сторону снижения величин критических токов уже после 100 циклов сжатия. При этом на рис. 6 видно, что на части длины образца рассчитанный по полю проникновения критический ток, наоборот, несколько увеличился, когда количество сжатий возросло со 100 до 1000 циклов.

Наиболее сильно циклическое сжатие повреждало нижнюю ленту. Вероятно, микронеровности на поверхности ленты при сжатии сильнее воздействуют на ВТСП-слой, поскольку его защищает лишь тонкий слой меди.

Результаты влияния циклического сжатия на критические токи ВТСП-лент, полученные двумя разными способами, коррелируют и дополняют друг друга. Разница в оценках степени деградации и провалы на зависимостях расчётных локальных значений критического тока по длине образцов, вероятно, связаны с тем, что уровень электрического напряжения, при котором определялся критический ток в расчётах, значительно ниже, чем 1 мкВ/см, который принят критерием транспортного критического тока.

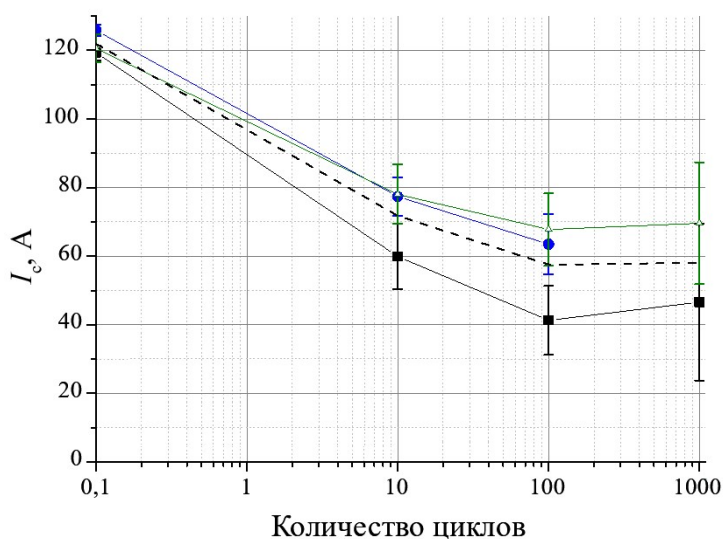


Рис. 4. Изменение расчётных значений величины критического тока  $I_c$  и его усреднённая величина в зависимости от количества циклов после перпендикулярного сжатия давлением 150 МПа для пакета из трёх лент SuperOx (тип 1 в табл. 1): ■ — верхняя лента; ● — средняя лента; ▲ — нижняя лента; - - - — усреднённый критический ток

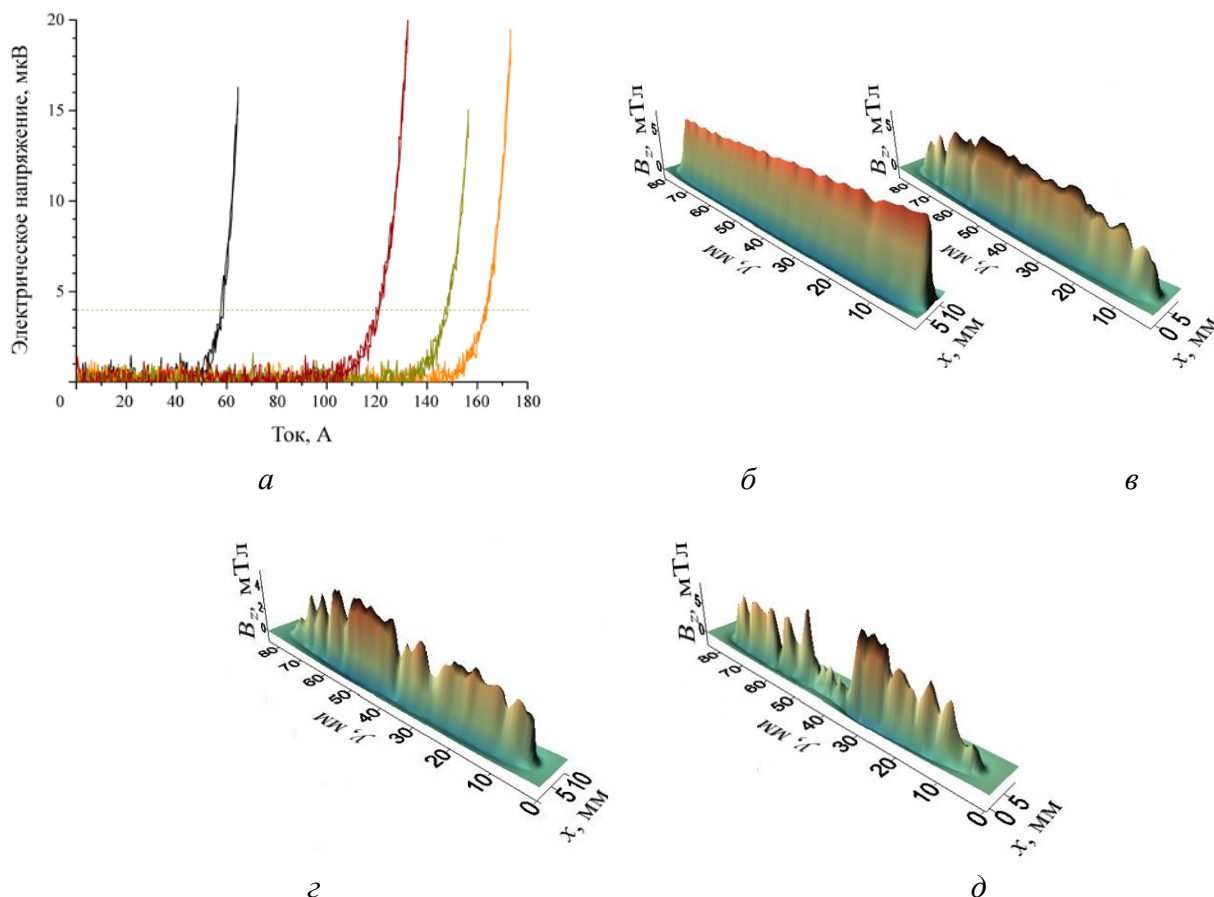
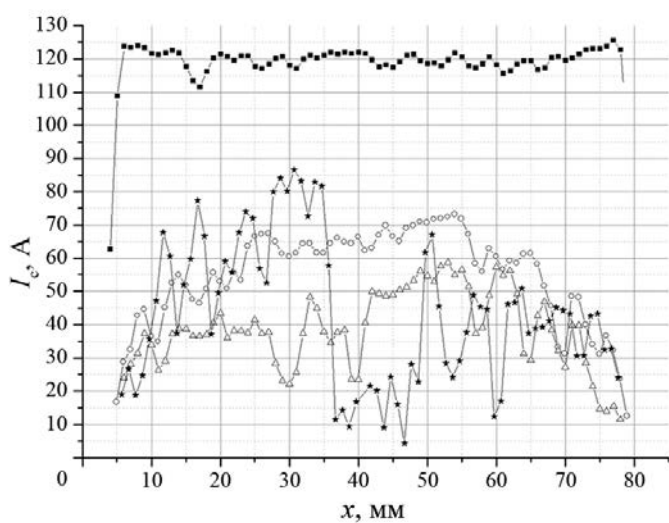


Рис. 5. Вольтамперные характеристики образца нижней ленты SuperOx (тип 1 в табл. 1) из пакета А в состоянии поставки и после нагружения циклическим перпендикулярным давлением 150 МПа при температуре жидкого азота: — —  $I_{c0} = 58$  А,  $n = 12,92$ , 1000 циклов; — —  $I_{c0} = 120$  А,  $n = 16,64$ , 100 циклов; — —  $I_{c0} = 148$  А,  $n = 23,27$ , 10 циклов; — —  $I_{c0} = 163$  А,  $n = 25,6$ , 0 циклов (а); соответствующие карты распределения захваченного магнитного потока в состоянии поставки (0 МПа), а также после 0 (б), 10 (в), 100 (г) и 1000 (д) циклов сжатия давлением 150 МПа



Чтобы приблизить условия измерений ВТСП-лент к рабочим для основной массы лент реальных пакетов, испытываемая лента размещалась между дополнительными медными лентами.

Рис. 6. Распределение расчётных локальных значений критического тока по длине нижнего в пакете А образца в состоянии поставки (0 МПа), а также после 10, 100 и 1000 циклов сжатия давлением 150 МПа при температуре жидкого азота: ■ — 0 МПа; ○ — 150 МПа, 10 циклов; Δ — 150 МПа, 100 циклов; ★ — 150 МПа, 1000 циклов

Уровни деградации критического тока в таких пакетах из пяти лент (2 медные ленты + ВТСП-лента + 2 медные ленты) были ниже из-за снижения пиковых нагрузок при сжатии, а сравнение степени деградации критических токов делалось после 2000 циклов сжатия.

На рис. 7 представлены типичные результаты измерений критических токов и показателей степени  $n$  ВАХ, а также диаграммы распределения захваченного магнитного потока образца ленты SuperOx с дополнительным лужением (тип 2 в табл. 1) в пакете из пяти лент до и после 2000 циклов сжатия давлением 150 МПа.

По измерениям ВАХ критический ток лент SuperOx с дополнительным лужением (тип 2 в табл. 1) после воздействия циклической нагрузки показал наименьшую деградацию — 20%.

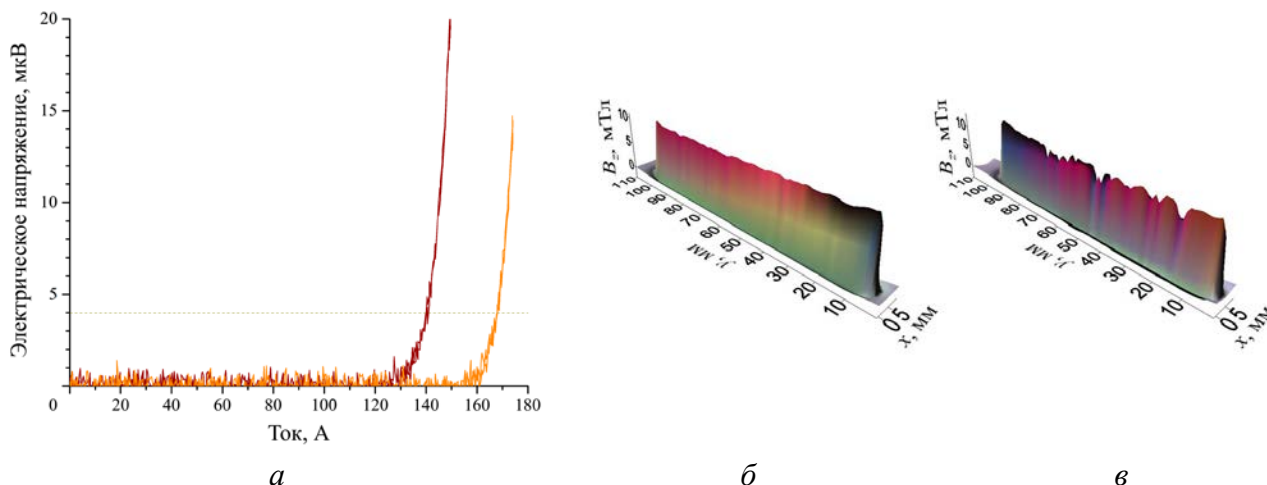


Рис. 7. Снятые при азотной температуре вольтамперные характеристики образца ленты SuperOx с дополнительным лужением (тип 2 в табл. 1): в состоянии поставки (— —  $I_{c0} = 168$  А,  $n = 36,40$ , 0 циклов) и после циклирования 2000 раз давлением 150 МПа при температуре жидкого азота (— —  $I_{c0} = 140$  А,  $n = 24,76$ , 2000 циклов) (а); карты распределения захваченного магнитного потока образца до (б) и после циклирования (в)

В аналогичных условиях в образцах лент SuperOx с медным покрытием (тип 1 в табл. 1) и НИЦ «Курчатовский институт» (тип 3 в табл. 1) критический ток снизился на 30 и 40% соответственно. На рис. 8 представлены карты распределения захваченного магнитного потока после 2000 циклов сжатия в жидком азоте, на которых визуализируется степень повреждения ВТСП-слоя в этих лентах.

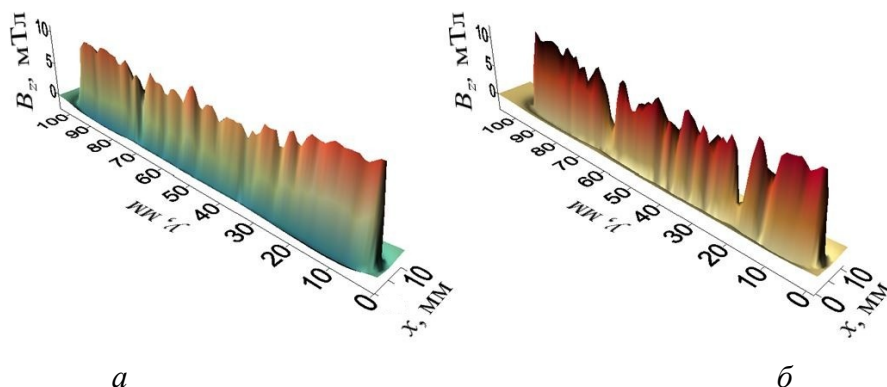


Рис. 8. Карты распределения захваченного магнитного потока образцов лент SuperOx тип 1 в табл. 1 (а) и НИЦ «Курчатовский институт» тип 3 в табл. 1 (б) после 2000 циклов сжатия давлением 150 МПа в жидком азоте

Стандартизованной методики определения электромеханических свойств ВТСП-лент и пакетов пока не существует. Если в конструкциях пакетов внутри кабеля возникает ситуация со смещением лент, то пределы допустимых механических напряжений от перпендикулярного давления будут иметь тенденцию находиться ближе к допустимому уровню напряжений среза ~30—45 МПа или сдвига ~20 МПа. Ещё хуже, если механические нагрузки будут способны вызвать деламинацию лент в пакетах, деградация критического тока в этом случае может начинаться уже при уровне напряжения

~1—5 МПа [8, 9]. Таким образом, для повышения надёжности конструкций проводников с пакетами необходимо прежде всего избегать появления в них любых концентраторов напряжений, используя различные способы распределения механических напряжений по всему объёму кабеля.

Использованная в данной работе схема постановки эксперимента позволила минимизировать воздействие на пакеты ВТСП-лент пиковых механических напряжений и показала, что существуют пакеты лент, которые способны сохранять токонесущую способность при однократном действии на них перпендикулярного давления до 200 МПа при комнатной температуре и температуре жидкого азота. В то же время влияние циклических нагрузок масштаба 150 МПа может приводить к серьёзной 50%-ной деградации критического тока уже после 100 циклов сжатия.

Рабочая температура также может оказать влияние на механические свойства и степень деградации критического тока ВТСП-2 пакетов лент, находящихся под воздействием перпендикулярного циклического сжатия, поэтому, найдя оптимальный вариант пакета при азотной температуре, границы допустимых механических нагрузок необходимо расширить до гелиевого уровня температуры.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Многослойная архитектура композитных ВТСП-2 лент и керамическая природа REBCO приводят к существенным ограничениям допустимых механических нагрузок, особенно при эксплуатации в крупных магнитных системах. Сверхвысокие и длительные циклические механические нагрузки, которые будут испытывать пакеты ВТСП-лент внутри токонесущих элементов типа «кабель в оболочке», требуют повышенного внимания к их механической прочности и электромеханической стабильности.

В работе проведено исследование влияния перпендикулярных сжимающих нагрузок на токонесущую способность композитных ВТСП-2-лент с различными архитектурами, перспективными для применения в магнитных системах установок термоядерного синтеза.

Установлено, что механические нагрузки от однократного сжатия до 200 МПа, осуществлённые при комнатной и криогенной температурах, имеют качественно отличающийся характер влияния на критический ток. В частности, для лент SuperOx с медным покрытием перпендикулярное сжатие до 200 МПа при комнатной температуре приводит к неожиданному эффекту увеличения бездиссипативного тока, зарегистрированного как транспортным, так и магнитным методами. Однако одновременно с этим стабильность токового состояния ухудшалась, что привело к перегоранию образцов при транспортных измерениях. Однократное сжатие в течение 10 мин при температуре жидкого азота пакетов лент с типичной толщиной медного покрытия не повлекло за собой ухудшения стабильности их токового состояния, роста критического тока при этом не наблюдалось, деградация не превышала 5%.

Циклическое воздействие сжатия давлением 150 МПа при температуре жидкого азота привело к значительно большей деградации по сравнению с однократным воздействием. Уже после 100 циклов критический ток лент падал на 20—50%. Особенно сильно пострадали крайние ленты в пакетах. Показано, что использование в пакетах смягчающих материалов в виде медных лент и припоя позволяет существенно снизить уровень деградации токонесущей способности. Ленты с дополнительным лужением, которые показали худшие результаты при однократном воздействии, оказались наиболее толерантными к циклическому воздействию. Деградация их критического тока оставалась на уровне 20% как после однократного воздействия, так и после 2000 циклов сжатия при температуре жидкого азота.

Полученные результаты указывают на то, что характер влияния циклических нагрузок может существенно отличаться от нагрузок в режиме однократного воздействия и зависит от температуры. Это актуализирует проведение дальнейших исследований, направленных как на изучение воздействия циклических нагрузок уже при уровне температур жидкого гелия, который более адекватно отражает условия эксплуатации, так и на разработку способов повышения электромеханической устойчивости пакетов композитных ВТСП-2-лент к различным циклическим нагрузкам.

Авторы выражают благодарность Д.Н. Диеву и А.В. Наумову за возможность использования матрицы для сжатия пакетов лент.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Бондарчук Э.Н. и др.** Инженерно-технические аспекты электромагнитной системы установки TRT. — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 12, с. 1070—1086; doi: 10.31857/S03672921110159.
2. **Tronza V.I. et al.** Russia's contribution to the ITER TF magnets. — IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2016, vol. 26, № 4, p. 709—713; doi: 10.1109/TASC.2015.2509639.
3. **Сверхпроводящие** магнитные системы для токамаков. Под ред. Н.А. Черноплекова. — М.: ИздАТ, 1997. 166 с.
4. **Uglietti D.** A Review of Commercial High Temperature Superconducting Materials for Large Magnets: from Wires and Tapes to Cables and Conductors. — Supercond. Sci. Technol., 2019, vol. 32, p. 1—29; doi: 10.1088/1361-6668/ab06a2.
5. **Преображенский И.И. и др.** Влияние сжимающих механических нагрузок на распределение критического тока в пакетах ВТСП-лент. — Сверхпроводимость. Фундаментальные и прикладные исследования, 2024, т. 2, с. 1—14.
6. **Xue S., Kwon J., Garg Y., Sumption M.D., Collings E.W.** Compressive Stress-Strain Behavior of REBCO Coated Conductors and Cables. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2023, vol. 33, № 5, p. 1—6; doi: 10.1109/TASC.2023.3247370.
7. **Maeda H., Yanagisawa Y.** Recent developments in high-temperature superconducting magnet technology. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2014, vol. 24 (3), № 4602412, p. 1—12; doi: 10.1109/TASC.2013.2287707.
8. **Sanabria C. et al.** Development of a high current density, high temperature superconducting cable for pulsed magnets. — Supercond. Sci. Technol., 2024, vol. 37 (11), p. 1—21; doi: 10.1088/1361-6668/ad7efc.
9. **Wolf M.J., Ebner C., Fietz W.H., Heller R., Nickel D., Wiess K-P.** High temperature superconductors for fusion applications and new developments for the HTS CroCo conductor design. — Fusion Engineering and Design, 2021, vol. 172, p. 1—9; doi: 10.1016/j.fusengdes.2021.112739.
10. **Nickel D. et al.** Mechanical and Electro-Mechanical Investigations of Assembled HTS CroCo Triplets. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2020, vol. 30, № 4, p. 1047—1057; doi: 10.1109/TASC.2020.2972226.
11. **Hartwig Z.S. et al.** Building the Runway: A New Superconducting Magnet Test Facility Made for the SPARC. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2024, vol. 34, № 2, p. 1—17; doi: 10.1109/TASC.2024.3352395.
12. **Uglietti D., Wesche R., Bruzzone P.** Effect of transverse load on the critical current of a coated conductor Roebel cable. — Supercond. Sci. Technol., 2013, vol. 26, № 7, p. 1—5; doi: 10.1088/0953-2048/26/7/074002.
13. **Xia J. et al.** Stress and strain analysis of a REBCO high field coil based on the distribution of shielding current. — Supercond. Sci. Technol., 2019, vol. 32 (9), p. 1—21; doi: 10.1088/1361-6668/ab279c.
14. **Кривых А.В., Поляков А.В.** Электромеханические свойства ВТСП-2-проводов с лентой-подложкой из нержавеющей стали AISI 310S при температурах жидкого гелия и азота. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 41—46; doi: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-41-46.
15. **Krivykh A.V. et al.** Electromechanical properties of thin-layer HTSC-2G tape wires at helium temperature and tensile stresses above 1000 MPa. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2022, vol. 32 (4), p. 1—5; doi: 10.1109/TASC.2022.3143773.

НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия



Анатолий Владимирович Кривых, ведущий научный сотрудник, д.т.н., академик АЭН РФ  
Krivykh\_AV@nrcki.ru



Валентин Васильевич Гурьев, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.  
guryevvv@mail.ru



Кирилл Владимирович Мосеев, главный специалист  
kirit@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 3 июля 2024 г.

После доработки 17 декабря 2024 г.

Принята к публикации 28 февраля 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 103—111.

УДК 538.945

## ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТСП-ЛЕНТ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВВОДЕ ТОКА

*Е.П. Красноперов, Ю.Д. Куроедов, В.Р. Романовский*

*НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Представлены результаты импульсных измерений вольтамперных характеристик лент на основе высокотемпературных сверхпроводников. Построена модель, описывающая особенности их формирования при температуре жидкого азота. Показано, что при токах, значительно превышающих критические, возникают устойчивые состояния, которые имеют ярко выраженный гистерезисный характер. Проведённый анализ позволяет прогнозировать характеристики сверхпроводника при работе на переменном токе. Обсуждаемые результаты необходимо учитывать при разработке крупномасштабных сверхпроводящих магнитных систем, таких как магнитные катушки для УТС, подверженных интенсивным электромагнитным возмущениям.

**Ключевые слова:** высокотемпературный сверхпроводник, импульсный ток, вольтамперная характеристика, токовая неустойчивость.

## VOLTAGE-CURRENT CHARACTERISTICS OF HTS TAPES AT PULSE CURRENT CHARGING

*E.P. Krasnoperov, Yu.D. Kuroedov, V.R. Romanovskii*

*NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The results of pulse measurements of volt-ampere characteristics of tapes based on high-temperature superconductors are presented. A model describing the peculiarities of their formation at the temperature of liquid nitrogen is constructed. It is shown that at currents considerably exceeding the critical currents, steady states appear, which have a pronounced hysteresis character. The analysis allows us to predict the characteristics of the superconductor when operating at alternating current. The discussed results should be taken into account in the development of large-scale superconducting magnetic systems, such as magnetic coils for controlled thermonuclear fusion subjected to intense electromagnetic perturbations.

**Key words:** high-temperature superconductor, pulse current, voltage-current characteristic, current instability.

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из ключевых направлений сверхпроводниковых технологий будущего будет применение высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) для разработки магнитных систем токамаков. Управляемый термоядерный синтез невозможен без магнитных систем, удерживающих плазму от контакта со стенками реактора в большом объёме. Причём все большее внимание будет уделяться «высокополюсовым компактным токамакам», основанным на ВТСП-технологиях.

Решающее значение при проектировании сверхпроводящих устройств имеют электрофизические характеристики сверхпроводников. Из них важнейшей является вольтамперная характеристика (ВАХ) сверхпроводника. Она позволяет определить основные физические параметры сверхпроводника, например, ток возникновения неустойчивости [1]. Их определение позволяет обеспечить стабильную работоспособность сверхпроводящих магнитных систем. Как известно, при измерении ВАХ лент на основе высокотемпературных сверхпроводников второго поколения при вводе либо постоянного (DC), либо переменного (AC) токов существует ряд проблем, которые затрудняют проведение экспериментов. Во-первых, распределение критической плотности тока по их длине ВТСП неоднородно [2—4]. Во-вторых, значение индекса нарастания ВАХ ( $n$ -value) относительно низко. Поэтому если в ВТСП возникает нормальная зона, то скорость её распространения крайне мала. Она порядка 1—10 см/с [5]. В результате этого возникновение нормальной зоны при действии каких-либо возмущений будет приводить к локальному перегреву сверхпроводника. Повышение температуры в области возникновения

нормальной зоны при токах, близких к критическому  $I_c$ , носит необратимый характер. Причём предсказать место появления нормальной зоны практически невозможно [6]. Соответственно может возникнуть локальный пережог сверхпроводника, сопровождающийся разрушением ленты.

Применение импульсного режима ввода тока позволяет изучать ВАХ при токах, значительно превышающих критические значения [7, 8]. В работах [9, 10] представлены результаты экспериментальных исследований процессов перехода из сверхпроводящего в резистивное состояние при микросекундных токовых импульсах, когда протекающие процессы близки к адиабатическим. При этом в силу малости времени протекания тока исключается опасность пережога сверхпроводника. Импульсные измерения ВАХ особенно актуальны при анализе допустимых режимов работы сверхпроводников в сильных (выше 10 Тл) импульсных магнитных полях [11]. Поведение сверхпроводника при воздействии импульсным током имеет также и несомненный практический интерес [12], поскольку сверхпроводники, охлаждаемые жидким азотом, находят применение в токоограничителях и коммутаторах [13].

В связи с этим целью настоящей работы являлось измерение ВАХ в широком диапазоне изменения токов при их импульсном вводе.

### МЕТОДИКА ИМПУЛЬСНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Образцами для исследований служила лента фирмы Super Power. Она имеет подложку из Hastelloy 50  $\mu\text{m}$  с буферным слоем, на который нанесён сверхпроводящий слой из YBCO толщиной 1  $\mu\text{m}$ . Снаружи имеются стабилизирующие слои серебра толщиной 2  $\mu\text{m}$  и меди — 25  $\mu\text{m}$ . Общее поперечное сечение ленты равно 4,05×0,1 мм.

Отрезок ленты (Sample) длиной 150 мм припаивался к двум медным токоподводам, укрепленных на текстолитовой пластине. Длина спаива составляла  $\approx 15$  мм. Потенциальные контакты припаивались к ленте так, что расстояние между контактами составляло 100 мм. Общая схема установки показана на рис. 1. Для измерений импульсной ВАХ использовался цифровой осциллограф АСК-3107. Его чувствительность после высокочастотной фильтрации достигала 100 мкВ. Для регистрации тока служило дополнительное эталонное сопротивление  $R_n$ . С его помощью токи регистрировались с точностью не хуже 1%. Поскольку каналы осциллографа имеют общую землю, измерения проводились по трёхточечной схеме. Источник импульсного тока содержал зарядное устройство до 100 В, конденсаторную батарею ёмкостью  $C = 40$  мФ, дроссель  $L$  и систему Blok отключения тока на ниспадающей ветви токового импульса.

Так как ВТСП-ленты имеют стабилизирующие слои из меди и серебра, то вихревые токи, возникающие при импульсных измерениях, могут влиять на вид ВАХ. В работе [14] изучено влияние скорости ввода тока на вид ВАХ. Установлено, что при длительности импульсов более 1 мс металлизированное покрытие лент фирмы Super Power (медь и серебро) и их основа (сплав хастеллой) слабо влияют на ВАХ. В наших экспериментах длительность импульса тока существенно большая, что исключало необходимость учитывать влияние вихревых токов на результаты измерений.

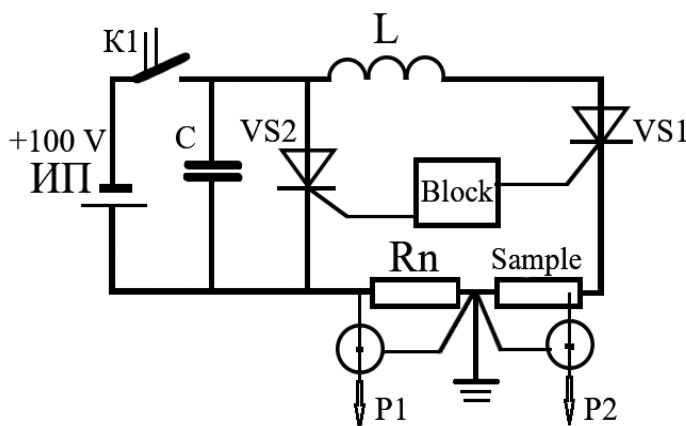


Рис. 1. Электрическая схема экспериментальной установки: ИП — источник постоянного напряжения для зарядки конденсаторов;  $C$  — батарея конденсаторов;  $L$  — разрядная индуктивность;  $VS1$  — тиристор пуска тока;  $VS2$  — тиристор прерывания тока;  $R_n$  — нормальное сопротивление; Blok — блок управления тиристорами; Sample — лента ВТСП;  $P1$  — канал измерения тока;  $P2$  — канал измерения напряжения на образце

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И МОДЕЛЬ

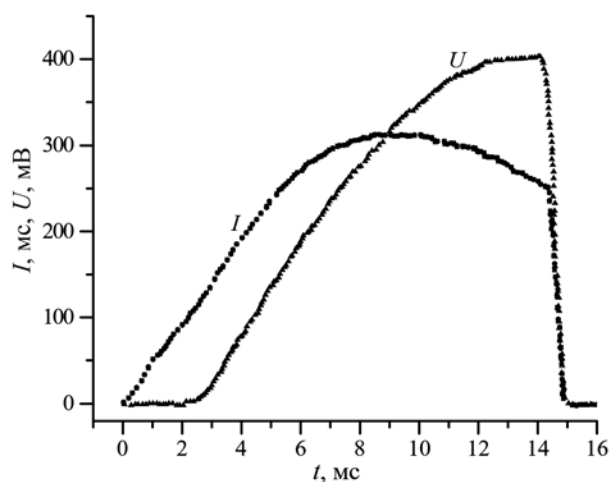


Рис. 2. Осциллограммы тока ( $I$ ) и напряжения ( $U$ ) при амплитуде тока  $I_a = 310$  А

ветви ВАХ при повышении тока и при его снижении практически совпадают. Следует отметить, что в диапазоне напряжений, не превышающих 10 мВ, т.е. при напряжённостях электрического поля  $E < 1$  мВ/см, импульсные ВАХ совпадают с измерениями на постоянном токе. Для больших амплитуд вводимого тока характер ВАХ изменяется. А именно при спадании тока после достижения его максимального значения напряжение на образце оказывается больше, чем при возрастании тока. В результате ВАХ приобретает необратимый характер.

В общем случае динамика макроскопических состояний сверхпроводящих лент должна быть описана многомерными нестационарными уравнениями Максвелла и Фурье, позволяющими учесть пространственные и временные особенности неизотермического проникновения электромагнитного поля внутрь ленты. Однако проводимые при этом численные расчёты громоздки и трудоёмки в силу математической сложности используемых моделей и методов, которые, как правило, ориентируются на использование метода конечных элементов [15—17]. Как следствие, анализ условий возникновения

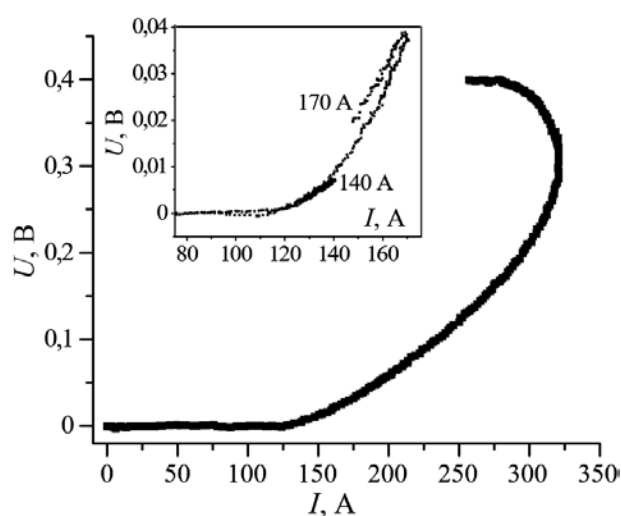


Рис. 3. Вольтамперная характеристика сверхпроводника при вводе импульсного тока с амплитудой  $I_a = 310$  А. На вставке — ВАХ при амплитудах тока 140 и 170 А

неустойчивых состояний весьма затруднителен. Для качественного понимания физических закономерностей существования устойчивых сверхпроводящих состояний можно использовать более простые модели [18, 19].

Исследуем динамику тока, вводимого в бесконечно длинную сверхпроводящую ленту, находящуюся в поле собственного тока. Воспользуемся следующим приближением. Лента шириной  $b$  состоит из сверхпроводника толщиной  $a_s$ , нанесённого на подложку из хастиеллоя с высоким удельным сопротивлением, толщина которого  $a_h$ . На сверхпроводник нанесён стабилизирующий слой из серебра толщиной  $a_{ag}$ . Вся эта многослойная композиция с двух сторон покрыта медью толщиной  $a_{cu}$ . Причем  $b \gg a = a_h + a_s + a_{ag} + 2a_{cu}$ . Соответствующие значения геометрических параметров для исследуемой ленты были приведены ранее. Будем полагать, что:

- сверхпроводящая лента охлаждается жидким азотом, теплоотдача в который характеризуется кризисом кипения (переходом от пузырькового режима кипения к плёночному) после превышения характерного значения перегрева поверхности сверхпроводника  $\Delta T_{cr}$ ;
- в ленту в продольном направлении вводится ток, который изменяется во времени по синусоидальному закону с пиковым значением  $I_a$  и полупериодом  $t_m$ ;
- температура, электрическое поле и ток распределены по сечению ленты однородно;
- ток течёт только в проводящей части ленты, поскольку проводимость хастеллоя и буферного слоёв много меньше проводимости остальных покрытий [10];
- вольтамперная характеристика сверхпроводника описывается степенным законом, в котором зависимость критического тока от температуры аппроксимируется степенной зависимостью;
- при расчёте теплоёмкости ленты будем учитывать все указанные слои.

Согласно сделанным предположениям электрическое и тепловое состояния сверхпроводящей ленты исследуем, используя нульмерную модель анизотропного континуума. (Отметим, что, как показывают расчёты на основе модели, учитывающей пространственное изменение температуры и напряжённости электрического поля в поперечном направлении ленты, её толщина в силу малости практически не влияет на распределение температуры и электрического поля в поперечном сечении.) Для этого воспользуемся нестационарным уравнением теплового баланса и уравнениями Кирхгофа для цепи, состоящей из трёх параллельно соединённых проводящих участков. Поэтому на основании численного решения системы уравнений

$$C(T)dT/dt = -q(T)p/S + E(t)I(t)/S, \quad T(0) = T_0; \quad (1)$$

$$E = E_c \left( \frac{J_s}{J_c(T)} \right)^{n(T)} = J_{ag} \rho_{ag}(T) = J_{cu} \rho_{cu}(T); \quad (2)$$

$$J(t) = I_a \sin(2\pi ft)/S = \eta_s J_s + \eta_{ag} J_{ag} + \eta_{cu} J_{cu}; \quad (3)$$

$$J_c(T) = J_{c0}(T_c - T)/(T_c - T_0) \quad (4)$$

будем определять изменение во времени температуры  $T$  и напряжённости электрического поля  $E$ , зависящих от текущего значения тока  $I$ , перераспределяющегося между сверхпроводящим слоем ленты, серебряным и медным покрытиями.

Здесь  $C$  — общая удельная теплоёмкость ленты, которая для композитного проводника рассчитывалась по правилу аддитивности:  $C = \eta_s C_s + \eta_{ag} C_{ag} + \eta_{cu} C_{cu} + \eta_h C_h$ , где  $\eta_s = a_s/a$ ,  $\eta_{ag} = a_{ag}/a$ ,  $\eta_{cu} = a_{cu}/a$ ,  $\eta_h = a_h/a$  — количество сверхпроводника, серебра, меди и хастеллоя в ленте соответственно;  $\rho_{ag}$  и  $\rho_{cu}$  — удельные электрические сопротивления серебра и меди соответственно;  $E_c$  — условно заданная критическая напряжённость электрического поля, используемая для определения критической плотности тока  $J_{c0}$ ;  $T_c$  — критическая температура сверхпроводника;  $n$  — показатель нарастания вольтамперной характеристики;  $f = 1/(2t_m)$  — частота вводимого тока;  $S = ab$  — площадь поперечного сечения пластины;  $p$  — охлаждаемый периметр рассматриваемой ленты;  $J_s$ ,  $J_{ag}$  и  $J_{cu}$  — плотности токов, протекающих в сверхпроводнике, в стабилизирующем слое из серебра и в медном покрытии соответственно.

Отметим, что при анализе тепловых и электрических состояний сверхпроводящей ленты на основе ВТСП второго поколения, возникающих при вводе в них транспортного тока, нет необходимости учитывать продольный механизм теплопроводности, как это было сделано в [12].

Обсуждаемые далее результаты расчётов получены для следующих исходных параметров:

$$E_c = 10^{-6} \text{ В/см}, \quad I_{c0} = 100 \text{ А}, \quad T_c = 91 \text{ К}, \quad T_0 = 77,3 \text{ К}, \quad n = 13,$$

$$S = 4,05 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2, \quad p = 0,9 \text{ см}, \quad \eta_s = 0,01, \quad \eta_{ag} = 0,02, \quad \eta_{cu} = 0,49, \quad \eta_h = 0,48.$$

Установившиеся условия охлаждения ленты жидким азотом описывались согласно [20]. Соответственно тепловой поток  $q(T)$  с поверхности ленты в жидкий азот, учитывающий пузырьковый и плёночный режимы кипения, рассчитывался как

$$q(T) \left[ \text{Вт/см}^2 \right] = \begin{cases} 0,04(T - T_0)^{2,4}, & T \leq T_0 + \Delta T_{\text{cr}}; \\ 0,036(T - T_0)^{0,76}, & T > T_0 + \Delta T_{\text{cr}}, \end{cases} \quad (5)$$

полагая  $T_0 = 77,3 \text{ К}$  и  $\Delta T_{\text{cr}} = 10 \text{ К}$ .

Температурная зависимость теплоёмкости  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  определялась по формуле согласно результатам, представленным в работе [21]. Для расчёта зависимости от температуры теплоёмкости серебра, меди и хастеллоя использовались формулы, приведённые в [22—25] соответственно.

Зависимости удельных электрических сопротивлений серебра и меди от температуры для значения  $\text{RRR} = \rho(273 \text{ К})/\rho(4,2 \text{ К}) = 100$  вычислялись в соответствии с результатами, приведёнными в работе [26], задавая  $\rho_{\text{ag}}(273 \text{ К}) = 3 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}\cdot\text{см}$  и  $\rho_{\text{cu}}(273 \text{ К}) = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ .

### СРАВНЕНИЕ РАСЧЁТА С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

На рис. 4 представлены ВАХ рассматриваемой ленты, полученные на основании экспериментальных измерений и моделирования её теплоэлектрофизических процессов в рамках модели (1)—(5) с выписанными ранее исходными параметрами. Амплитуда вводимого тока равна  $I_a = 310 \text{ А}$ , а период изменения тока 36 мс. При этом, как и в эксперименте, ввод тока прекращался на стадии его спада после того, как он снижался до значения 250 А.

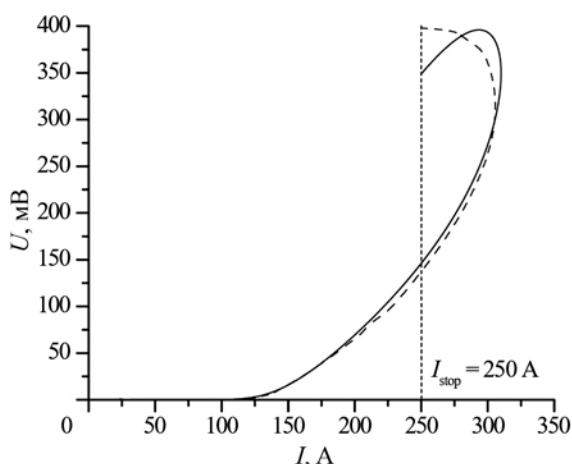


Рис. 4. Сравнение экспериментальной (---) и расчётной (—) ВАХ при импульсном вводе тока. Моделирование выполнено при  $I_a = 310 \text{ А}$  и  $t_m = 18 \text{ мс}$

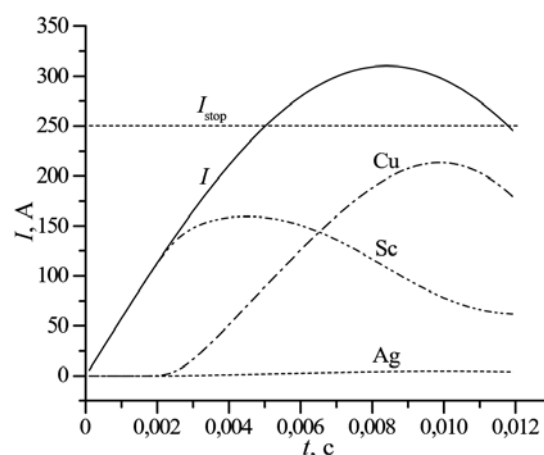


Рис. 5. Изменение во времени общего тока в ленте  $I(t)$  (—). Расчёт токов в её отдельных слоях согласно (1)—(5): - - - - - ток в сверхпроводнике (Sc); . . . . . ток в слое из серебра (Ag); - . . . . ток в медном покрытии (Cu)

Легко видеть, что при вводе тока модельный расчёт очень хорошо описывает форму экспериментальной зависимости ВАХ. Отклонение наблюдается лишь вблизи максимума тока. Наблюдаемое расхождение, по-видимому, связано с тем, что лента лежит на горизонтальной текстолитовой пластине. По этой причине нижняя часть ВТСП-полоски имеет худшие условия охлаждения, чем её верхняя сторона. И как результат, температура ленты оказывается выше, чем даёт расчёт в предположении симметричного охлаждения. Соответственно при максимальных токах (наибольшее тепловыделение) наблюдаемое в эксперименте напряжение оказывается выше, чем следует из расчёта.

На рис. 5 приведены расчётные зависимости токов в отдельных слоях ленты. Из расчётов видно, как при достижении критического состояния в сверхпроводящем слое ток из сверхпроводника (кривая Sc) начинает перетекать в медное покрытие (кривая Cu).

Предложенную процедуру расчёта планируется применить для определения ВАХ на переменном токе. Поскольку нагрев пропорционален квадрату тока, то переменный ток можно рассматривать как

последовательность импульсов, имеющих форму половины синусоиды. В такой постановке задачи начальные условия для последующего импульса тока определяются конечным состоянием сверхпроводника от предыдущего импульса. Таким образом, в рамках предложенной модели из однократных импульсных измерений может быть определена ВАХ сверхпроводника на переменном токе без опасности его перегорания при длительном протекании закритического тока.

## ВЫВОДЫ

В работе выполнено экспериментально-теоретическое исследование ВАХ сверхпроводящей ленты второго поколения, охлаждаемой жидким азотом, при импульсном вводе тока в ленту. Результаты вычислений для одиночного синусоидального импульса тока показывают хорошее согласие с экспериментом. Тем самым благодаря однократным импульсным измерениям ВАХ возможно получить важнейшие характеристики процессов, происходящих при вводе переменного тока: во-первых, для заданных условий работы определить токи возникновения нестабильных состояний; во-вторых, для каждой конкретной ленты рассчитать частотную характеристику максимально допустимых токовых нагрузок, при которых сверхпроводящие свойства ленты сохраняются.

Работа выполнена в рамках тематического плана НИЦ «Курчатовский институт».

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Romanovskii V.R.** Basic Macroscopic Principles of Applied Superconductivity. — CRC Press: Boca Raton: Taylor & Francis Group, 2021, London. New York. 416 p.
2. **Selvamanickam V., Chen Y., Xiong X. et al.** High Performance 2G Wires: From R&D to Pilot-Scale Manufacturing. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2009, vol. 19, № 3, p. 3225—3230.
3. **Selvamanickam V., Chen Y., Xiong X. et al.** Progress in Performance Improvement and New Research Areas for Cost Reduction of 2G HTS Wires. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2011, vol. 21, № 3, p. 3049—3054.
4. **Paidpilli M., Goel Chirag, Sarangi B. et al.** 40-meter-long REBCO tapes with critical current over 4,000 A/12 mm at 4.2 K and 13 T by advanced MOCVD. — Superconductivity, 2024, vol. 9, № 3, 100081 (6 p.).
5. **Pelegrin J., Martinez E., Angurel L.A., Yi-Yuan Xie, Selvamanickam V.** Numerical and Experimental Analysis of Normal Zone Propagation on 2G HTS Wires. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2011, vol. 21, № 3, p. 3049—3054.
6. **Archarov A.M., Dontsova E.S., Romanovskii V.R. et al.** Limiting currents of YBCO coated tape with non-uniform distribution of the critical current along conductor. — In: Proc. of ICEC—24 ICMC 2012, Cryogenics and Superconductivity Society of Japan, 2012, p. 837—840.
7. **Ciszek M., Trojanowski S.** Low noise measurement system for determination of the critical currents in superconducting tapes by a pulse method. — Rev. of Sci. Instr., 2011, vol. 82, № 11, 114701 (6 p.).
8. **Martínez E., Angurel L.A., Pelegrin J. et al.** Thermal stability analysis of YBCO-coated conductors subject to over-currents. — Superconductor Science and Technology, 2010, vol. 23, № 2, 025011 (8 p.).
9. **Degtyarenko P.N., Dul'kin I.N., Fisher L.M. et al.** Thermoelectric instability induced by single pulses and alternating currents in second-generation superconducting tapes. — Low Temp. Phys., 2011, vol. 37, № 2, p. 101—106.
10. **Анищенко И.В., Покровский С.В., Осипов М.А. и др.** Неравновесные состояния в ВТСП-композитах второго поколения при сверхкритических импульсных токовых воздействиях. — Письма в ЖТФ, 2021, т. 47, № 19, с. 22—25.
11. **Stehr V., Tan K.S., Hopkins S.C. et al.** Pulsed critical current measurements of NbTi in perpendicular and parallel pulsed magnetic fields using the new Cryo-BI-Pulse System. — J. of Physics: Conference Series, 2006, vol. 43, № 1, p. 682—685.
12. **Zubko V.V., Ryabov S.M., Fetisov S.S. et al.** Heat transfer simulation to liquid nitrogen from HTS tapes at the overload currents. — Physics Procedia, 2015, vol. 67, № 4, p. 619—624.
13. **Moriconi F., Koshnick N., Rosa F.D.L. et al.** Modeling and test validation of a 15 kV 24MVA Superconducting Fault Current Limiter. — In: IEEE PES T&D, 2010, p. 1—6.
14. **Meerovich V., Sokolovsky V., Prigozhin L. et al.** Dynamic response of HTS composite tapes to pulsed currents. — Superconductor Science and Technology, 2006, vol. 19, № 4, p. 267—275.
15. **Hong Y., Zheng J., Huang Z., Zhang J.** Dynamic response simulation of the HTS bulk over an actual permanent magnet guide way using different E—J relationships. — J. of Superconductivity and Novel Magnetism, 2022, vol. 35, № 1, p. 1049—1058.

16. **Ohya M.** Numerical analysis on transient stability of large helical device conductor. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2022, vol. 32, № 6, 4701004 (4 p.).
17. **Wu Y., Li X., Badcock R.A. et al.** AC Loss simulation in HTS coil windings coupled with an iron core. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2022, vol. 32, № 6, 4701505 (5 p.).
18. **Altov V.A., Kulysov N.A., Sytchev V.V.** Stability of composite superconductors under AC conditions. — In: Advances in Cryogenic Engineering. Ed. by K.D. Timmerhaus, R.P. Reed, A.F. Clark. — NY: Plenum Press, 1977, vol. 22, p. 408—413.
19. **Vysotsky V.S., Sytnikov V.E., Repnikov V.V. et al.** Heating development analysis in long HTS objects with cooling. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2005, vol. 15, № 2, p. 1655—1658.
20. **Brentari E.G., Smith R.** Nuclear and film pool boiling design correlations for O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> and He. — Advances in Cryogenic Engineering, 1965, vol. 10, p. 325—341.
21. **Muller K.H., Andrikids C.** Flux jumps in melt-textured Y—Ba—Cu—O. — Phys. Rev., 1994, vol. B49, p. 1294—1307.
22. **Xiao L.Y., Kiyoshi T., Ozaki O. et al.** Case study on quench evolution and passive protection of high  $T_c$  superconducting pancake coil. — Cryogenics, 1999, vol. 39, № 4, p. 293—298.
23. **Simon N.J., Drexler E.S., Reed R.P.** Properties of Cooper and Copper Alloys at Cryogenic Temperature. — NIST Monograph., 1992, vol. 177, p. 7—23.
24. **Lu J., Choi E.S., Zhou H.D.** Physical Properties of Hastelloy C-276TM at Cryogenic Temperatures. — J. Appl. Phys., 2008, vol. 103, № 6, 064908 (6 p.).
25. **Wesche R., Bruzzone P., March S. et al.** HTS Conductors for Fusion. — In: Thermal Stability and Quench. Workshop. Karlsruhe, May 26—27, 2011, p. 35.
26. **Seeber B.** Electrical resistivity. — In: Handbook of Applied Superconductivity. Editor B. Seeber. — Bristol: IOP Publishing, 1998, vol. 1, p. 1067—1082.

**НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия**



Евгений Павлович Красноперов, начальник лаборатории, д.ф.-м.н., профессор, автор более 130 публикаций в рецензируемых журналах  
krasnoperev\_ep@nrcki.ru



Юрий Дмитриевич Куроедов, ведущий эксперт НИЦ «Курчатовский институт» в области прикладной сверхпроводимости, к.т.н., автор более 50 публикаций в научных журналах, изобретатель (5 патентов РФ), участник ВДНХ СССР 1987 г. — Мирный атом Стране Советов, ветеран атомной энергетики и промышленности  
jurijkuroedov@yandex.ru



Владимир Рэманович Романовский, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н., почётный работник науки и техники РФ, лауреат премий им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности, действительный член Нью-Йоркской академии наук, член Американского общества инженеров электротехники и электронщиков (IEEE)  
mosrem@rambler.ru

Статья поступила в редакцию 13 сентября 2024 г.

После доработки 16 марта 2025 г.

Принята к публикации 18 апреля 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 112—118.



# ПЛАЗМА—СТЕНКА и МАТЕРИАЛЫ для УТС



УДК 533.9.03

## СТОЙКОСТЬ ЗЕРКАЛ НЕРЕЗОНАНСНОГО ФОТОННОГО НЕЙТРАЛИЗАТОРА МОЩНОГО ПУЧКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ К БОМБАРДИРОВКЕ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

*М.Г. Атлуханов<sup>1,2</sup>, А.В. Бурдаков<sup>1,3</sup>, В.В. Куркучек<sup>1</sup>, С.С. Попов<sup>1,2</sup>, Д.И. Сквородин<sup>1,2</sup>,  
Д.С. Таныгина<sup>1</sup>, Ю.А. Трунев<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>НГУ, Новосибирск, Россия

<sup>3</sup>НГТУ, Новосибирск, Россия

Будущим термоядерным реакторам необходимы высокоэффективные методы поддержания и нагрева плазмы. Один из наиболее перспективных методов решения данной задачи — использование атомарных источников с энергией порядка 1 МэВ. В настоящее время получить высокий КПД выхода нейтралов для источников отрицательных ионов, используя газовые перезарядные мишени, невозможно. Альтернативным методом для нейтрализации является использование эффекта фотоотрыва избыточного электрона от иона. Идея такого метода основана на накоплении лазерного излучения высокой мощности в зеркальной ловушке. Эффективность такого подхода напрямую зависит от количества накопленной энергии в системе диэлектрических зеркал с высокой отражательной способностью более 0,9999. Из-за расположения зеркал вблизи потока высокоэнергичных заряженных частиц необходимо изучить зависимость деградации коэффициента отражения от бомбардировки этими частицами. В данной статье рассматриваются две модели зеркала с напылением из наиболее популярных материалов  $\text{TiO}_2\text{—SiO}_2$  и  $\text{ZrO}_2\text{—SiO}_2$ . Также предложена модель зеркала с защитным финишным слоем на основе указанных материалов. Как показывают оценки, наиболее стойким является зеркало с напылением из оксида циркония с оксидом кремния. Ожидаемый уровень повреждений при флюенсе  $10^{13} \text{ см}^{-2}$  не должен превышать критического значения  $6,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , как и для модифицированного зеркала.

**Ключевые слова:** фотонный накопитель, адиабатический, нерезонансный, метод Монте-Карло, оптика, диэлектрическое зеркало, коэффициент отражения, смещение на атом, радиационное повреждение материала.

## RESISTANCE OF MIRRORS OF A NON-RESONANT PHOTON NEUTRALIZER OF POWERFUL BEAM NEGATIVE IONS TO BOMBARDMENT BY HIGH-ENERGY PARTICLES

*M.G. Atlukhanov<sup>1,2</sup>, A.V. Burdakov<sup>1,3</sup>, V.V. Kurkuchekov<sup>1</sup>, S.S. Popov<sup>1,2</sup>, D.I. Skovorodin<sup>1,2</sup>,  
D.S. Tanygina<sup>1</sup>, Yu.A. Trunev<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia

<sup>2</sup>NSU, Novosibirsk, Russia

<sup>3</sup>NSTU, Novosibirsk, Russia

Future fusion reactors will require highly efficient methods for maintaining and heating the plasma. One of the most promising methods for solving this problem is the use of atomic sources with an energy of about 1 MeV. Currently, it is impossible to obtain a high neutral yield efficiency for negative ion sources using gas charge exchange targets. An alternative method for neutralization is to use the effect of photodetachment of an excess electron from the ion. The idea of this method is based on the accumulation of high-power laser radiation in a mirror trap. The effectiveness of this approach directly depends on the amount of accumulated energy in the system of dielectric mirrors with a high reflectivity of more than 0.9999. Due to the location of the mirrors close to the flow of high-energy charged particles, it is necessary to study the dependence of the degradation of the reflectance on bombardment by these particles. This paper examines two models of mirrors coated with the most popular materials  $\text{TiO}_2\text{—SiO}_2$  and  $\text{ZrO}_2\text{—SiO}_2$ . A mirror model with a protective finishing layer based on the above materials is also proposed. As estimates show, the most resistant is a mirror coated with zirconium oxide and silicon oxide. The expected damage level at a fluence of  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  should not exceed the critical value of  $6,1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , as for the modified mirror.

**Key words:** photon storage device, adiabatic, non-resonant, Monte Carlo method, optics, dielectric mirror, reflection coefficient, displacement per atom, radiation damage to the material.

## ВВЕДЕНИЕ

Для поддержания и нагрева плазмы в проекте ИТЭР планируется использовать инжектор мощных атомарных пучков с энергией порядка 1 МэВ [1]. Инжектор представляет собой ускоритель отрицательных ионов изотопов водорода и нейтрализатор. В настоящее время для конверсии отрицательных ионов используются газовые нейтрализаторы, хотя для энергии 1 МэВ эффективность конверсии не превышает 60% [2]. Ограничение эффективности связано с высокой вероятностью полной ионизации и конверсией в положительный ион. Такой подход к нейтрализации пучка существенно ограничивает полный КПД инжектора нейтральных атомов. Существуют и другие способы нейтрализации пучка. Один из них называется плазменным нейтрализатором и основан на использовании частиц плазмы для отрыва избыточного электрона от отрицательного иона [3]. Эффективность такого подхода может достигать 85%, что существенно выше, чем для газового нейтрализатора, однако требуется разработка методов рекуперации энергии не нейтрализованных ионов. Кроме того, как плазменный нейтрализатор, так и газовый существенно ухудшают вакуумные условия для ускорителя и транспортного канала пучка ионов, а также привносят нежелательные примеси в атомарный пучок. Наиболее привлекательный подход к нейтрализации основан на фотоэффекте — явлении взаимодействия электромагнитной волны с веществом, при котором энергия фотона передаётся электрону [4]. Идея такого нейтрализатора сводится к созданию области, занятой лазерным излучением в системе зеркал, через которую проводится пучок отрицательных ионов. В результате взаимодействия с фотонным полем происходит отрыв избыточного электрона. При энергии фотона больше энергии связи электрона к атому (0,774 эВ для водорода), но меньше его энергии ионизации (13,6 эВ) можно достичь коэффициента нейтрализации, близкого к 100%. Максимальное сечение фотоотрыва электрона от отрицательного иона соответствует излучению на длине волны порядка 1 мкм [5].

Большинство предлагаемых способов удержания фотонов основаны на резонаторах типа эталона Фабри—Перо с очень высокой добротностью [7—8]. Сложность реализации такой схемы заключается в выполнении условий резонанса на большом количестве проходов. Высокая добротность требует узкой ширины спектральной линии накачки и высокого качества излучения. Иначе большая часть излучения будет отражаться от входного зеркала, не попадая в резонатор. Соблюдение этих условий требует очень жёстких условий по вибро- и термостабилизации оптических узлов. Сложность технических решений, предложенных в таких проектах, можно оценить в работе [9].

Обеспечить многократное отражение лучей и их удержание можно в нерезонансной схеме, свободной от перечисленных недостатков [10]. Фотонный нейтрализатор с адиабатическим удержанием представлен в виде системы, состоящей из двух зеркал сложной формы (рис. 1). Центральная часть выполнена в виде цилиндра с радиусом 1000 мм с плавным переходом на обоих концах в тор, малый радиус которого равен радиусу цилиндра. Накопление излучения высокой мощности происходит между зеркалами, максимальная интенсивность находится на оси пучка. Плотность накапливаемой энергии в такой схеме зависит, очевидно, от времени жизни лучей в накопителе, которое определяется, в основном, потерями фотонов при отражении или уходом за пределы системы. Так как реализовать полностью замкнутую систему, разумеется, невозможно, зеркала должны обладать достаточно высоким коэффициентом отражения на всей поверхности.

Возможность нерезонансного накопления излучения продемонстрирована на накопителе из сферических зеркал в работе [11]. Эффективность адиабатического удержания в системе зеркал цилиндрической формы со сферическими краями, оптимизированной для нейтрализации пучков, впервые продемонстрированы в [12]. Длина фотонной ловушки в этом случае составляла около 25 см. Она же использовалась для экспериментов по фотонейтрализации [13, 14]. Энергия нейтрализуемого пучка варьировалась от 6 до 12 кэВ, при этом коэффициент нейтрализации достигал 98% [14].

Для нейтрализации пучков с энергией, близкой к 1 МэВ, область перезарядки и размер накопителя должны иметь размеры порядка нескольких метров [15]. Не смотря на внушительный размер зеркал, приемлемую эффективность работы накопителя можно обеспечить для оптимальной длины волны 1070 нм при отражательной способности зеркала  $R \approx 0,9995$ . Поэтому в нерезонансном подходе в качестве источника накачки мощного излучения подойдут высокоэффективные промышленные волоконные лазеры с мощностью 10—100 кВт [16]. Отметим, что в резонаторных схемах заложенная величина отражательной способности должна быть значительно выше [17].

Существенным недостатком такого подхода по сравнению с резонансным является близость зеркал к пролетающим высокоэнергетическим частицам пучка и плазмы. По этой причине имеется ряд проблем, способных повлиять на работу нейтрализатора, таких как потоки нейтронов и нейтралов со стороны плазмы, гамма-кванты, рассеянные частицы пучка, накопление электронов на диэлектрической поверхности зеркал, образующихся во время нейтрализации, и т.д.

В данной статье рассматривается радиационная стойкость поверхности зеркал фотонейтрализатора к высокоэнергетичным частицам, рассеянным из потока нейтрализуемого пучка на частицах остаточного газа. При столкновении с атомами остаточного газа частицы пучка будут рассеиваться, попадая на зеркальную поверхность оптического накопителя. При таком взаимодействии в диэлектрических слоях и подложке происходят изменения в кристаллической решётке за счёт смещения атомов. Образовавшиеся в таком случае центры окраски и другие дефекты могут ухудшить коэффициент отражения, а также привести зеркала к сильному перегреву и разрушению. Вследствие этого разрабатываемые зеркала должны иметь не только высокий коэффициент отражения на достаточно большой площади, но и достаточную радиационную стойкость. В статье приводится оценка величины потока частиц, бомбардирующих поверхность зеркал нейтрализатора, рассмотрены две модели многослойного покрытия зеркал, приведено моделирование разрушения многослойного покрытия зеркал фотонейтрализатора для двух типов многослойного покрытия, обсуждаются перспективы по исследованию фотонного нейтрализатора по отношению к радиационной стойкости зеркал.

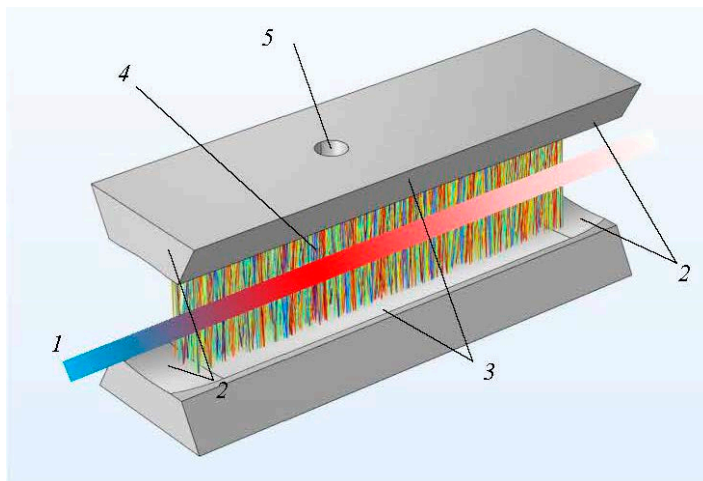


Рис. 1. Схема нерезонансного фотонейтрализатора: 1 — пучок отрицательных ионов; 2 — тороидальная часть зеркала; 3 — цилиндрическая часть зеркала; 4 — удерживаемые лучи; 5 — места ввода лазерного излучения

## ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ЧАСТИЦ НА ПОВЕРХНОСТЬ ФОТОНЕЙТРАЛИЗАТОРА

При прохождении пучка отрицательных ионов через канал транспортировки и фотонный нейтрализатор частицы будут рассеиваться на остаточном газе и бомбардировать поверхность зеркал. Для ограничения пучка в фотонейтрализаторе предполагается расположить коллимирующие диафрагмы, одна из которых ограничивает гало пучка, а также частицы с большими поперечными скоростями. Поэтому основное рассеяние пучка будет происходить в области максимальной плотности фотонов, расположенной на оси фотонейтрализатора (см. рис. 1). Для оценки распределения потока частиц, налетающих на поверхность зеркал, рассмотрим принципиальную схему прохождения пучка вдоль нейтрализатора (рис. 2). Ограничим слева область рассеяния координатой  $z_0$ , где находится диафрагма. Пусть в точке  $z_1$  происходит упругое рассеяние частиц на атомах остаточного газа в интервале углов от  $\theta$  до  $\theta + d\theta$ , а область поверхности зеркала, в которую попадают частицы, будет находиться на расстоянии  $r$  от оси пучка в интервале  $z - z + dz$ , как на рис. 2.

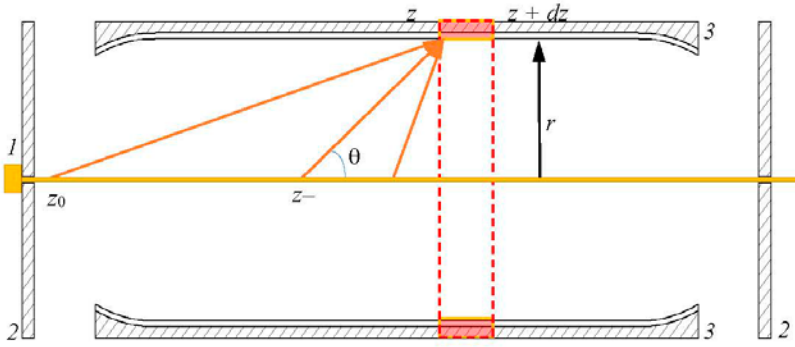


Рис. 2. Принципиальная схема рассеяния частиц пучка в фотонейтрализаторе: 1 — пучок отрицательных ионов; 2 — диафрагма; 3 — зеркало;  $z_0, z_1$  — точки возможного упругого рассеяния;  $z, z + dz$  — область поверхности зеркала, в которую попадут рассеянные частицы;  $\theta$  — угол рассеяния частиц на остаточном вакууме;  $r$  — расстояние от оси пучка до зеркала частицы в системе центра масс;  $\rho$  — прицельный параметр рассеивающего центра;  $\alpha = kq_1q_2$  — константа для кулоновского поля, где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $q_1$  и  $q_2$  — заряд частицы 1 и 2 соответственно. При переходе в лабораторную систему отсчёта, считая, что массы налетающей и покоящейся частиц совпадают (атомы водорода), получим

$$\text{ctg}(\theta) = \frac{E}{\alpha} \rho, \quad (2)$$

где  $E$  — энергия налетающей частицы в лабораторной системе отсчёта.

Учитывая геометрию прохождения пучка в нейтрализаторе (см. рис. 2), выразим  $\text{ctg}(\theta)$  и подставим в формулу (2):

$$\text{ctg}(\theta) = \frac{z - z_1}{r} = \frac{E}{\alpha} \rho, \quad (3)$$

где  $r$  — расстояние от оси пучка до поверхности зеркала. Из формулы (3) выразим прицельный параметр  $\rho$  относительно продольной координаты  $z$ , в которую попадают рассеянные частицы из точки рассеяния  $z_1$ :

$$\rho = \frac{\alpha}{E} \frac{z - z_1}{r}. \quad (4)$$

Продифференцируем формулу (4) по  $dz$  и, подставив в  $d\sigma = 2\pi\rho|d\rho|$ , получим зависимость дифференциального сечения рассеяния на одном атоме, находящемся в точке  $z_1$  (см. рис. 2):

$$\frac{d\sigma}{dz} = 2\pi \frac{\alpha^2}{E^2} \frac{1}{r^2} (z - z_1) dz_1. \quad (5)$$

Предполагая равномерное распределение остаточного газа в транспортном канале, можно умножить формулу (5) на плотность атомов  $n$ , проинтегрировав по длине всего канала транспортировки:

$$\frac{d\sigma}{dz} = \int_{z_0}^z 2\pi n \frac{\alpha^2}{E^2} \frac{1}{r^2} (z - z_1) ds dz_1 = \pi \frac{\alpha^2}{E^2} \frac{1}{r^2} (z - z_0)^2 ds. \quad (6)$$

Поскольку расстояние между зеркалами существенно превосходит поперечные размеры пучка, будем считать пучок однородным по своему сечению и получим выражение для плотности тока частиц, которые бомбардируют поверхность зеркала, в виде

$$J_{\text{mirror}} = \frac{dN}{2\pi r dz dt} \approx \frac{I}{2e} \frac{\alpha^2}{E^2} \frac{1}{r^3} (z - z_0)^2 n, \quad (7)$$

Процесс рассеяния частиц пучка на остаточном газе можно рассматривать в приближении кулоновских столкновений, так как энергия частиц пучка 1 МэВ и прицельный параметр меньше Боровского радиуса. В таком случае угол рассеяния приведённой частицы в системе центра масс  $\chi$  определяется формулой [18]

$$\text{ctg}\left(\frac{\chi}{2}\right) = \frac{2E'}{\alpha} \rho, \quad (1)$$

где  $E'$  — энергия приведённой

частицы в системе центра масс;  $\rho$  — прицельный параметр рассеивающего центра;  $\alpha = kq_1q_2$  — константа для кулоновского поля, где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $q_1$  и  $q_2$  — заряд частицы 1 и 2 соответственно.

При переходе в лабораторную систему отсчёта, считая, что массы налетающей и покоящейся частиц совпадают (атомы водорода), получим

где  $E'$  — энергия приведённой

частицы в системе центра масс;  $\rho$  — прицельный параметр рассеивающего центра;  $\alpha = kq_1q_2$  — константа для кулоновского поля, где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $q_1$  и  $q_2$  — заряд частицы 1 и 2 соответственно.

При переходе в лабораторную систему отсчёта, считая, что массы налетающей и покоящейся частиц совпадают (атомы водорода), получим

где  $E'$  — энергия приведённой

частицы в системе центра масс;  $\rho$  — прицельный параметр рассеивающего центра;  $\alpha = kq_1q_2$  — константа для кулоновского поля, где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $q_1$  и  $q_2$  — заряд частицы 1 и 2 соответственно.

При переходе в лабораторную систему отсчёта, считая, что массы налетающей и покоящейся частиц совпадают (атомы водорода), получим

где  $E'$  — энергия приведённой

частицы в системе центра масс;  $\rho$  — прицельный параметр рассеивающего центра;  $\alpha = kq_1q_2$  — константа для кулоновского поля, где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $q_1$  и  $q_2$  — заряд частицы 1 и 2 соответственно.

При переходе в лабораторную систему отсчёта, считая, что массы налетающей и покоящейся частиц совпадают (атомы водорода), получим

где  $E'$  — энергия приведённой

частицы в системе центра масс;  $\rho$  — прицельный параметр рассеивающего центра;  $\alpha = kq_1q_2$  — константа для кулоновского поля, где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $q_1$  и  $q_2$  — заряд частицы 1 и 2 соответственно.

При переходе в лабораторную систему отсчёта, считая, что массы налетающей и покоящейся частиц совпадают (атомы водорода), получим

где  $E'$  — энергия приведённой

частицы в системе центра масс;  $\rho$  — прицельный параметр рассеивающего центра;  $\alpha = kq_1q_2$  — константа для кулоновского поля, где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $q_1$  и  $q_2$  — заряд частицы 1 и 2 соответственно.

При переходе в лабораторную систему отсчёта, считая, что массы налетающей и покоящейся частиц совпадают (атомы водорода), получим

где  $E'$  — энергия приведённой

частицы в системе центра масс;  $\rho$  — прицельный параметр рассеивающего центра;  $\alpha = kq_1q_2$  — константа для кулоновского поля, где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $q_1$  и  $q_2$  — заряд частицы 1 и 2 соответственно.

При переходе в лабораторную систему отсчёта, считая, что массы налетающей и покоящейся частиц совпадают (атомы водорода), получим

где  $E'$  — энергия приведённой

частицы в системе центра масс;  $\rho$  — прицельный параметр рассеивающего центра;  $\alpha = kq_1q_2$  — константа для кулоновского поля, где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $q_1$  и  $q_2$  — заряд частицы 1 и 2 соответственно.

При переходе в лабораторную систему отсчёта, считая, что массы налетающей и покоящейся частиц совпадают (атомы водорода), получим

где  $E'$  — энергия приведённой

частицы в системе центра масс;  $\rho$  — прицельный параметр рассеивающего центра;  $\alpha = kq_1q_2$  — константа для кулоновского поля, где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $q_1$  и  $q_2$  — заряд частицы 1 и 2 соответственно.

При переходе в лабораторную систему отсчёта, считая, что массы налетающей и покоящейся частиц совпадают (атомы водорода), получим

где  $E'$  — энергия приведённой

частицы в системе центра масс;  $\rho$  — прицельный параметр рассеивающего центра;  $\alpha = kq_1q_2$  — константа для кулоновского поля, где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $q_1$  и  $q_2$  — заряд частицы 1 и 2 соответственно.

При переходе в лабораторную систему отсчёта, считая, что массы налетающей и покоящейся частиц совпадают (атомы водорода), получим

где  $E'$  — энергия приведённой

частицы в системе центра масс;  $\rho$  — прицельный параметр рассеивающего центра;  $\alpha = kq_1q_2$  — константа для кулоновского поля, где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $q_1$  и  $q_2$  — заряд частицы 1 и 2 соответственно.

При переходе в лабораторную систему отсчёта, считая, что массы налетающей и покоящейся частиц совпадают (атомы водорода), получим

где  $E'$  — энергия приведённой

частицы в системе центра масс;  $\rho$  — прицельный параметр рассеивающего центра;  $\alpha = kq_1q_2$  — константа для кулоновского поля, где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $q_1$  и  $q_2$  — заряд частицы 1 и 2 соответственно.

где  $I$  — полный ток пучка в амперах. Полученная формула (7) является зависимостью плотности потока бомбардирующих частиц от величины продольной координаты фотонейтрализатора. При необходимости учёта вытянутого по высоте профиля пучка частиц в нейтрализаторе высотой  $L$  (см. рис. 1) достаточно в (7) произвести усреднение  $1/r^3$ . Тогда получим

$$J_{\text{mirror}} \approx \frac{I \alpha^2}{2e E^2} \frac{r}{\left(r^2 - (L/2)^2\right)^2} (z - z_0)^2 n. \quad (8)$$

Сделаем численную оценку потока рассеянных частиц  $J_{\text{mirror}}$  на основе проектных параметров инжектора ИТЭР [19]. Энергия отрицательных ионов 1 МэВ, ток пучка 40 А, характерный размер фотонного нейтрализатора составляет 8 м [15]. Зададим давление остаточного вакуума из учёта допустимого порогового значения на выходе из газового нейтрализатора, которое может достигать  $10^{-2}$  Па [20]. Максимальный поток частиц по формуле (8) для указанных параметров будет иметь величину  $0,9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Полученная из оценки зависимость от продольной координаты для потока рассеянных частиц представлена на рис. 3. Как видно, большей нагрузке всегда подвержен дальний от источника ионов край нейтрализатора.

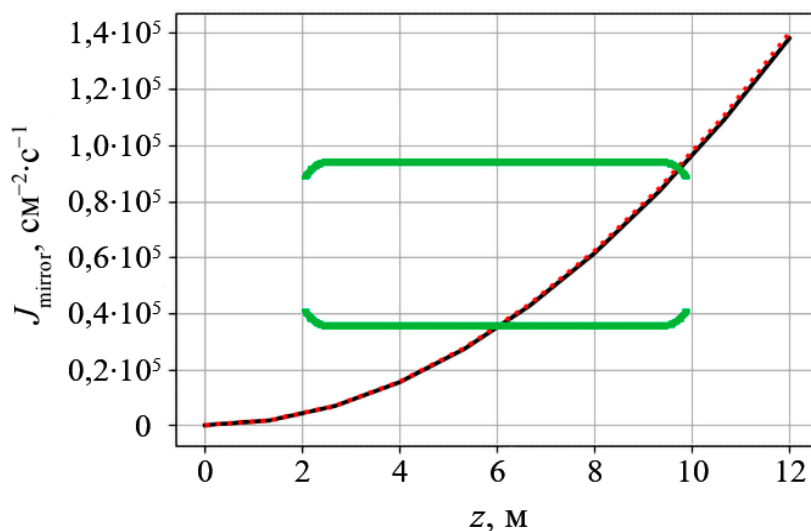


Рис. 3. Распределение потока частиц от длины нейтрализатора: — — пучок нитевидный;  $\dots$  — пучок высотой 50 см; — — размеры нейтрализатора

### МОДЕЛЬ ПОКРЫТИЯ ЗЕРКАЛА ФОТОНЕЙТРАЛИЗАТОРА С РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНОЙ ФИНАЛЬНОГО СЛОЯ

Зеркала фотонейтрализатора планируется изготавливать из металлических тугоплавких оксидов (титан, гафний, тантал и др.) и оксида кремния, данные материалы наиболее распространённые и просты в осаждении на подложку. Наиболее оптимальный рецепт напыления представляет группа перемежающихся слоёв с оптической толщиной  $\lambda/4$ . В итоге общая толщина нанесённого покрытия обычно не превышает нескольких микрон. Нанесение на подложку большого количества оксидных плёнок с разным коэффициентом преломления определяет отражательную способность зеркал. Современные технологии позволяют создавать отражающие поверхности на основе диэлектрических покрытий с коэффициентом отражения до 0,99999 [21].

В работе [22] указывается, что основной вклад в деградацию оптических свойств диэлектрических зеркал связан со слоями оксида кремния. Возможно, использование достаточно толстого финишного слоя из металлооксидной плёнки позволит защитить последующие слои оксида кремния, поглотив существенную долю энергии потока бомбардирующих частиц. Далее рассмотрим примеры моделей многослойных зеркал на кварцевой подложке с напылением из  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  со стандартной толщиной и вторую с увеличенным финишным слоем оксида титана в нечётное число раз.

Для использования таких конфигураций покрытия необходимо оценить возможность достижения коэффициента отражения зеркал порядка 0,9995 или более. Для моделирования используется пакет OptiLayer [23], программа имеет мощный и комплексный набор инструментов в области оптических

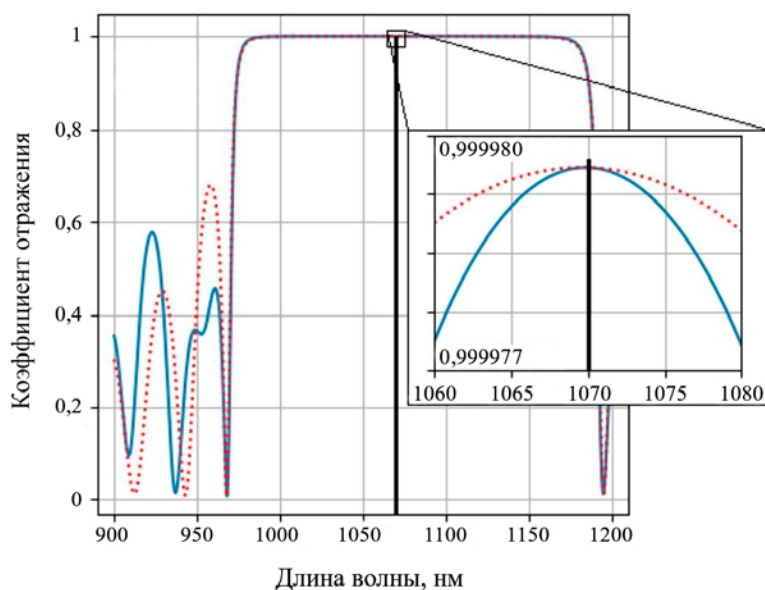


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения от длины волны:   
 ..... — для стандартного зеркала; — для зеркала с защитным слоем   
 2414 нм. В таком случае общая толщина стандартной модели зеркала составляет 5777 нм, а для модели с защитным слоем — 8076 нм.

На рис. 4 представлены зависимости коэффициента отражения от длины волны для двух видов зеркал с различным финишным слоем. Как видно, в такой конфигурации напыления зеркал имеется достаточно широкий диапазон высокой отражательной способности. Для модели с увеличенным слоем  $\text{TiO}_2$  коэффициент отражения составляет  $R_{\text{def}} = 0,999977$ , для стандартной модели зеркала —  $R_{\text{stand}} = 0,999980$ . Данные оценки показывают, что заметное изменение толщины последнего защитного слоя не оказывает существенного влияния на получение зеркал с высоким коэффициентом отражения.

### ПОРОГОВОЕ ЗНАЧЕНИЕ ФЛЮЕНСА ДЛЯ ТОНКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЁНОК

Со временем повреждения в нанесённом диэлектрическом напылении будут накапливаться, оптические свойства зеркал будут ухудшаться, тем самым снижая эффективность накопления фотонов. Разрушающие воздействия ионизирующих излучений различного рода на оптические элементы активно изучаются с развитием космических телескопов [22—25], а также термоядерных применений [26, 27]. Наведённое оптическое поглощение (НОП) при воздействии ионизирующего излучения может быть связано с образованием доступных электронных или дырочных состояний в запрещённой зоне [28, 29]. В работе [22] измерен спектр поглощения кварцевой подложки при облучении протонами с энергией 60 кэВ и флюенсом  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Представленные данные показывают, что НОП высок в видимой и ультрафиолетовой областях, но спадает в инфракрасной. Вероятно, в области 1 мкм НОП остаётся около  $0,04 \pm 0,02\%$ . Последняя величина получена путём отношения усреднённых вблизи правой границы оцифрованных графиков пропускания до и после облучения, приведённых в работе [22]. Отметим, что абсолютная точность измерения пропускания в [22] заявлена 0,5%.

Оценим поверхностную плотность нарабатываемых кислородных вакансий, приводящих к такому НОП. Аналогично работам [22, 30] для подобных расчётов воспользуемся методом Монте-Карло кодом SRIM [31]. Данный программный пакет широко используется в исследованиях по стойкости оптических элементов к ионизирующему излучению [32, 33]. Так как нас интересует взаимодействие покрытия не только с налетающими частицами, но и с вторичными частицами, моделирование производится на основе расчёта «Detailed Calculation with full Damage Cascades». Этот метод позволяет отслеживать каждый атом отдачи до тех пор, пока его энергия не станет ниже энергии связи атомов

многослойных покрытий, позволяет вычислить спектральные характеристики оптических покрытий, определяет оптические параметры напыляемых слоёв и т.д.

Коэффициент отражения рассчитывается для источника излучения с длиной волны 1070 нм. Первая модель — это стандартное зеркало, состоящее из 39 слоёв с одинаковой оптической толщиной 267,5 нм, последним слоем идёт оксид титана. Толщину слоя программа подбирает исходя от заданной оптической толщины, для оксида титана она равна 115 нм, для оксида кремния — 183 нм. Вторая модель — зеркало с защитным слоем, толщина которого увеличена в 21 раз. Толщина такого защитного слоя при этом составит

исследуемого материала. Энергия смещения атомов устанавливается автоматически при выборе материала (программная библиотека значений) и в процессе моделирования изменяться не будет.

Полученное с помощью SRIM значение линейной плотности кислородных вакансий в оксиде кремния ( $6,16 \cdot 10^{13}$  атомов/см<sup>2</sup>), наработанной протонами энергией 60 кэВ с параметрами подложки работы [22], используем как пороговый показатель деградации кварцевых слоёв. Превышение его может привести к критическому НОП порядка или около 0,05% или выше.

В этой же работе утверждается, что оптически более плотные материалы из оксидов переходных металлов более устойчивы к протонной бомбардировке. Поэтому решением данной проблемы может быть защитный слой из более оптически плотного материала, возможно, более устойчивого, например, TiO<sub>2</sub> или HfO<sub>2</sub> [22]. Однако представленные там графики позволяют увидеть лишь верхнюю границу НОП в металлооксидных плёнках в 0,25—0,5%. Такой точности недостаточно для выбора напыления с защитным слоем.

Деградация металлооксидных плёнок TiO<sub>2</sub> и ZrO<sub>2</sub>, подверженных бомбардировке протонами с различными значениями энергий и флюенса, измерена в работе [30] в диапазоне 200—1000 нм. При энергии 16 кэВ протоны останавливались внутри одного слоя, что удобно для дальнейших оценок НОП.

Примем, что коэффициент пропускания зависит от наработанных вакансий по экспоненциальному закону

$$T_n = T_0 e^{-\beta f \int_0^l n_n(x) dx}, \quad (9)$$

где  $T_0$  и  $T_n$  — коэффициенты пропускания до и после бомбардировки;  $n_n(x)$  — плотность числа вакансий на один упавший протон;  $f$  — флюенс протонов;  $x$  — координата в толще слоя;  $l$  — полная толщина слоя;  $\beta$  — неизвестный коэффициент, характеризующий материал слоя. Уравнение (9) позволяет оценить из данных [30] величину  $\beta$  и затем вычислить критическую плотность вакансий для заданного уровня поглощения. Далее, моделируя наработку вакансий, определим критический для нашей задачи флюенс.

Расчёт SRIM в слое TiO<sub>2</sub> с условиями [30] (при энергии протонов 16 кэВ и нормальном падении) для смещений на один падающий протон даёт  $n = 7,4$  см<sup>-2</sup>. Коэффициент пропускания до бомбардировки для  $\lambda = 1$  мкм равен  $T_0 = 74,6\%$ , после облучения флюенсом  $10^{16}$  и  $10^{17}$  см<sup>-2</sup> становится 71,32 и 45,13% соответственно. Оценка из (9) коэффициента  $\beta$  даёт величину  $6,8 \cdot 10^{-19}$ .

Теперь промоделируем бомбардировку покрытия зеркал нейтрализатора. В качестве налетающих частиц выберем ионы водорода с энергией 1 МэВ при угле падения 80° от нормали к поверхности. Данный угол рассчитан из учёта геометрии фотонейтрализатора [15] согласно рис. 2. Общая толщина покрытия моделей зеркал в SRIM не превышает 5000 нм, данное значение связано с программным ограничением при моделировании тонких плёнок. В таком случае при сохранении толщины каждого слоя суммарная толщина всего напыления для стандартной модели составит 29 слоёв, а с защитным напылением — 15 слоёв.

Распределение кислородных вакансий для стандартного зеркала показано на рис. 5, а, где сплошной линией указано число образованных вакансий кислорода в слоях оксида титана, а пунктирной — для оксида кремния. При защитном финишном слое (рис. 5, б) большая часть выделенной энергии от налетевших и выбитых частиц задерживается в нём. Таким образом, основное разрушение происходит в защитном слое.

Расчёты распределения вакансий кислорода в обоих вариантах напыления произведены при флюенсе  $10^{13}$  см<sup>-2</sup>. В стандартной модели зеркала полный интеграл плотности кислородных вакансий по всем слоям оксида кремния составляет  $6,1 \cdot 10^{13}$  атомов/см<sup>2</sup>. Для модели зеркала с защитным слоем эта величина составляет  $2,35 \cdot 10^{12}$  атомов/см<sup>2</sup>. Сравнивая эти величины с линейной плотностью кислородных вакансий в кремниевой подложке из работы [22], которую считаем условным порогом деградации, имеем пороговый флюенс для стандартной модели зеркала, примерно совпадающий со случаем нормального падения при 60 кэВ. С защитным финишным слоем порог выше примерно в 30 раз.

Критический уровень наведённого поглощения на одном отражении в нашей задаче [34] составляет порядка  $10^{-4}$ . Это существенно влияет на эффективность накопления излучения в нейтрализаторе, равную  $\zeta = 1/(1 - R)$  при заложенной отражательной способности  $R = 0,9995$  [15, 34]. Флюенс для указанной величины, полученный из уравнения (9) суммированием по всем слоям  $\text{TiO}_2$ , составляет  $1,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  для стандартной модели, а для зеркала с защитным слоем —  $4,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Таким образом, защитный слой из оксида титана себя не оправдывает. В этой оценке считается, что поток фотонов один раз пересекает все слои напыления. В действительности с ростом глубины интенсивность проникшего потока падает из-за френелевского отражения. С другой стороны, близкие к поверхности зеркала слои основным потоком фотонов пересекаются дважды. Поправочный коэффициент для оценки порогового флюенса, таким образом, может составить порядка 2, что для нас не слишком существенно.

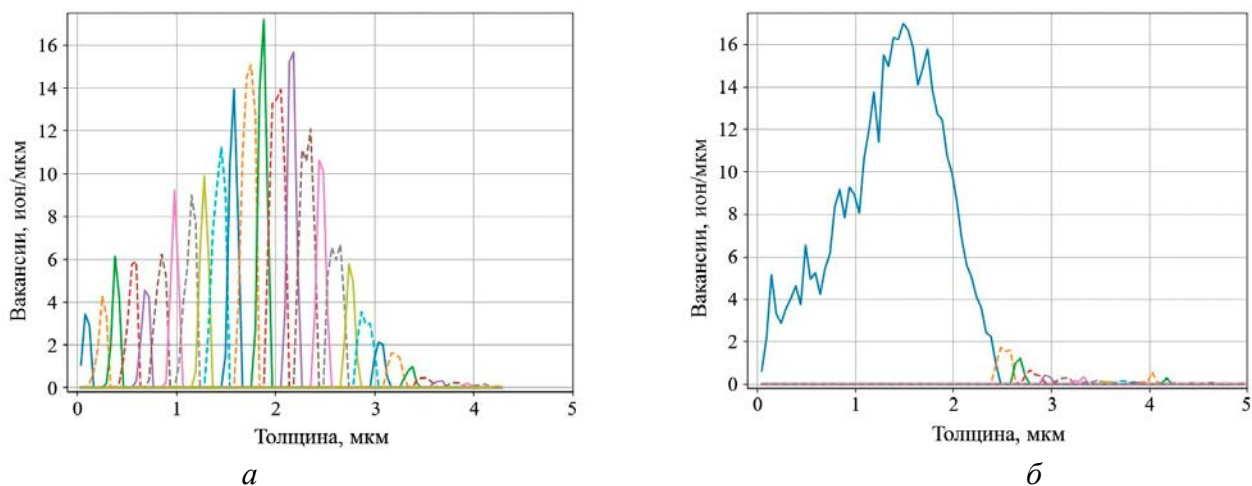


Рис. 5. Распределение количества вакантных мест от глубины в диэлектрическом зеркале: *а* — стандартная модель зеркала; *б* — для зеркала с финишным защитным слоем; распределение кислородных вакансий в слоях  $\text{TiO}_2$  (—),  $\text{SiO}_2$  (- - -) (Цветовая дифференциация кривых сделана для удобства восприятия. В случае монохром всё сливается)

Более стойким к бомбардировке заряженными частицами по сравнению с  $\text{TiO}_2$  является оксид циркония ( $\text{ZrO}_2$ ). Представленный в работе [30] график отмечает, что увеличение флюенса вплоть до  $10^{16} \text{ см}^{-2}$  незначительно влияет на коэффициент пропускания в инфракрасной области спектра.

Налетающие протоны с энергией 16 кэВ в слое оксида циркония образуют число смещений  $n = 5 \text{ см}^{-2}$ . Значение коэффициента пропускания до бомбардировки протонами  $T_0 = 72,7\%$ , при флюенсе  $10^{17} \text{ см}^{-2}$  он составляет 71,41%. Коэффициент  $\beta$  с учётом полученных данных составляет  $6,2 \cdot 10^{-20}$ . Погрешность этой оценки велика (100%) из-за гораздо более низкой восприимчивости  $\text{ZrO}_2$  к бомбардировке. Для стандартного зеркала полученное значение критического флюенса составит  $1,45 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , для зеркала с защитным финальным слоем —  $7,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ .

Для определения количества смещений в слоях оксида кремния для модели зеркала, состоящего из  $\text{SiO}_2$  и  $\text{ZrO}_2$ , рассчитывается коэффициент отражения в программе OptiLayer, определяющий также толщину слоя и их количество. Получить коэффициент отражения порядка или близкий 0,9995 для длины волны 1070 нм для такой модели зеркала возможно на 35 слоях напыления, при этом толщина слоя  $\text{ZrO}_2$  составляет 137 нм, а толщина защитного слоя равна 2887 нм (21 стандартный слой  $\text{ZrO}_2$ , как и для  $\text{TiO}_2$ ). Толщина слоя напыления оксида кремния аналогична указанной ранее в данной работе.

Линейная плотность кислородных вакансий в  $\text{SiO}_2$  (рис. б) для стандартного зеркала с цирконием при флюенсе  $10^{13} \text{ см}^{-2}$  составляет  $5,6 \cdot 10^{13}$  атомов/ $\text{см}^2$ , при защитном слое эта величина равна  $1,2 \cdot 10^{12}$  атомов/ $\text{см}^2$ . Таким образом, использование оксида циркония представляется более выгодным с точки зрения устойчивости как оптически более плотного слоя, так и оксида кремния.

Чтобы оценить примерное время жизни зеркал, используем результаты, полученные при оценке потока частиц, бомбардирующих поверхность зеркала, в области дальнего края зеркала, расположенного на расстоянии 10 м от точки начала рассеяния. Максимальное значение потока будет составлять порядка  $10^5$  атомов/( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ) (см. рис. 3). Уровень разрушения для стандартной модели зеркала возьмём

равным для кислородных вакансий  $6 \cdot 10^3$  атомов/см<sup>2</sup>, соответствующий флюенсу около  $10^{13}$  см<sup>-2</sup>, тогда время жизни зеркального покрытия составит около 3 лет непрерывной работы.

Отметим, что расчётные параметры потока частиц взяты с учётом худших [20] вакуумных условий, так как для оценки было использовано остаточное давление вакуума, как в газовом нейтрализаторе инжектора ИТЭР. Скорее всего, предел времени жизни фотонейтрализатора будет заметно выше.

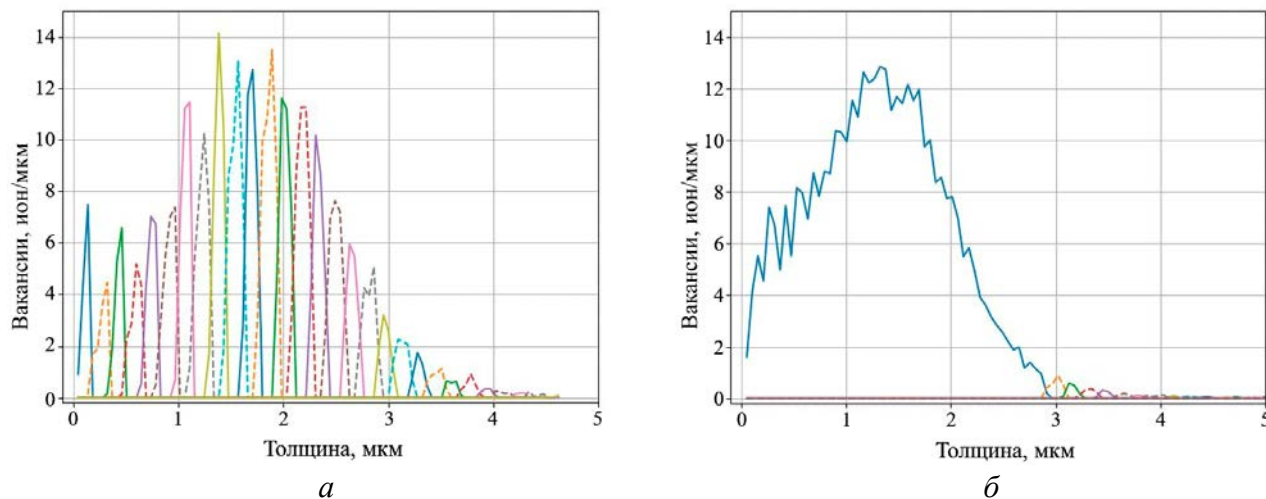


Рис. 6. Распределение количества вакантных мест от глубины в диэлектрическом зеркале: *a* — стандартная модель зеркала; *б* — для зеркала с финишным защитным слоем; распределение кислородных вакансий в слоях ZrO<sub>2</sub> (—), SiO<sub>2</sub> (- - -) (Цветовая дифференциация кривых сделана для удобства восприятия. В случае монохром всё сливается)

## ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование оптически плотного материала большой толщины в финальном покрытии зеркала позволяет поглотить большую часть энергии налетающих частиц, что снижает количество образованных центров окраски во всех последующих слоях кварца. Однако это увеличивает поглощение в самом этом слое. Кроме того, зависимость прозрачности этих материалов от плотности дефектов экспериментально пока не изучена с достаточной точностью. Сделать окончательный вывод для покрытия с отражательной способностью  $R = 0,9995$  можно будет при точности порядка  $10^{-4}$  и лучше. Хотя в работе [2218] утверждается, что оксиды металлов гораздо более стойкие, чем кварц, но представленная точность измерений наведённого поглощения недостаточна. И действительно, увеличение поглощения в ИК-диапазоне согласно [30] у металлооксидных покрытий может несущественно уступать кварцу. Для уточнения порогового флюенса необходимо провести более аккуратные измерения деградации оптических покрытий или провести прямой эксперимент по проводке пучка протонов с энергией порядка 1 МэВ вблизи зеркал в контролируемых вакуумных условиях. С помощью применённых в [12] методов контроля эффективности накопления фотонов либо по измерению эффективности нейтрализации подобно [14] можно будет судить о деградации коэффициента отражения. Несмотря на незначительную точность определения порогового флюенса, оцененное время 3 года жизни нейтрализатора весьма значительное, даже если его уменьшить на порядок.

Причём эта оценка получена при взятии наихудших вакуумных условий. Для остаточного вакуума было взято давление, как в газовом нейтрализаторе проекта ИТЭР, поэтому [20] для фотонейтрализатора можно ожидать существенно лучших показателей стойкости. В этом случае можно ожидать, что ресурс фотонной мишени по отношению к бомбардировке рассеянными частицами окажется более чем приемлемым. Одним из существенных факторов, не рассмотренных в данной статье, может оказаться распыление материала коллимирующих диафрагм периферией пучка или в результате аварийного срыва пучка. Осаждение такого дополнительного напыления материала на поверхность зеркала может привести к существенному поглощению лазерного излучения. Также негативное влияние на отражательную способность могут оказать попавшие внутрь плёнок электроны, которые в междуузлии-

ях могут сформировать центры окраски [28]. Такие электроны с энергией до 500 эВ будут образовываться за счёт отрыва от отрицательных ионов в процессе нейтрализации. Нивелировать эту проблему представляется возможным с помощью специальных вытягивающих электродов в конструкции фотонейтрализатора. Результаты данного исследования представляются достаточным основанием для осуществления эксперимента по фотонной нейтрализации пучка отрицательных ионов в непрерывном режиме. Результаты подготавливаемого в настоящее время в ИЯФ СО РАН эксперимента по фотонейтрализации непрерывного пучка отрицательных ионов ( $E \sim 130$  кэВ,  $I \sim 10$  мА,  $\varnothing = 1$  см) могут послужить входными данными для анализа РАМІ фотонного нейтрализатора таких больших термоядерных установок, как ИТЭР, CFETR и др.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hemsworth R., Decamps H., Graceffa J. et al.** Status of the ITER heating neutral beam system. — Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, p. 045006.
2. **Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В.** Исследование водородной плазменной мишени. — Физика плазмы, 1980, т. 6, вып. 4, с. 933.
3. **Dimov G.I., Ivanov A.V.** A plasma trap as a target for neutralization of the negative ion beam. — Fusion Science and Technology, 2013, vol. 63, p. 111—114.
4. **Hemsworth R.S., Boilson D.** Considerations for the development of neutral beam injection for fusion reactors or DEMO. — AIP Conference Proceedings, 2017, vol. 1869, p. 060001.
5. **Frolov A.M.** Photodetachment of the hydrogen and positronium negative ions. — J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 2004, vol. 37, p. 853—864.
6. **Chaibi W., Blondel C., Cabaret L., Delsart C., Drag C., Surrey E., Simonin A.** Photoneutralization of negative ion beam for future fusion reactor. — In: Negative Ions Beams and Sources. 1st International Symposium, AIP Conference Proceedings, 2009, vol. 1097, p. 385.
7. **Fink J.H., Frank A.M.** Photodetachment of electrons from negative ions in a 200 keV deuterium beam source. Lawrence Livermore National Lab., Report UCRL-16844, 1975.
8. **Fassina A., Pretato F., Barbisan M., Giudicotti L., Pasqualotto R.** A feasibility study of a NBI photoneutralizer based on nonlinear gating laser recirculation. — Review of Scientific Instruments, 2016, vol. 87, 02B318
9. **Simonin A., Christin L., Garibaldi P., Grand C., Villecroze F., Blondel C., Delsart C., Drag C., Vandevraye M. et al.** SIPHORE: Conceptual study of a high efficiency neutral beam injector based on photo-detachment for future fusion reactors. — AIP Conf. Proc., 2011, vol. 1390, p. 494—504.
10. **Popov S.S., Atlukhanov M.G., Burdakov A.V., Ushkova M.Yu.** Nonresonance adiabatic photon trap; <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1606/1606.03220.pdf>.
11. **Popov S.S., Atlukhanov M.G., Burdakov A.V., Ushkova M.Yu.** An Experimental Investigation of Nonresonance Photon Accumulation in a System of Spherical Mirrors. — Optics and Spectroscopy, 2016, vol. 121, № 1, p. 160—163.
12. **Popov S.S., Atlukhanov M.G., Burdakov A.V., Ushkova M.Yu.** High efficiency radiation accumulator for powerful lasers with low beam quality. — Laser Phys., 2018, vol. 28, 096201 (7 p.).
13. **Popov S.S., Atluhanov M.G., Burdakov A.V., Ivanov A.A., Kolmogorov A.V., Ushkova M.Yu.** High effective neutralizer for negative hydrogen and deuterium ion beams on base of nonresonance adiabatic trap of photons. — AIP Conference Proceedings, 2017, vol. 1869, p. 050005.
14. **Popov S.S., Atlukhanov M.G., Burdakov A.V., Ivanov A.A. et al.** Neutralization of negative hydrogen and deuterium ion beams using non-resonance adiabatic photon trap. — Nucl. Fusion, 2018, vol. 58, 096016 (9 p.).
15. **Popov S.S., Atlukhanov M.G., Burdakov A.V., Ivanov A.A. et al.** Experimental realization of non-resonant photon neutralizer for negative ion beams. Concept of neutralizer for big NBI systems. — AIP Conference Proceedings, 2018, vol. 2011, p. 060005.
16. <https://lasersystems.ipgphotonics.com/ru-RU/Technology/fiber-lasers>.
17. **Rempe G., Thompson R.J., Kimble H.J., Lalezari R.** Measurement of ultralow losses in an optical interferometer. — Optics Letters, 1992, vol. 17, Issue 5, p. 363—365.
18. **Landau L.D., Lifshitz E.M.** Course of Theoretical Physics: Mechanics. — Elsevier, 2013, vol. 1.
19. **Hemsworth R.S., Boilson D., Blatchford P. et al.** Overview of the design of the ITER heating neutral beam injectors. — New Journal of Physics, 2017, vol. 19, p. 025005.
20. **Dremel M., Day C., Hemsworth R., Pearce R., Mayaux C.** Cryopump design for the ITER heating neutral beam injector. — Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, 075035 (9 p.).

21. [https://www.rp-photonics.com/dielectric\\_mirrors.html](https://www.rp-photonics.com/dielectric_mirrors.html).
22. **Paria Di Sarcina, Maria Luisa Grilli, Francesca Menchini et al.** Behavior of optical thin-film materials and coatings under proton and gamma irradiation. — *Applied Optics*, 2014, vol. 53, № 4, p. A314—A320.
23. <https://www.optilayer.com/products-and-services/optilayer>.
24. **Hai Liu, Huicong Zhao.** Characteristic of substrate coloration under space charged particles. — In: *Protection of Materials and Structures from the Space Environment, Astrophysics and Space Science*. Springer International Publishing AG. J. Kleiman (ed.), 2017, vol. 47, p. 347—354.
25. **Garoli D., Rodriguez De Marcos L.V., Larruquert J.J., Corso A.J. et al.** Mirrors for Space Telescopes: Degradation Issues. — *Appl. Sci.*, 2020, vol. 10, p. 7538.
26. **Вуколов К.Ю., Андреев Е.Н., Афанасенко Р.С., Орловский И.И., Родионов Р.Н.** Влияние радиационного облучения на оптику в ИТЭР. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2023, т. 46, вып. 3, с. 11—31.
27. **Orlovskiy I.I., Vukolov K.Yu.** Thermal and neutron test of multilayered dielectric mirrors. — *Fusion Engineering and Design*, 2005, vol. 74, Issues 1—4, p. 865—869.
28. **Арбузов В.И.** Основы радиационного оптического материаловедения. Учебное пособие. — СПб: СПбГУИТМО, 2008.
29. **Силин А.Р., Трухин А.Н.** Точечные дефекты и элементарные возбуждения в кристаллическом и стеклообразном SiO<sub>2</sub>. — Рига: Зинатне, 1985.
30. **Santi G., Favaro G., Corso A.J., Doyle D., Pelizzo M.G.** Design and characterization of the damage induced by irradiation in optical coatings for space applications. — In: *Proc. SPIE 11820. Astronomical Optics: Design, Manufacture, and Test of Space and Ground Systems III*. 118200M, 24 August 2021.
31. <http://www.srim.org/>.
32. **Salvatore S., Piegari A., Krasilnikova A., Jaksic M. et al.** Effects of proton irradiation on thin-film materials for optical filters. — In: *Proc. of the SPIE*, 2017, vol. 10564, 105642A (7 p.).
33. **Devan K., Ganesan S. et al.** A study to compute integrated dpa for neutron and ion irradiation environments using SRIM-2013. — *J. of Nuclear Materials*, 2018, vol. 503, p. 30—41.
34. **Popov S.S., Atlukhanov M.G., Burdakov A.V., Shikhotsev I.V. et al.** Study of the Method of Photon Neutralization of Powerful Beams of Negative Ions at the Budker Institute of Nuclear Physics. — *Plasma Phys. Rep.*, 2024, vol. 50, p. 514—523.



Магомедризы Гаджимурадович Атлуханов, научный сотрудник; ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; ассистент кафедры физика плазмы; НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2, Россия  
M.G.Atlukhanov@inp.nsk.su



Александр Владимирович Бурдаков, главный научный сотрудник, советник дирекции, д.ф.-м.н.; ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; зав. кафедры электрофизических установок и ускорителей, профессор; НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, д. 20, Россия  
A.V.Burdakov@inp.nsk.su



Виктор Викторович Куркучек, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия  
V.V.Kurkuchekov@inp.nsk.su



Сергей Сергеевич Попов, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; старший преподаватель; НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2, Россия  
S.S.Popov@inp.nsk.su



Дмитрий Иванович Сквородин, старший научный сотрудник, заведующий лабораторией, к.ф.-м.н.; ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; исполняющий обязанности зав. кафедры физика плазмы, доцент; НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2, Россия  
D.I.Skovorodin@inp.nsk.su



Дарья Сергеевна Таныгина, ведущий инженер; ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия  
D.S.Aksinina@inp.nsk.su



Юрий Александрович Трунев, научный сотрудник; ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; ассистент кафедры физика плазмы; НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2, Россия  
Yu.A.Trunev@inp.nsk.su

Статья поступила в редакцию 15 июля 2024 г.

После доработки 24 октября 2024 г.

Принята к публикации 31 октября 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 119—130.

УДК 669.018.25

## ОСОБЕННОСТИ ДИСПЕРСНОГО УПРОЧНЕНИЯ СПЛАВА V—Cr—W—Zr—(C, O, N) НАНОРАЗМЕРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ ZrC В УСЛОВИЯХ ФАЗОВОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЁТКИ

*А.Н. Тюменцев<sup>1, 2</sup>, И.А. Дитенберг<sup>1, 2</sup>, И.В. Смирнов<sup>1</sup>, Ю.П. Пинжин<sup>1</sup>, К.В. Гриняев<sup>1</sup>, В.М. Чернов<sup>3</sup>,  
М.М. Потепенко<sup>3</sup>, К.А. Мороз<sup>3</sup>, Н.А. Дегтярев<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>ИФПМ СО РАН, Томск, Россия

<sup>2</sup>НИТГУ, Томск, Россия

<sup>3</sup>ВНИИИМ им. академика А.А. Бочвара, Москва, Россия

Исследовано влияние дисперсного упрочнения на температурную зависимость предела текучести сплава V—Cr—W—ZrC в температурных интервалах с различной склонностью к недислокационной моде однородной деформации превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК типа деформации Бейна. Обсуждается роль этой моды деформации и дислокационных механизмов пластического течения при формировании характеристик прочности (жаропрочности) и низкотемпературной пластичности ванадиевых сплавов.

**Ключевые слова:** сплав V—Cr—W—Zr—(C, O, N), механизмы деформации, механические свойства, обратимые мартенситные превращения, дисперсное упрочнение, прочность, пластичность.

## FEATURES OF DISPERSION HARDENING OF V—Cr—W—Zr—(C, O, N) ALLOY BY NANO-SIZED ZrC PARTICLES UNDER CONDITIONS OF PHASE INSTABILITY OF THE CRYSTAL LATTICE

*A.N. Tyumentsev<sup>1, 2</sup>, I.A. Ditenberg<sup>1, 2</sup>, I.V. Smirnov<sup>1</sup>, Yu.P. Pinzhin<sup>1</sup>, K.V. Grinyaev<sup>1</sup>, V.M. Chernov<sup>3</sup>,  
M.M. Potapenko<sup>3</sup>, K.A. Moroz<sup>3</sup>, N.A. Degtyarev<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>Institute of Strength Physics and Materials Science SB RAS, Tomsk, Russia

<sup>2</sup>Tomsk State University, Tomsk, Russia

<sup>3</sup>JSC Bochvar High-Technology Research Institute for Inorganic Materials, Moscow, Russia

The effect of dispersion strengthening on the temperature dependence of the yield strength of the V—Cr—W—ZrC alloy was studied in temperature ranges with different susceptibility to non-dislocation mode of homogeneous deformation of the BCC→HCP→BCC transformations of the Bain deformation type. The role of this deformation mode and dislocation mechanisms of plastic flow in the formation of strength characteristics (heat resistance) and low-temperature plasticity of vanadium alloys is discussed.

**Key word:** alloy V—Cr—W—Zr—(C, O, N), deformation mechanisms, mechanical properties, reversible martensitic transformations, dispersion hardening, strength, plasticity.

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из механизмов пластической деформации малоактивируемых ванадиевых сплавов в условиях их фазовой нестабильности в полях напряжений являются прямые плюс обратные (ОЦК→ГПУ→ОЦК) превращения мартенситного типа с осуществлением обратных превращений по альтернативным системам [1, 2]. Это новая недислокационная мода деформации — деформация растяжения—сжатия типа деформации Бейна, контролируемая диагональными компонентами тензора напряжений. В основе её активизации лежит явление фазовой нестабильности ОЦК-кристалла в полях высоких локальных напряжений. Указанные превращения (как прямые, так и обратные) могут осуществляться в условиях термодинамического выигрыша с локальным (в зоне превращения) снижением энергии в области превращений. Это приводит к интенсивному разупрочнению

материала, высоким скоростям деформации и релаксации высокодефектных субструктур деформации. Активизация указанных превращений обнаруживается в интервале температур вблизи и ниже комнатной и обеспечивает возможности сверхвысокой технологической пластичности ванадиевых сплавов [1], повышения их ударной вязкости и снижения температур вязко-хрупкого перехода [2].

В работе [2] сделано предположение, что, помимо высокой эффективности релаксации микро-структуры в условиях фазовой нестабильности кристаллической решётки, важной особенностью деформации превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК является отсутствие для этой моды деформации сколько-нибудь эффективных препятствий типа дислокаций, границ разориентации или частиц вторичных фаз, снижающее эффективность субструктурного и дисперсного упрочнения. Между тем в малоактивируемых ванадиевых сплавах перспективным способом повышения эксплуатационных свойств в активных зонах ядерных и термоядерных реакторов является дисперсное упрочнение наноразмерными частицами неметаллических фаз. Согласно [3] в исследуемом в настоящей работе сплаве V—Cr—W—Zr—(C, O, N) это частицы ZrC размером несколько нанометров. Путём наноструктурирования его гетерофазной структуры достигается увеличение на 100—150 °С термической стабильности микро-структуры и значительное повышение характеристик кратковременной высокотемпературной прочности. Такое повышение является следствием высокой эффективности дисперсного упрочнения наноразмерными частицами неметаллических фаз при огибании этих частиц дислокациями по механизму Орована  $\Delta\sigma_{[OP]} \approx Gb/\lambda$  [4]. Здесь  $\Delta\sigma_{[OP]}$  — напряжение Орована;  $G$  — модуль металлической матрицы;  $b$  — вектор Бюргерса дислокации;  $\lambda \approx R(2\pi/3f)^{1/2}$  — расстояние между частицами;  $R$  — радиус частиц;  $f$  — их объёмная доля.

Как видно, величина дисперсного упрочнения наноразмерными частицами неметаллических фаз определяется дислокационным механизмом такого упрочнения — высокими напряжениями огибания этих частиц дислокациями. Чрезвычайно актуальной является в связи с этим задача выявления эффективности такого упрочнения в условиях однородной деформации превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК как недислокационной моды деформации. Для её решения в настоящей работе проведено исследование влияния наноразмерных частиц ZrC на температурную зависимость величины прироста предела текучести ( $\Delta\sigma_{0,1}$ ) в процессе наноструктурирования гетерофазной структуры сплава V—Cr—W—Zr—(C, O, N) в температурных интервалах с различной склонностью к деформации превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК.

С этой целью проведено сравнительное исследование температурной зависимости предела текучести сплава V—Cr—W—Zr—(C, O, N) после термомеханической обработки по стандартному режиму ТМО-I и наноструктурирования его гетерофазной структуры в процессе обработки по режиму ТМО-II.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Состав исследуемого сплава приведён в табл. 1. Исследования проведены после термомеханических обработок по стандартному (ТМО-I разработки ВНИИНМ) и модифицированному (ТМО-II) режимам обработки.

Таблица 1. Состав малоактивируемого ванадиевого сплава V—Cr—W—Zr—(C, O, N)

Легирующий элемент	Содержание, вес. % (ат. %)
Cr	3,00 (3,09)
W	7,00 (2,04)
Zr	0,60 (0,35)
C	0,11 (0,47)
O	0,03 (0,1)
N	0,01 (0,036)

ТМО-I включает в себя гомогенизирующий отжиг слитка при температуре 1300 °С в течение 8 ч, нагрев до температуры 850—1000 °С с выдержкой при этой температуре в течение 1,5—2 ч и горячее выдавливание в пруток толщиной около 60 мм, отжиг при  $T = 950—1100$  °С в течение 1 ч и осадку при комнатной температуре со степенью деформации не более 50% с последующим отжигом при 950—1100 °С, несколько циклов «деформация прокаткой  $\epsilon = 50\%$  при  $T = 20$  °С + отжиг при  $T = 950—1050$  °С» для получения пластин необходимой толщины. Заключительные вакуумные отжиги осуществляли

при  $T = 1000\text{—}1100\text{ }^\circ\text{C}$ . Термообработки проведены в печи типа СШВЛ (электropечи сопротивления шахтные вакуумные лабораторные) в вакууме при давлении  $\approx 2 \cdot 10^{-5}$  Торр.

Модифицированную термомеханическую обработку ТМО-II, обеспечивающую наноструктурирование гетерофазной структуры путём трансформации грубодисперсных частиц карбидных фаз в однородно распределённые по объёму наноразмерные частицы ZrC, проводили после ТМО-I. ТМО-II включает в себя часовой вакуумный отжиг при  $T = 1400\text{ }^\circ\text{C}$ , три цикла деформации прокаткой  $\epsilon \approx 30\%$  при комнатной температуре с промежуточными часовыми отжигами при  $T = 650\text{ }^\circ\text{C}$ , заключительный вакуумный отжиг  $1050\text{ }^\circ\text{C}$  1 ч.

Механические испытания методом активного растяжения со скоростью деформации  $\epsilon \approx 2 \cdot 10^{-3}\text{ c}^{-1}$  осуществляли с использованием образцов в форме двойных лопаток с размерами рабочей части  $15 \times 2 \times 0,8$  мм. При температурах выше комнатной деформацию проводили в вакууме при давлении  $\approx 2 \cdot 10^{-5}$  Торр. В интервале низких температур в качестве охладителя использовали жидкий азот или его смеси с этиловым спиртом.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Пример наноструктурирования гетерофазной структуры исследуемого сплава в процессе ТМО-II показан на рис. 1. Как видно из рис. 1, *а*, после традиционного режима ТМО-I размеры частиц второй фазы достигают значений нескольких сот нанометров. После ТМО-II (рис. 1, *б*) при высокой плотности наноразмерных (несколько нанометров) частиц ZrC грубодисперсные выделения карбидных фаз отсутствуют.

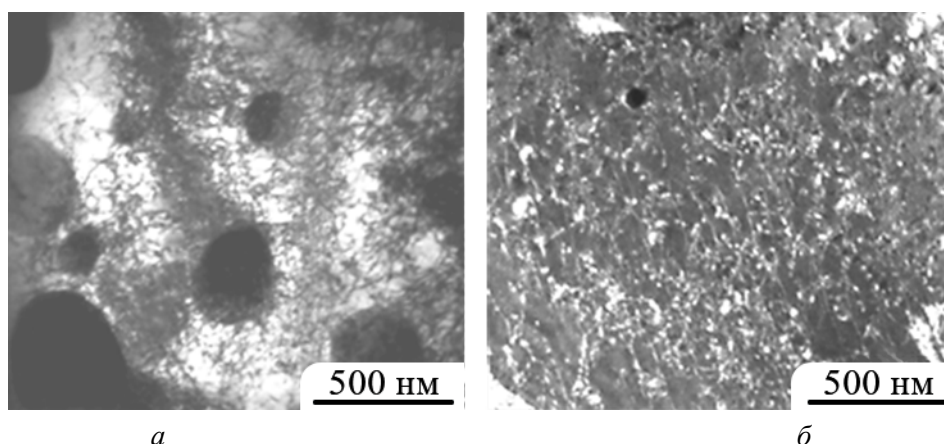


Рис. 1. Микроструктура сплава V—Cr—W—ZrC после традиционного (ТМО-I) режима термомеханической обработки (*а*) и наноструктурирования частиц ZrC после обработки по режиму ТМО-II (*б*): *а* — изображение в светлом поле; *б* — темнопольные изображения наночастиц

Кривые температурной зависимости предела текучести ( $\sigma_{0,1}$ ) в интервале температур от  $-190$  до  $+800\text{ }^\circ\text{C}$  показаны на рис. 2. Определённые при этом характеристики кратковременной прочности и пластичности представлены в табл. 2. Как видно из этих результатов, максимальный эффект дисперсного упрочнения (увеличения предела текучести после обработки по режиму ТМО-II) наблюдается при температуре  $+50\text{ }^\circ\text{C}$  и составляет  $\Delta\sigma_{0,1} \approx 117$  МПа (см. табл. 2). Как повышение, так и снижение температуры деформации приводит к его существенному уменьшению. При повышении температуры это связывается [4] с термически активируемыми процессами взаимодействия частиц с дислокациями, например, с участием переползания этих частиц при их огибании скользящими дислокациями. В интервале низких ( $<+50\text{ }^\circ\text{C}$ ) температур такое уменьшение столь интенсивно, что при  $T \leq -100\text{ }^\circ\text{C}$  эффект дисперсного упрочнения отсутствует, так что кривые температурной зависимости  $\sigma_{0,1}$  после обработок по режимам ТМО-I и ТМО-II при температурах от  $-100$  до  $-190\text{ }^\circ\text{C}$  сливаются.

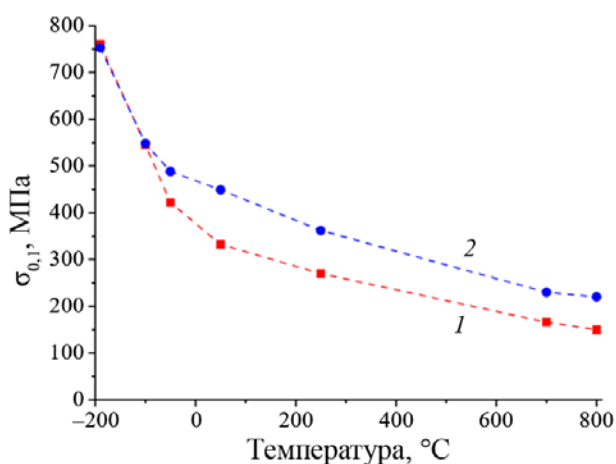


Рис. 2. Температурная зависимость средних значений предела текучести сплава V—Cr—W—ZrC после ТМО по традиционному (ТМО-I) режиму (1) и наноструктурирования гетерофазной структуры после ТМО-II (2). Разбросы экспериментальных значений  $\sigma_{0,1}$  приведены в табл. 2

Таким образом, представленные в табл. 2 и на рис. 2 результаты позволяют связать особенности дисперсного упрочнения и температурной зависимости предела текучести в интервале низких (<+50 °C) температур с появлением новой (недислокационной) моды деформации бейновского типа, для носителей которой наноразмерные частицы ZrC не являются в отличие от дислокационных механизмов деформации сколько-нибудь эффективными препятствиями. Эти результаты свидетельствуют также о том, что превращения ОЦК→ГПУ→ОЦК могут играть важную роль при формировании микроструктуры и механических свойств ванадиевых сплавов не только в условиях больших пластических деформаций или относительно интенсивных механических нагрузок, но и на начальных этапах деформации, начиная с предела текучести в условиях активной деформации растяжением.

Таблица 2. Характеристики кратковременной прочности и пластичности сплава V—Cr—W—Zr—(C, O, N) после ТМО-I и ТМО-II

Параметр	Температура испытаний, °C					
	-190	-100	-50	+50	+700	+800
$\sigma_{0,1}$ после ТМО-I, МПа	760 ± 26	545 ± 5	422 ± 6	332 ± 10	166 ± 5	150 ± 3
$\sigma_{0,1}$ после ТМО-II, МПа	753 ± 2	548 ± 17	488 ± 3	449 ± 11	230 ± 7	220 ± 7
$\Delta\sigma_{0,1}$	-7	3	66	117	64	70
$\delta$ после ТМО-I, %	11 ± 1	16 ± 2	21 ± 1	21 ± 3	27 ± 3	39 ± 4
$\delta$ после ТМО-II, %	15 ± 1	19 ± 1	17 ± 1	18 ± 3	28 ± 2	16 ± 3

Примечание:  $\sigma_{0,1}$  — величина предела текучести;  $\delta$  — относительное удлинение до разрушения;  $\Delta\sigma_{0,1}$  — увеличение предела текучести после обработки по режиму ТМО-II.

Напомним, что активизация однородной деформации превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК при температурах вблизи и ниже комнатной обеспечивает возможности сверхвысокой технологической пластичности ванадиевых сплавов, повышения их ударной вязкости и значительного (до температур вблизи жидкого азота) снижения температур вязко-хрупкого перехода. В работах [1, 2], помимо отсутствия для этой моды деформации сколько-нибудь эффективных препятствий дефектной и ге-

терофазной структуры, эти возможности связываются с высокой эффективностью её релаксации в условиях фазовой нестабильности кристаллической решётки. На наш взгляд, дополнительным очень важным фактором повышения характеристик низкотемпературной пластичности ванадиевых сплавов является отсутствие в условиях однородной деформации превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК антисимметричной части тензора дисторсии — необходимого источника ротационных мод и дисклинационных механизмов деформации и разрушения. Переориентация кристаллической решётки в зонах таких превращений не является проявлением ротационной моды деформации в её традиционном [5, 6] понимании. Она осуществляется механизмами своеобразной «перекристаллизации» материала в процессе превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК с изменением систем обратных превращений или участием процессов интенсивного квазивязкого массопереноса. В соответствии с [5] в случае сдвиговых мод деформации ориентационная неустойчивость кристаллической решётки с образованием дисклинаций как носителей ротационных мод деформации и разрушения является реакцией на моментные напряжения в условиях стеснённости сдвиговой моды деформации.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В дисперсноупрочнённом ванадиевом сплаве V—Cr—W—Zr—(C, O, N) с наноразмерными частицами ZrC снижение эффективности дисперсного упрочнения в интервале низкотемпературной фазовой нестабильности приводит к следующим особенностям температурной зависимости такого упрочнения:

- его высоким значениям при повышенных температурах;
- полному отсутствию дисперсного упрочнения при температурах ниже комнатной.

Это свидетельствует о хороших перспективах создания дисперсноупрочнённых ванадиевых сплавов с высокими значениями характеристик высокотемпературной прочности при сохранении высокого запаса низкотемпературной пластичности.

Показано, что однородная деформация превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК может играть важную роль при формировании микроструктуры и механических свойств ванадиевых сплавов не только в условиях больших пластических деформаций или относительно интенсивных механических нагрузок, но и на начальных этапах деформации, начиная с предела текучести в процессе активной деформации растяжением.

Основными физическими факторами сверхвысокой технологической пластичности и снижения температуры хладноломкости сплавов в условиях однородной деформации превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК являются:

- отсутствие сколько-нибудь эффективных препятствий, приводящих к снижению величины деформационного и дисперсного упрочнения;
- высокая эффективность релаксации высокодефектных субструктур деформации в условиях фазовой динамической нестабильности кристалла;
- отсутствие антисимметричной части тензора дисторсии — источника ротационных мод и дисклинационных механизмов деформации и разрушения.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 24-29-00420.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Цверова А.С., Чернов В.М., Потапенко М.М., Дробышев В.А. Закономерности формирования микроструктуры в условиях сверхвысокой технологической пластичности сплава V—4Ti—4Cr. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 4, с. 48—64.
2. Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Смирнов И.В., Пинжин Ю.П., Гриняев К.В., Чернов В.М., Потапенко М.М., Мороз К.А., Дегтярев Н.А. Особенности низкотемпературной пластичности, механизмы пластической деформации и разрушения сплава V—Cr—W—Zr в процессе испытаний на ударную вязкость. — Там же, 2023, т. 46, вып. 3, с. 92—103.

3. **Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Гриняев К.В., Смирнов И.В., Пинжин Ю.П., Чернов В.М., Потапенко М.М., Дробышев В.А., Кравцова М.В.** Влияние режимов термомеханических обработок на микроструктуру и механические свойства сплавов системы V—Me(Cr, W)—Zr—C. — Там же, 2014, т. 37, вып. 1, с. 18—26.
4. **Мартин Д.У.** Микромеханизмы дисперсного твердения сплавов. — М.: Металлургия, 1983. 168 с.
5. **Рыбин В.В.** Большие пластические деформации и разрушение металлов. — М.: Металлургия, 1986. 224 с.
6. **Владимиров В.И.** Физическая природа разрушения металлов. — М.: Металлургия, 1984. 280 с.



Александр Николаевич Тюменцев, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н., профессор; ИФПМ СО РАН, 634021, Томск, пр. Академический, д. 2/4, Россия  
tyuments@phys.tsu.ru



Иван Александрович Дитенберг, заведующий лабораторией, д.ф.-м.н., доцент; ИФПМ СО РАН, 634021, Томск, пр. Академический, д. 2/4, Россия; заведующий кафедрой; НИТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, д. 36, Россия  
ditenberg\_i@mail.ru



Иван Владимирович Смирнов, научный сотрудник, к.т.н.; ИФПМ СО РАН, 634021, Томск, пр. Академический, д. 2/4, Россия; доцент; НИТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, д. 36, Россия  
smirnov\_iv@bk.ru



Юрий Павлович Пинжин, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н., доцент; ИФПМ СО РАН, 634021, Томск, пр. Академический, д. 2/4, Россия; доцент; НИТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, д. 36, Россия  
pinzhin@phys.tsu.ru



Константин Вадимович Гриняев, младший научный сотрудник; ИФПМ СО РАН, 634021, Томск, пр. Академический, д. 2/4, Россия  
kvgrinyayev@inbox.ru



Вячеслав Михайлович Чернов, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н., профессор; ВНИИНМ им. академика А.А. Бочвара, 123098, Москва, ул. Рогова, д. 5а, Россия  
VMChernov@dochvar.ru



Михаил Михайлович Потапенко, главный эксперт; ВНИИНМ им. академика А.А. Бочвара, 123098, Москва, ул. Рогова, д. 5а, Россия  
MMPotapenko@bochvar.ru



Кирилл Андреевич Мороз, инженер-технолог; ВНИИНМ им. академика А.А. Бочвара, 123098, Москва, ул. Рогова, д. 5а, Россия  
KAMoroz@bochvar.ru



Николай Александрович Дегтярев, инженер-технолог; ВНИИНМ им. академика А.А. Бочвара, 123098, Москва, ул. Рогова, д. 5а, Россия  
NADegtyarev@bochvar.ru

Статья поступила в редакцию 27 июля 2024 г.

После доработки 6 февраля 2025 г.

Принята к публикации 11 марта 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 131—136.

УДК 533.924+536.521.2

## ТОЧНОСТЬ ПИРОМЕТРИИ ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА ПРИ ЕЁ НАГРЕВЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ СУБМИЛЛИСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА

*Г.А. Рыжков<sup>1</sup>, Л.Н. Вячеславов<sup>1</sup>, А.А. Касатов<sup>1,2</sup>, В.А. Попов<sup>1,2</sup>, Д.Е. Черепанов<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>НГУ, Новосибирск, Россия

В ИЯФ СО РАН создан экспериментальный стенд для моделирования импульсных тепловых нагрузок с помощью лазерного импульса субмиллисекундной длительности. В качестве материала исследуемого образца использовался вольфрам, для которого была определена температура поверхности методом пирометрии. Основные факторы, влияющие на точность измерения температуры данным методом, заключаются в том, что существует необходимость учитывать шероховатость поверхности образцов, а также в том, что в литературе представлены различные данные по излучательной способности, которые не согласуются между собой. Однако результаты теоретического моделирования показали, что эти факторы незначительно влияют на точность пирометрии. На основе теплофизических данных вольфрама и параметров лазерного импульса была смоделирована временная динамика температуры поверхности вольфрама во время термоудара. Полученные экспериментальные данные согласуются с теоретическим моделированием.

**Ключевые слова:** взаимодействие плазмы с поверхностью, обращённые к плазме компоненты, вольфрам, лазерный нагрев, термоудар, пирометрия, спектральная излучательная способность, шероховатость поверхности.

## PYROMETRY ACCURACY OF A TUNGSTEN SURFACE HEATED BY SUB-MILLISECOND LASER RADIATION

*G.A. Ryzhkov<sup>1</sup>, L.N. Vyacheslavov<sup>1</sup>, A.A. Kasatov<sup>1,2</sup>, V.A. Popov<sup>1,2</sup>, D.E. Cherepanov<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

<sup>2</sup>NSU, Novosibirsk, Russia

An experimental facility has been created at the BINP SB RAS for simulating pulsed thermal loads using a laser pulse of submillisecond duration. Tungsten was used as the test sample material, for which the surface temperature was determined by pyrometry. The main factors affecting the temperature measurement accuracy by this method are that there is a need to take into account the surface roughness of the samples and the literature contains different emissivity data, which are not consistent with each other. However, the results of theoretical simulation showed these factors have little effect on pyrometry accuracy. Based on the thermophysical data of tungsten and the parameters of the laser pulse, the temporal dynamics of the tungsten surface temperature during thermal shock was simulated. The obtained experimental data are consistent with theoretical simulation.

**Key words:** plasma-surface interaction, plasma-facing components, tungsten, laser heating, thermal shock, pyrometry, spectral emissivity, surface roughness.

## ВВЕДЕНИЕ

Одна из основных проблем на пути создания термоядерного реактора с магнитным удержанием плазмы — выбор материалов для стенки, обращённой к плазме. Эта проблема связана с высокой температурой рабочего тела реактора (более  $10^8$  К), из-за чего даже относительно небольшое проникновение частиц и энергии сквозь магнитную стенку вызывает значительные повреждения материальной стенки. Для большинства проектов реакторов, включая проект ИТЭР, который в настоящее время находится на стадии строительства, выбрана конфигурация реактора в виде токамака [1]. В таких типах конструкций плазма наиболее интенсивно воздействует на дивертор — специальное устройство, служащее для удаления частиц из периферии плазмы. Планируется, что в токамаке ИТЭР в рабочем режиме на пластины дивертора будет падать стационарный поток плазмы, создающий поток тепла с

плотностью мощности до 20 МВт/м<sup>2</sup> [2]. При этом дивертор и первая стенка могут подвергаться ещё и импульсным тепловым нагрузкам, которые возникают при развитии в плазме неустойчивостей, называемых ЭЛМы (Edge Localized Mode) [3]. Такой тип неустойчивости создаёт импульсную тепловую нагрузку, достигающую до 10 ГВт/м<sup>2</sup> в диверторе и до 1 ГВт/м<sup>2</sup> на первой стенке [4], с длительностью порядка 1 мс и частотой следования порядка 10—30 Гц, которая наиболее интенсивно повреждает покрытие стенок в местах их контакта с потоком плазмы [5].

В 2011 г. было принято решение о замене углеродного покрытия дивертора на полностью вольфрамовое с самого начала работы ИТЭР [6]. В 2023 г. предложено покрыть вольфрамовой защитой также всю обращённую к плазме первую стенку рабочей камеры, площадь которой составляет более 600 м<sup>2</sup>. Вольфрам имеет высокую температуру плавления (~3700 К), слабо активируется нейтронами и незначительно поглощает тритий — радиоактивный изотоп водорода, составляющий 50% топлива реактора. Однако существует ряд проблем при использовании вольфрама. Вольфрам при температурах ниже 700 К — хрупкий материал, и при воздействии на него интенсивных импульсных тепловых нагрузок начинается процесс его растрескивания, а при повышении интенсивности воздействия происходит его плавление, разбрызгивание и испарение. Микрочастицы вольфрама, имеющего большое зарядовое число ( $Z = 74$ ), могут проникать в область горячей плазмы, что приведёт к её радиационному охлаждению и нарушению её удержания. Также вольфрамовые частицы могут накапливаться в камере токамака в виде пыли, которая способна поглотить существенное количество трития, а при разгерметизации вакуумной камеры токамака радиоактивная пыль может попасть наружу, что создаст дополнительную опасность. Это означает, что вольфрам не является идеальным кандидатом для облицовки первой стенки и что необходимо искать альтернативные материалы либо для замены вольфрама, либо для его покрытия защитным тонким слоем. Тем не менее вольфрам в настоящее время является основой для наиболее энергонапряжённых элементов стенки рабочей камеры, обращённых к плазме. По этой причине большинство публикаций по материалам для обращённых к плазме частей рабочей камеры, включая и настоящую работу, посвящено исследованию стойкости вольфрама к повреждающему воздействию в условиях работы термоядерного реактора.

Одновременно воспроизвести все повреждающие воздействия в термоядерном реакторе в существующих установках невозможно, поэтому общепринятый подход состоит в раздельном испытании различных повреждающих факторов на материалы. Чтобы определить стойкость материала к наиболее интенсивным повреждающим факторам при таком подходе, необходимо экспериментально смоделировать воздействие на него импульсных тепловых нагрузок (термоударов), схожих с воздействием плазмы на первую стенку термоядерного реактора, при переходных процессах в плазме реактора. В таких экспериментах необходимо экспериментально сопоставлять эрозию с динамикой температуры, так как именно температура определяет тип эрозии для конкретного материала. Поэтому в *in situ* диагностиках состояния поверхности материала необходимо определять температуру поверхности с высоким временным и пространственным разрешениями, при этом единственный доступный метод — это радиационная пирометрия. Поскольку во время теплового воздействия достаточно короткими термическими ударами происходит эрозия поверхности материала стенки, требуется понимать, как изменение состояния поверхности влияет на точность измерения температуры с помощью пирометрии.

В существующих токамаках сложно проводить детальные эксперименты по исследованию воздействия потоков плазмы на материал. По этой причине по всему миру создаются специальные стенды, где реакторные тепловые нагрузки на материалы моделируются с помощью потоков плазмы, а также электронных или лазерных пучков. В ИЯФ СО РАН на установке БЕТА проводятся эксперименты по моделированию воздействия термоударов на поверхность вольфрама и других термостойких материалов при их облучении мощным электронным пучком миллисекундной длительности [7]. Электронный пучок является удобным инструментом для моделирования, поскольку он не создаёт фоновой засветки во время нагрева. Важной отличительной особенностью установки является возможность проводить исследования непосредственно во время нагрева материала и сразу после него. В этих условиях ранее фиксировалось движение слоя расплавленного вольфрама на поверхности образца [8], изучалась динамика выброса микрочастиц из расплава [9, 10]. Для отдельных микрочастиц расплава регистрирова-

лась их траектория, а время и начальная точка выброса определялись с помощью трёхракурсной фотосъёмки [11]. Кроме того, на равномерно нагретой поверхности вольфрамового образца было обнаружено появление перегретых участков, что связано с ухудшением связи этих участков с материалом основы из-за модификации приповерхностной области термоударом [12]. При нестационарных тепловых нагрузках с интенсивностью ниже порога плавления исследовались изменение шероховатости исходно зеркально отполированной поверхности вольфрамового образца, изгиб образца под действием остаточных напряжений и развитие процесса растрескивания его поверхности [7]. Кроме того, в этих экспериментах измерялись пространственное распределение и временной ход температуры поверхности образца.

Лазерное излучение применяется во многих областях промышленности, где необходимо нагревать материалы до высоких температур, например, в металлургии для сварки, резки и плакирования металлов. Обычно для этих целей применяют Nd:YAG или волоконные лазеры в импульсно-периодическом или в непрерывном режиме [13—15]. Соответственно промышленные лазеры могут нагревать материалы с параметрами тепловой нагрузки, близкими к условиям в термоядерных реакторах. Более того, лазерное излучение может быть более удобным инструментом для моделирования термоудара, чем электронный пучок при нагреве образцов из высокотемпературной керамики с невысокой электропроводностью. Кроме того, при моделировании движения расплава в магнитном поле термоудар можно создать только с помощью лазера. Лазеры применялись для исследования устойчивости вольфрама к термоударам с параметрами, близкими к тем, что предполагаются на ИТЭР. Так, в работе [16] исследовался процесс образования трещин на вольфраме после его облучения большим количеством импульсов с плотностью мощности до  $1 \text{ ГВт/м}^2$ . В работе [17] исследовались процессы рекристаллизации вольфрама для разных образцов после их облучения большим количеством лазерных импульсов тоже с плотностями мощности порядка  $1 \text{ ГВт/м}^2$ .

В ИЯФ СО РАН был создан экспериментальный стенд как дополнение к установке БЕТА, в котором термоудар создаётся с помощью лазерного импульса. Для нагрева поверхности использовался импульсный лазер на неодимовом стекле, который в сравнительно коротком импульсе до 0,6 мкс может генерировать до 100 Дж энергии в режиме свободной генерации. Такие параметры нагрева получаются достаточно близки к параметрам термоударов, возникающих в результате воздействия ЭЛМов на дивертор в термоядерном реакторе.

Как и на установке БЕТА, на стенде с лазерным нагревом изменение шероховатости поверхности материала регистрируется по изменению интенсивности рассеянного поверхностью излучения диагностического лазера, а температура поверхности измеряется с помощью пирометрии. Использование лазерного излучения для моделирования термоудара вносит свои особенности в пирометрию, например, оно частично рассеивается от поверхности исследуемого образца, и это рассеянное излучение может попасть в диагностические каналы и не только исказить результаты, а даже повредить детекторы и применяемую оптику. Поэтому на таких стендах используются фильтры для подавления этого излучения [13—14].

Для измерения температур используются различные виды детекторов, например, основанные на кремнии работают в спектральном диапазоне 0,4—1,1 мкм [15]. Однако они подходят только для измерения температур выше 1300 К и не подходят для измерения относительно низких температур (800—1200 К), а именно в этих диапазонах могут происходить явления, связанные с эрозией поверхности, например, пластическая деформация и рекристаллизация вольфрама [7]. Поэтому на представленном стенде использовались камера и фотодиод на основе InGaAs. Данный тип детекторов имеет чувствительность в ближней инфракрасной области (0,9—2,7 мкм), что означает, что их можно применять для измерения более низких температур, чем это возможно с помощью кремниевых детекторов.

Для пирометрии существует вопрос зависимости точности измерения температуры от определения излучательной способности поверхности исследуемого материала, что изучалось ранее [18—21]. В литературе предлагаются различные способы оценки влияния величины излучательной способности на точность определения температуры и различные методы коррекции температур. Например, в рабо-

тах [18—19] предлагаются численные моделирования ошибок и их коррекции. В [18] показано, что ошибка определения температуры возрастает при увеличении спектрального диапазона пирометра при любой исходной относительной неопределённости в величине излучательной способности материала. В работе [19] приведён алгоритм коррекции температуры на основе вычисления корреляции между величинами измеренных интенсивностей теплового излучения и величинами интенсивностей черного излучения в узком диапазоне длин волн, который значительно снижает ошибку пирометрии. Однако при моделировании численных оценок точности пирометрии необходимо учитывать, что на разных экспериментальных стендах используются различные оптические элементы и детекторы, поэтому такие общие теоретические расчёты не являются универсальными, и скорее всего, их не получится применить в случае каждого отдельного стенда.

Пирометрические измерения материалов первой стенки проводились в современных термоядерных установках, например, в токамаке WEST [20—22]. В работе [20] показано, что излучательная способность вольфрама в диверторе токамака WEST может значительно варьироваться, поэтому может возникнуть значительная ошибка в случае измерения его температуры. Поэтому в дальнейших работах на WEST, например, [21], приводятся крайние значения температур дивертора, полученных при их восстановлении с разными излучательными способностями (0,2 и 1), что даёт разброс до 50%. Из-за влияния рассеянного от стенок токамака излучения, а также из-за излучения плазмы задача пирометрии материалов в условиях термоядерных установок становится сложной, поэтому исследователям приходится использовать какие-то допущения в своих оценках, снижая в итоге их точность. Поэтому стендовые материаловедческие эксперименты являются более предпочтительными, так как они лишены описанных проблем и позволяют проводить более точные исследования.

На точность пирометрии влияет ещё шероховатость поверхности, которая также будет проявлять себя и на экспериментальных стендах. Вопрос о её влиянии на излучательную способность также изучался ранее [22, 23]. В работе [22] изучались излучательные способности поверхности вольфрамовых моноблоков, установленных в диверторе токамака WEST. Предварительно отполированные поверхности нескольких моноблоков были подвергнуты воздействию электронным пучком, и в результате были получены повреждения в виде микротрещин. Исследование таких повреждённых поверхностей показало, что, несмотря даже на меньшую шероховатость относительно изначального состояния до полировки, их излучательные способности значительно выше. В работе [23] исследовались коэффициенты отражения для поверхностей вольфрамовых образцов с разной шероховатостью. Экспериментальные данные показывают, что они не согласуются с расчётами по аналитическим моделям. Данные работы свидетельствуют о сложной зависимости излучательной способности от шероховатости, и нельзя однозначно связать между собой эти величины, поэтому сложно сделать общий вывод о влиянии шероховатости поверхности материала на её пирометрию.

В предыдущих публикациях авторам данной работы не удалось найти универсальных способов оценки влияния состояния поверхности на излучательную способность и на точность пирометрии в широких диапазонах длин волн и температур. Так как вопрос точности пирометрии является ключевым при исследовании эрозии поверхности, то в данной работе рассматривается методика оценки максимальной погрешности пирометрии в экспериментах на стенде с лазерным импульсом, моделирующим термоудар. Сделана простая оценка точности определения температуры поверхности вольфрама с учётом влияния шероховатости поверхности на излучательную способность и с учётом разброса литературных данных по излучательной способности. В эксперименте определена динамика температуры поверхности вольфрамового образца непосредственно во время нагрева и проведено сравнение с результатом теоретического моделирования.

## СИСТЕМЫ ДИАГНОСТИКИ НА СТЕНДЕ

На рис. 1 показана оптическая схема экспериментального стенда с импульсным лазером и *in situ* диагностиками. В экспериментах использовались образцы вольфрама размером  $12 \times 12 \times 2$  мм<sup>3</sup>, поверхности которых были предварительно отполированы, для их нагрева используется импульсный лазер на

неодимовом стекле с длиной волны 1060 нм, с энергией в импульсе до 100 Дж и длиной импульса до 0,6 мс. Для создания однородного пространственного распределения лазерного излучения на поверхности образца использовались фокусирующая линза с фокусным расстоянием 1 м и дифракционный рассеиватель. В итоге на поверхности образца формировалось пятно лазера квадратной формы с почти однородным пространственным распределением размером  $3 \times 3$  мм<sup>2</sup>.

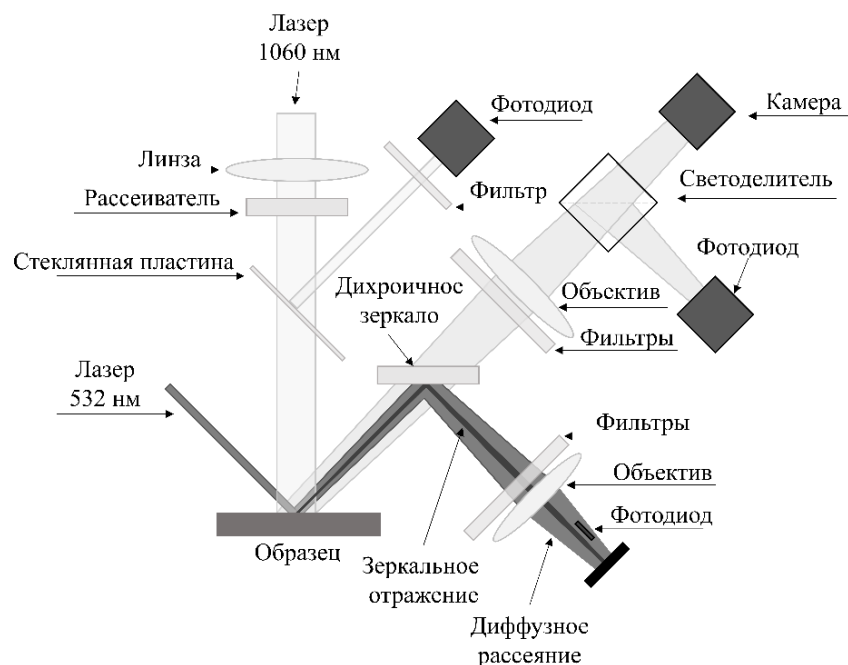


Рис. 1. Оптическая схема системы диагностики

ческий лазер, и нагревающий лазер рассеиваются от поверхности, существует необходимость в подавлении этого рассеянного излучения, так как оно может попасть в диагностические каналы пирометров. Учитывая также, что необходимо измерять относительно низкую температуру, было принято решение использовать для пирометрии камеры и фотодиоды, работающие в коротковолновом инфракрасном диапазоне 0,9—2,6 мкм (SWIR).

В экспериментах использовались InGaAs инфракрасная камера и фотодиод. Камера имеет разрешение  $320 \times 256$  точек. Фотодиод имеет встроенный усилитель сигнала, и для выбранного усиления (40 дБ) временная динамика температуры измерялась с разрешением около 2 мкс. Для возможности одновременного исследования теплового излучения двумя различными детекторами в качестве разделителя потока излучения использовался светоделительный кубик. Дихроичное зеркало использовалось для разделения потока теплового излучения от нагретой области образца и потока излучения диагностического лазера, рассеянного от поверхности, так как оно пропускает излучение в ближней ИК-области и отражает в видимой области. Тепловое излучение фокусировалось объективом с фокусным расстоянием 210 мм. В качестве дополнительных фильтров, отсекающих паразитно-рассеянное излучение нагревающего лазера, использовались сине-зелёное цветное стекло и фильтр-пробка (notch filter) — узкополосный фильтр, ослабляющий ( $OD > 4$ ) лазерное излучение. Спектральные чувствительности камеры и фотодиода, а также спектр пропускания фильтра показаны на рис. 2, а спектры пропускания остальных элементов — на рис. 3.

Образец был повернут на  $40^\circ$  относительно оптической оси пирометрической системы. Камера регистрировала температуру поверхности образца с области размером  $14,5 \times 11,6$  мм<sup>2</sup> с пространственным разрешением до 45 мкм. Так как и камера, и фотодиод используются в схеме с единственным объективом, то значения коэффициента линейного увеличения для них равно 0,44, и он определён по

Как уже было сказано, на стенде используются различные *in situ* диагностики для определения процессов эрозии образца. Для исследования состояния поверхности используется непрерывный лазер мощностью около 5 Вт с длиной волны 532 нм. Излучение этого диагностического лазера рассеивается от поверхности образца, и в случае изменения состояния поверхности изменяется и рассеяние, эту динамику регистрирует лавинный фотодиод с усилителем. Излучение лазера фокусировалось объективом с фокусным расстоянием 200 мм, а для подавления ИК-лазера и теплового излучения использовалась комбинация из цветного стекла и интерференционного узкополосного фильтра. Из-за того, что и диагности-

снимкам с камеры, и для фотодиода с активной зоной диаметром 1 мм пятно визирования будет диаметром 2,27 мм. Выравнивание изображения пятна с оптической осью проводилось с помощью юстировочного лазера, который также использовался для настройки импульсного лазера.

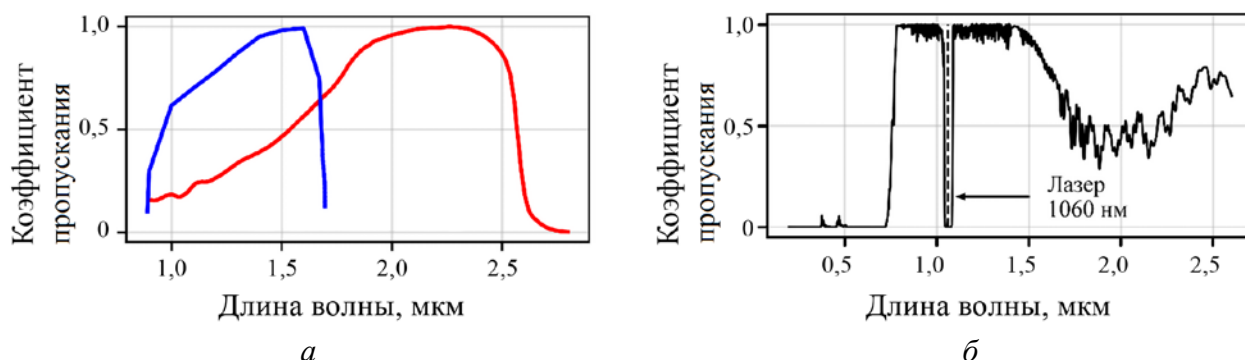


Рис. 2. Спектральные чувствительности фотодиода (—) и камеры (—) (а) и спектральный коэффициент пропускания узкополосного фильтра, длина волны нагревающего лазера отмечена вертикальной линией (1060 нм) (б)

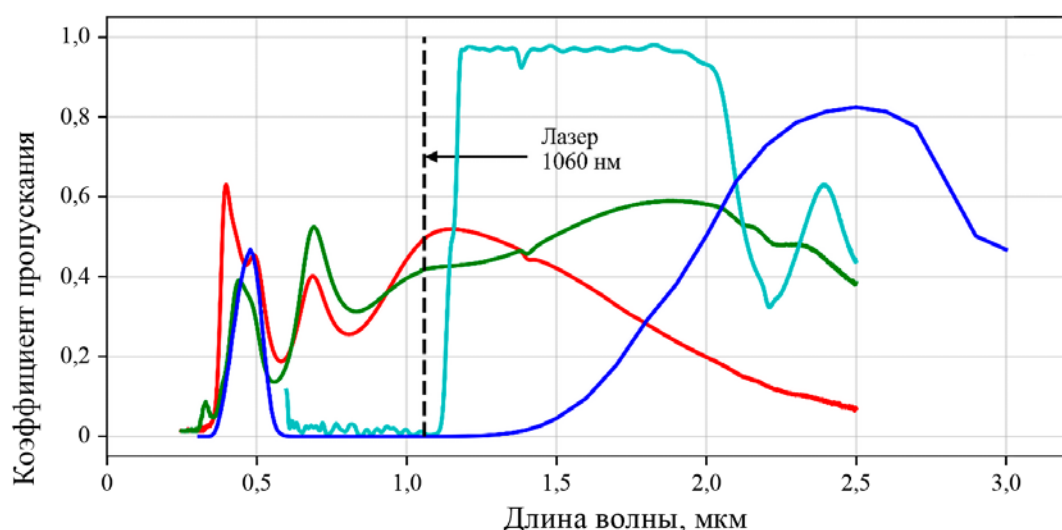


Рис. 3. Спектральные характеристики оптики, используемой в пирометрии: - - - - длина волны нагревающего лазера (1060 нм); — светоделитель (пропускание); — светоделитель (отражение); — дихроичное зеркало; — цветное стекло

Ещё одной диагностикой на стенде являлась диагностика динамики плотности мощности нагревного лазера. На пути лазерного излучения установлена стеклянная пластина, которая отражает малую долю излучения и направляет её часть в фотодиод, что позволяет исследовать временную динамику излучения нагревного лазера. До начала экспериментов фотодиод был откалиброван с помощью калориметра, который определял полную энергию в одном импульсе. По этим значениям энергии и размера пятна лазера интенсивность, зарегистрированную фотодиодом, можно перевести в единицы плотности мощности.

### КАЛИБРОВКА СТЕНДА

Задача пирометрии заключается в определении функции зависимости уровня сигнала детектора от измеряемой температуры  $I(T)$ . Это можно сделать различными методами. Один из методов — это прямая калибровка системы регистрации, включающей фотодетекторы. В нашем случае используется вольфрамовая ленточная лампа накаливания, для которой известна зависимость температуры ленты от

подводимого к ней тока. Для этого на экспериментальном стенде, показанном на рис. 1, на место вольфрамового образца помещалась вольфрамовая ленточная лампа накаливания. В результате калибровки каждому значению температуры ленты можно в дальнейшем сопоставить значение сигнала детектора и определить  $I(T)$ . Преимущество этого способа калибровки состоит в том, что, в принципе, не требуется знание излучательной способности вольфрама и спектральных характеристик фотодетекторов и оптики, однако её недостаток в том, что калибровка ограничена температурой примерно 2400 К — максимальной, до которой можно было нагреть ленту в связи с ограничением подводимого к ней тока. Однако калибровка ленточных ламп старых выпусков нуждается в обновлении. И поэтому была проведена дополнительная калибровка лампы с помощью фотодиода, так как его функция спектральной чувствительности предоставлена производителем в абсолютных единицах А/Вт, что позволяет рассчитать  $I(T)$ , а из калибровки получить  $I(i)$  — функцию зависимости сигнала фотодиода от тока на лампе и при сравнении с исходной функцией получить искомую зависимость температуры ленты от подводимого к нему тока  $T(i)$ . Калибровка лампы показана на рис. 4. Погрешность оценивалась не более 3%, основными источниками ошибок были ошибки, связанные с нестабильностью тока на лампе, шум сигнала с фотодиода и ошибка при интерполяции  $I(i)$  и  $T(i)$ .

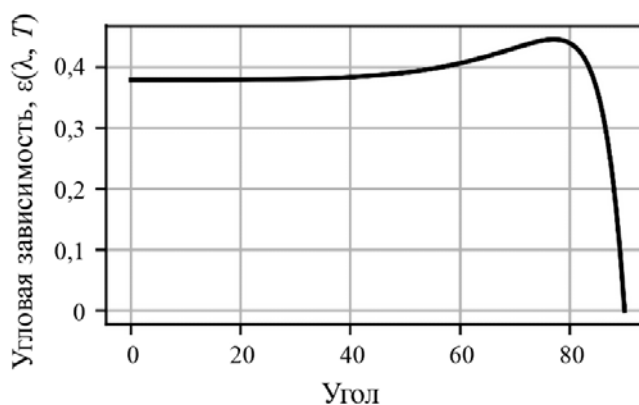
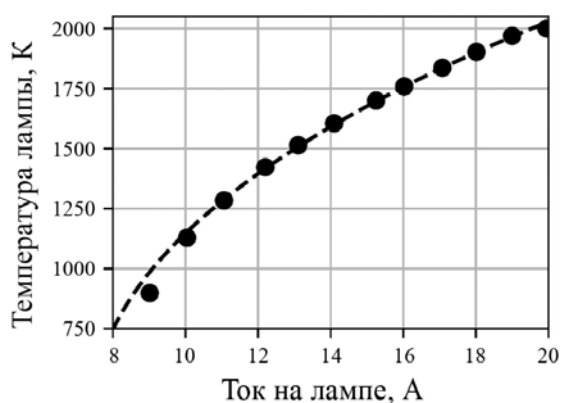


Рис. 4. Калибровка лампы, выполненная фотодиодом: ● — калибровка фотодиодом; — — — аппроксимация

Рис. 5. Угловая зависимость спектральной излучательной способности вольфрама при  $T = 1100$  К,  $\lambda = 1$  мкм,  $n = 3,66$  и  $k = 4,11$  [25, с. 48]

В ходе как эксперимента, так и калибровки вольфрамовый образец и лента лампы находились под углом  $40^\circ$  к оптической оси пирометра. Согласно [24, с. 105—108] для углов меньше  $50^\circ$   $\epsilon(\lambda, T)$  мало отличается от нормальной, при этом тепловое излучение нагретых объектов является неполяризованным, соответственно такие углы мало влияют на калибровку и измерение температуры. На рис. 5 показан пример угловой зависимости  $\epsilon(\lambda, T)$  для вольфрама согласно формулам из [24, с. 105] при  $T = 1100$  К,  $\lambda = 1$  мкм,  $n = 3,66$  и  $k = 4,11$ ,  $n$  и  $k$  взяты из отчёта [25, с. 48]. Как видно из графика для углов менее  $50^\circ$ ,  $\epsilon(\lambda, T)$  незначительно изменяется, чем можно пренебречь при калибровке и в самих экспериментах.

### ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ НА СПЕКТРАЛЬНУЮ ИЗЛУЧАТЕЛЬНУЮ СПОСОБНОСТЬ ВОЛЬФРАМА

Точность определения температуры за пределами диапазона калибровочной лампы будет зависеть от априорного знания точных значений  $\epsilon(\lambda, T)$  в широких диапазонах длин волн и температур, которые достаточно сложно измерять непосредственно во время пирометрии импульсно нагреваемой поверхности. При этом  $\epsilon(\lambda, T)$  конкретного материала может различаться из-за различных факторов. В данной работе  $\epsilon(\lambda, T)$  могло измениться из-за повреждения исследуемого материала в процессе воздействия на него термического удара. Исходное состояние поверхности металлических образцов проявляется в шероховатости поверхности, которую не всегда возможно определить с достаточной точностью. Для

вольфрама дополнительная шероховатость поверхности возникает непосредственно во время эксперимента из-за неоднородной пластической деформации приповерхностной области вольфрама при термическом расширении нагретого слоя и изменяется в процессе нагрева и остывания вольфрама. Соответственно у разных вольфрамовых образцов, которые подверглись различным методам обработки поверхности и различным циклам нагрева и остывания в различных экспериментах, значения шероховатости поверхности будут отличаться. Относительную величину шероховатости в процессе нагрева можно оценить по интенсивности и угловому распределению рассеянного поверхностью света, а на полностью остывшем образце возможно провести измерения остаточной шероховатости непосредственно с помощью профилометра и таким образом прокалибровать систему диагностики рассеяния. В итоге для каждого эксперимента можно указать диапазон шероховатости исследуемой поверхности, используя для связи интенсивности рассеянного света и шероховатости поверхности модели рассеяния, описанные в литературе, например, [26].

Так как измерение  $\varepsilon(\lambda, T)$  в процессе интенсивного термоудара — достаточно сложная задача, то первоначально были проанализированы литературные данные по  $\varepsilon(\lambda, T)$  для шероховатых поверхностей, а затем на их основе сделана простая оценка влияния шероховатости на измерение температуры. Также по разбросу значений  $\varepsilon(\lambda, T)$  в доступной литературе было оценено его влияние на точность измерения температуры.

Сначала для моделирования  $\varepsilon(\lambda, T)$  полированной поверхности вольфрама использовалась аналитическая функция в виде полинома, взятого из работы [27], так как в таком виде её удобно использовать в вычислениях:

$$\varepsilon(\lambda, T) = a_0 + a_1(T - T_0) + (b_0 + b_1(T - T_0) + b_2(T - T_0)^2)(\lambda - \lambda_0) + (c_0 + c_1(T - T_0))(\lambda - \lambda_0)^2. \quad (1)$$

Этот полином получен на основе интерполяции данных из экспериментальной работы [28]. В исходной работе измерения были сделаны в диапазонах температур от 300 до 2800 К и длин волн от 350 нм до 2,7 мкм, поэтому выражение (1) может быть использовано только в этих диапазонах.

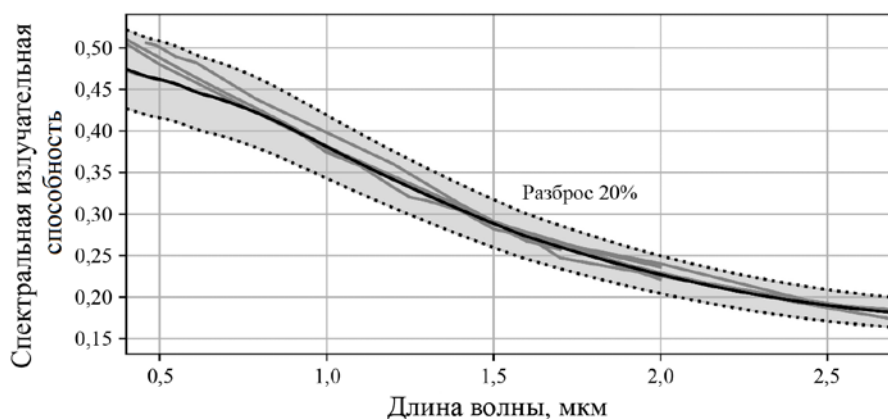


Рис. 6. Пример разброса литературных данных по спектральным излучательным способностям вольфрама: — — спектральная излучательная способность вольфрама  $\varepsilon(\lambda, T)$  при температуре 2000 К на основе (1) и [27] (полированная поверхность); — — набор спектральных излучательных способностей  $\varepsilon(\lambda, T)$  из [29, с. 790—807]; закрашенная область показывает разброс 20%

шероховатости (среднеквадратические значения  $R_q$ ) поверхностей различных материалов, в том числе вольфрама, и для этих значений были экспериментально измерены  $\varepsilon(\lambda, T)$ . В этом отчёте представляются образцы вольфрама с шероховатостями  $R_q = 38$  нм и  $R_q = 432$  нм: поверхность первого образца никак не была обработана, и он исследовался сразу после получения от изготовителя [25, с 96—103], а поверхность второго образца была обработана пескоструйным методом для искусственного получения дополнительной шероховатости [25, с 104—111]. Экспериментально измеренные  $\varepsilon(\lambda, T)$  для этих об-

На рис. 6, где представлены полином (1) и данные из справочника [29, с. 790—807], в котором собраны экспериментальные данные по  $\varepsilon(\lambda, T)$  вольфрама. На этом рисунке можно увидеть их разброс, который может быть связан с изменением шероховатости поверхности образцов во время нагрева. Особый интерес представляют данные, опубликованные в отчёте [25], в котором исследуются оптические свойства материалов с шероховатыми поверхностями. В отчёте приведены измеренные численные значения ше-

разцов представлены на рис. 7. Эти данные позволяют смоделировать точность определения температуры для шероховатой поверхности с известным её точным значением.

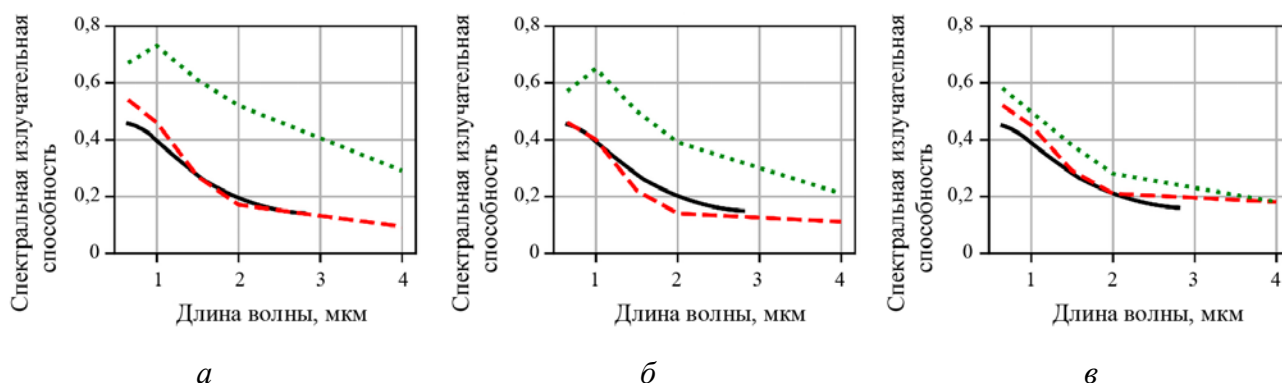


Рис. 7. Сравнение спектральных излучательных способностей вольфрама  $\epsilon(\lambda, T)$  при разных температурах для полированной поверхности (—) [27] и шероховатых поверхностей с  $R_q = 38$  нм (---) и  $R_q = 432$  нм (⋯⋯) [25, с. 98, 106]; а — 1200 К; б — 1380 К; в — 1600 К

Согласно приведённым литературным данным на рис. 6 и 7 можно сделать предположение, что малая шероховатость поверхности незначительно влияет на спектральные характеристики излучательной способности. Тогда излучательную способность можно оценивать как

$$\epsilon_r(\lambda, T) = k\epsilon_p(\lambda, T), \quad (2)$$

где  $\epsilon_r$  — излучательная способность шероховатой поверхности;  $\epsilon_p$  — излучательная способность гладкой полированной поверхности;  $k$  — коэффициент, характеризующий степень шероховатости.

Как видно из рис. 6, где для примера нанесены данные для температуры 2000 К, для них достаточно точно выполняется (2). То же самое можно сказать и для рис. 7, где представлены (1) и данные из [25, с. 98, 106] для температур 1200, 1380 и 1600 К.

Анализ данных из [29, с. 790—807] показал, что их максимальный разброс составляет 20% для диапазона чувствительности используемых в экспериментах детекторов. Поэтому для моделирования максимальной ошибки определения температуры, связанной с разбросом справочных данных, применялись формулы (1) и (2) и значения  $k = 1,1$  и  $k = 0,9$  для определения верхней и нижней границ разброса. Как видно из рис. 6, все данные из [25, с. 790—807] расположены внутри этих границ относительно зависимости (1).

Данные из [25, с. 98, 106] использовались напрямую для моделирования влияния шероховатости на точность определения температуры. Так как значения  $\epsilon(\lambda, T)$  доступны только для длин волн 0,65, 1, 1,5, 2 и 4 мкм, то применялась линейная интерполяция для диапазона чувствительности детектора. Для данных из [25, с. 98, 106] можно заметить некоторые закономерности. Для большей шероховатости получаются большие значения  $\epsilon(\lambda, T)$ , но при этом с повышением температуры шероховатость меньше влияет на  $\epsilon(\lambda, T)$ . Авторы отчёта [25] не объясняют эти закономерности в поведении  $\epsilon(\lambda, T)$  и делают вывод, что ими не было обнаружено какой-либо корреляции между величиной шероховатости поверхности и изменением  $\epsilon(\lambda, T)$  вольфрама. Тем не менее данные  $\epsilon(\lambda, T)$  из [25, с. 98, 106] являются полезными для моделирования, так как они приведены для численных значений шероховатости. Для экспериментов на лазерном стенде не делались оценки шероховатости поверхностей вольфрамовых образцов, однако это делалось на установке БЕТА, где были получены численные значения шероховатости поверхности. В предположении, что при облучении лазером и электронным пучком повреждения вольфрама имеют схожий характер, можно обобщить результаты измерения шероховатости, сделанные на БЕТА [7], и результаты на лазерном стенде. Поэтому данные из [25] можно сопоставить для всех наших экспериментов, чтобы иметь общее представление о влиянии шероховатости на результаты пирометрии. В экспериментах на установке БЕТА измерялось исходное среднее арифметическое

значение шероховатости для зеркально полированных образцов вольфрама, которое было  $R_a = 10$  нм, а остаточная шероховатость поверхностей вольфрамовых образцов после их облучения обычно не превышала  $R_a = 20$  нм [7]. С помощью измерения интенсивности рассеянного лазерного излучения от облучённой поверхности было оценено, что шероховатость могла быть в 4 раза больше относительно исходной, т.е. порядка  $R_a = 40$  нм, которая возникла при тепловой нагрузке больше, чем на лазерном стенде. Поэтому значения из [23, с. 98, 106] можно использовать для моделирования точности определения температуры даже для более широкого диапазона шероховатости, за гранью результатов на установке БЕТА, однако даже такие максимальные значения можно считать малыми величинами относительно длин волн диапазона чувствительности детекторов.

Важно отметить, что при длительном облучении вольфрама плазмой процесс эрозии будет отличаться от тех, что происходят при облучении лазером или электронными пучками. При плазменном воздействии формируется наноструктурированный слой толщиной до 2 мкм, который называется «пух» (fuzz) [30]. Появление «пуха» на поверхности вольфрама было первоначально обнаружено на линейных стендах с плазмой с высоким содержанием гелия. Впоследствии этот «пух» был обнаружен и в токамаке [31]. Оптические исследования этих структур показали, что они имеют высокую поглощательную способность вплоть до 99% в видимой и в ближней инфракрасной области [32]. Однако специальные исследования появления «пуха» на токамаке WEST, моделирующие условия в ИТЭР, его не обнаружили [33]. Авторы работы сделали вывод, что скорость эрозии «пуха» превышала скорость его образования.

### ОЦЕНКА ОШИБКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ, СВЯЗАННОЙ С РАЗБРОСОМ $\varepsilon(\lambda, T)$ И ШЕРОХОВАТОСТЬЮ ПОВЕРХНОСТИ

На основе полинома (1) из [27] моделировались зависимости сигналов камеры и фотодиода от температуры в случае гладкой поверхности вольфрама. Коэффициенты  $k = 1,1$  и  $k = 0,9$  определены из разброса литературных данных и использовались для оценки ошибки определения температуры, которая связана с разбросом литературных данных по  $\varepsilon(\lambda, T)$ . Помимо этого, на основе данных из [25, с. 98, 106] моделировался уровень сигнала для шероховатых поверхностей и тоже оценивалась ошибка, связанная с пренебрежением изменений шероховатости поверхности. Результаты показаны на рис. 8.

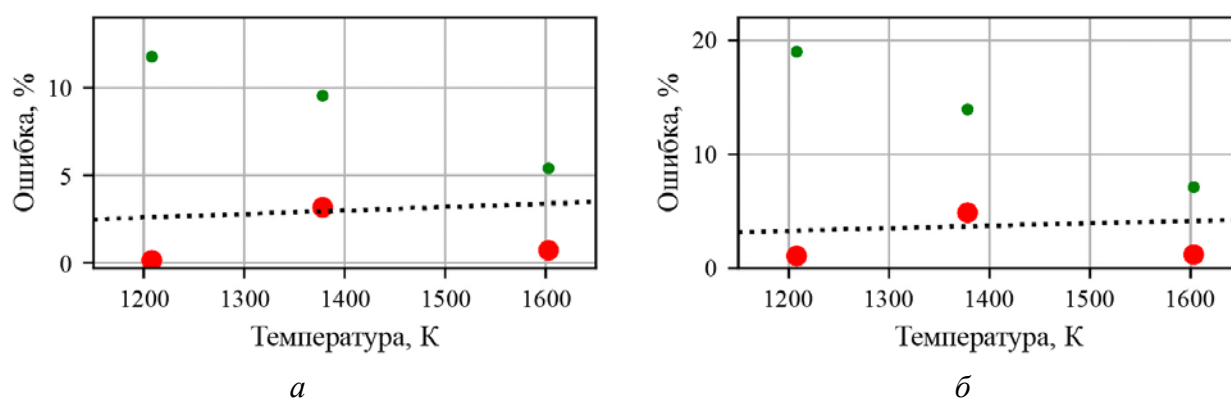


Рис. 8. Моделирование ошибок определения температуры, связанных с разбросом данных относительно [27] (.....), и для шероховатых поверхностей  $R_q = 38$  нм (●) и  $R_q = 432$  нм (●) [25, с. 98, 106]: а — камера; б — фотодиод

Как видно из рис. 8, а, относительная ошибка для камеры, связанная с разбросом  $\varepsilon(\lambda, T)$ , линейно возрастает и достигает значения 6% при температуре 2800 К. Ошибка для шероховатой поверхности при  $R_q = 38$  нм близка к пределам ошибки, связанной с разбросом  $\varepsilon(\lambda, T)$ , а для  $R_q = 432$  нм она может превышать значение 10%. Аналогичное моделирование (см. рис. 8, б) для фотодиода показало, что ошибка, связанная с разбросом  $\varepsilon(\lambda, T)$ , линейно возрастает с температурой и достигает 6% при 2800 К, ошибки, связанные с шероховатостью поверхности при  $R_q = 38$  нм, тоже близки к пределам ошибки,

связанной с разбросом, а при  $R_q = 432$  нм она может достигать 20%. Полученные результаты в случае разброса данных и малой шероховатости означают, что они незначительно влияют на точность определения температуры. В итоге для описанного в настоящей работе экспериментального стенда полная ошибка определения температуры с учётом шероховатости поверхности образцов и разброса данных  $\varepsilon(\lambda, T)$  оценивается до 7—8% в диапазоне 800—2000 К. Однако следует отметить, что в случае сильно шероховатой поверхности необходимо вводить увеличенную  $\varepsilon(\lambda, T)$  для соответствующего уровня шероховатости, так как она может значительно исказить результаты пирометрии, т.е. это означает, что в таких случаях только параллельные экспериментальные измерения  $\varepsilon(\lambda, T)$  одновременно с нагревом дадут возможность более точно определять температуру. Несмотря на сложность задачи, существует ряд косвенных методов оценки  $\varepsilon(\lambda, T)$ , например, с помощью рефлектometрии — измерения отражения и рассеяния света от поверхности исследуемых образцов. Один из примеров реализации такого метода — это определение  $\varepsilon(\lambda, T)$  с помощью измерения рассеяния света от образца в интегрирующей сфере [34].

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗОК

Непосредственно перед самими экспериментами с влиянием термоударов на вольфрам необходимо определить, возможно ли те нагрузки, которые ожидаются в результате неустойчивости плазмы на ИТЭР, смоделировать на стендах. Если экспериментальное моделирование термоударов на стенде возможно, тогда необходимо подобрать параметры его работы, например, мощность лазерного импульса, его продолжительность и площадь облучения образца. Для этих целей использовалось одномерное уравнение теплопроводности. Одномерное приближение можно применять в случае, если характерная глубина прогрева образца  $\lambda_h$  значительно меньше характерных поперечных размеров области прогрева и толщины образца  $r$  и  $l$ :  $\lambda_h \ll r, l$ . Глубина прогрева оценивается так [35]:

$$\lambda_h \sim \sqrt{\frac{\kappa t}{c_p \rho}} \quad (3)$$

при  $t = 1$  мс,  $\kappa = 180$  Вт/(м·К),  $c_p = 132$  Дж/(кг·К),  $\lambda_h \sim 0,1$  мм  $\ll r, l$  [36]. Это означает, что одномерную модель можно применять в оценках температуры в случае импульсного нагрева лазером. Решение уравнения теплопроводности в применяемой модели также позволяет рассчитывать распределение температуры в глубину образца и её временной ход в течение всего процесса.

Временная зависимость интенсивности лазерного излучения, зарегистрированная фотодиодом и пересчитанная в плотность мощности для равномерного пространственного распределения с учётом коэффициента поглощения, подставлялась в уравнение теплопроводности. Коэффициент поглощения оценивался как 0,38, так как такое значение  $\varepsilon(\lambda, T)$  при  $\lambda = 1,06$  мкм и  $T = 300$  К [27], а согласно закону Кирхгофа излучательная способность равна коэффициенту поглощения. Данная модель не учитывает изменение поглощения с увеличением температуры, однако для вольфрама оно незначительно. Так как в модели использовались некоторые упрощения, то возникает вопрос точности этого метода моделирования и сопоставления его результатов с экспериментами.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 9, *а* показано пространственное распределение температуры, измеренное с помощью калиброванной камеры, на рис. 9, *б* — временной ход температуры, измеренный калиброванным фотодиодом. На рисунке область регистрации температуры фотодиодом обведена чёрным контуром. Снимок камеры сделан с экспозицией 40 мкс в момент времени 360 мкс, что выделено на графике динамики температуры. Средняя температура по снимку в области регистрации фотодиода составляла порядка 1550 К, а средняя температура, зарегистрированная фотодиодом за время экспозиции снимка, составляла 1650 К. На рисунке также видна пространственная неоднородность нагрева порядка 0,5 мм, что совпадает с размерами неоднородности профиля поверхности, оставшейся после её обработки.

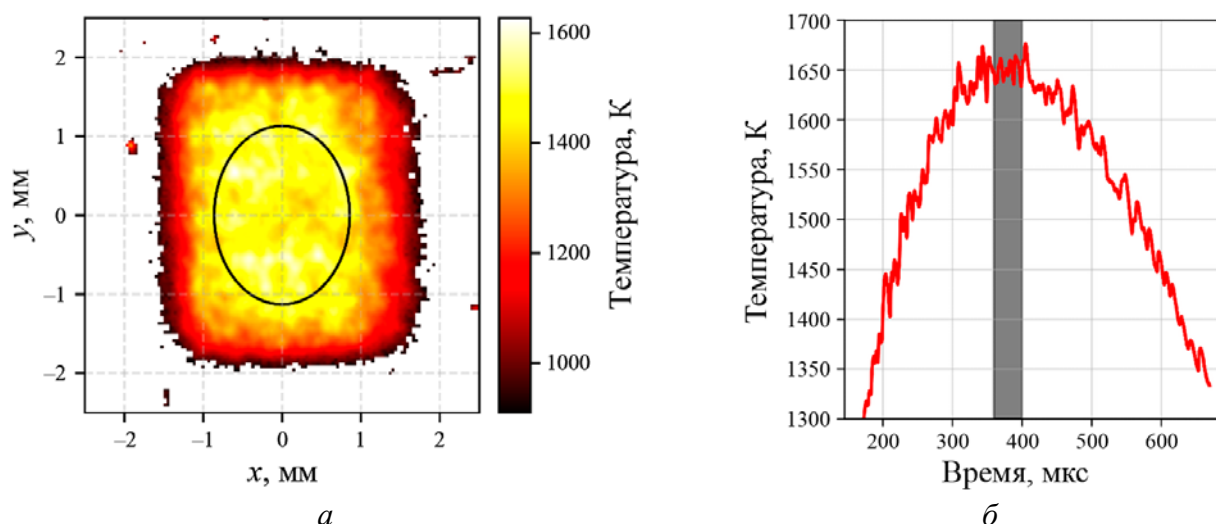


Рис. 9. Пространственное распределение температуры, зарегистрированное камерой (а), и временная динамика, зарегистрированная фотодиодом (б). Снимок с камеры сделан в момент времени 360 мкс с экспозицией 40 мкс, что выделено на графике временной динамики. На профиле контуром обведена область регистрации температуры фотодиодом

Также было сделано сравнение экспериментальной динамики температуры с температурой, смоделированной с помощью одномерного уравнения теплопроводности. Данное сравнение показано на рис. 10.

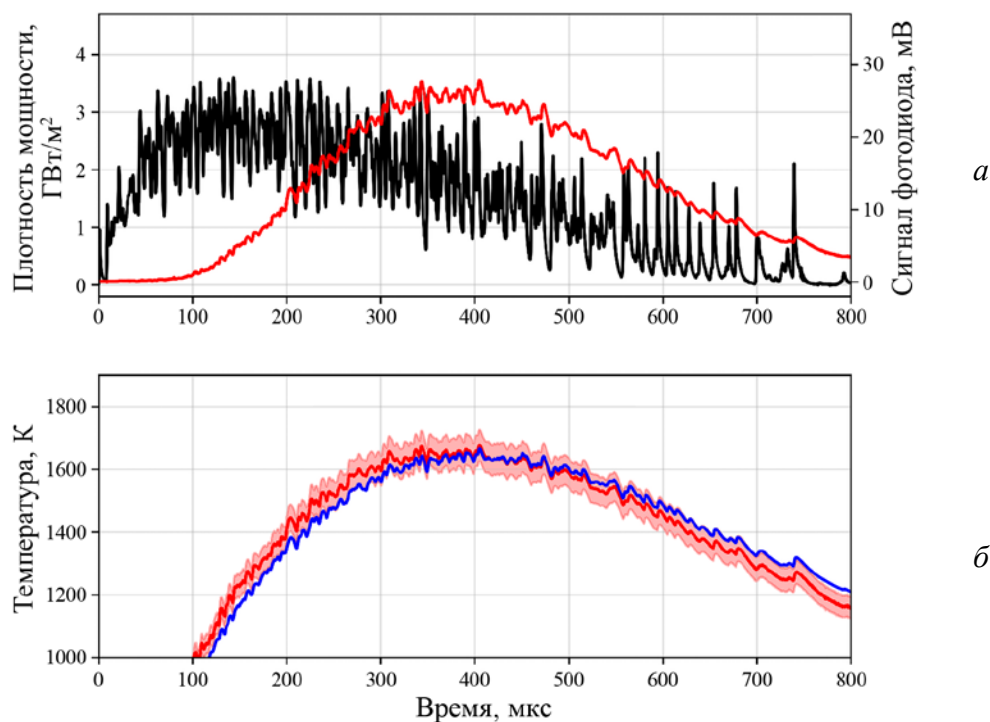


Рис. 10. Динамика плотности мощности лазера (—) и сигнал фотодиода (—) (а), а также сравнение измеренной в эксперименте (—) и смоделированной с помощью уравнения теплопроводности (—) температур для вольфрамового образца (б). Для экспериментальных данных указана точность с учётом погрешности измерения 3% в виде закрашенной области

При моделировании динамика лазерного излучения, измеренная на стенде и пересчитанная в единицы плотности мощности в условиях равномерного пространственного распределения, подставлялась

в уравнение. Как видно из рис. 10, смоделированная динамика температуры с хорошей точностью совпадает с экспериментальными измерениями — она находится в пределах погрешности её измерения 3%. Также для качественного сравнения смоделированной температуры на рис. 10, *a* приведён исходный сигнал фотодиода. Как можно заметить, пики в сигнале фотодиода и в экспериментальной динамике температуры, которые возникли из-за неоднородности нагрева, повторяются и в смоделированной динамике температуры при тех же временах с точностью до разрешающей способности фотодиода. Незначительные расхождения модели можно объяснить её недостатками — неидеально равномерное пространственное распределение излучения, расхождение реальных теплофизических параметров с литературными данными, а также изменения коэффициента поглощения с увеличением температуры.

## ВЫВОДЫ

В ИЯФ СО РАН на экспериментальном стенде, моделирующем термоудары с помощью лазерного излучения субмиллисекундной длительности, исследовалась точность пирометрии образцов вольфрама. Из-за неоднозначности влияния шероховатости на излучательную способность  $\varepsilon(\lambda, T)$  в ходе настоящей работы использовались экспериментальные литературные данные  $\varepsilon(\lambda, T)$  для моделирования зависимостей сигналов детекторов излучения от температуры поверхности образца. Моделирование показало, что разброс  $\varepsilon(\lambda, T)$  в литературе для полированных поверхностей не даёт значительного вклада в ошибку определения температуры — в диапазоне 800—2000 К эта ошибка меньше погрешности пирометров. Моделирование на основе экспериментальных данных  $\varepsilon(\lambda, T)$  для поверхности с численным значением  $R_q = 38$  нм показало, что и для инфракрасных камер, и для фотодиода ошибка не превышает 5%, что говорит о том, что малая шероховатость поверхности образца, которая ожидалась в экспериментах на лазерном стенде, незначительно влияет на точность измерения температуры. Был сделан вывод, что для температур 800—1700 К полная ошибка может составлять не более 7—8% в случае учёта изменения шероховатости поверхности. Другое моделирование для поверхности с  $R_q = 432$  нм показало, что максимальная ошибка определения температуры может достичь 17%, что означает необходимость учёта влияния шероховатости на  $\varepsilon(\lambda, T)$  для точного определения температуры. Была получена простая оценка динамики температуры поверхности вольфрамового образца во время облучения и после него с помощью одномерного уравнения теплопроводности. Динамика температуры, полученная из этой оценки, находится в пределах 3% погрешности измерения температуры в эксперименте на стенде.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **What** will ITER do? iter.org; URL: <https://www.iter.org/sci/Goals>.
2. **Linke J. et al.** Challenges for plasma-facing components in nuclear fusion. — *Matter. Radiat. Extrem.*, 2019, vol. 4, № 5, p. 056201.
3. **Leonard A.W.** Edge-localized-modes in tokamaks. — *Phys. Plasmas*, 2014, vol. 21, № 9, p. 090501.
4. **Kočan M. et al.** Modelling ELM heat flux deposition on the ITER main chamber wall. — *J. Nucl. Mater.*, 2015, vol. 463, p. 709—713.
5. **Pitts R.A. et al.** Physics basis for the first ITER tungsten divertor. — *Nucl. Mater. Energy*, 2019, vol. 20, p. 100696.
6. **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.
7. **Vyacheslavov L.N. et al.** In-situ study of the processes of damage to the tungsten surface under transient heat loads possible in ITER. — *J. Nucl. Mater.*, 2021, vol. 544, p. 152669.
8. **Vyacheslavov L.N. et al.** Novel electron beam based test facility for observation of dynamics of tungsten erosion under intense ELM-like heat loads. — *AIP Conference Proceedings*, 2016, vol. 1771, p. 060004.
9. **Vyacheslavov L.N. et al.** Observation of dust particles ejected from the tungsten surface by transient heat flux with small-angle scattering of cw laser light. — *Nucl. Mater. Energy*, 2017, vol. 12, p. 494—498.

10. **Kasatov A.A. et al.** Observation of dust particles ejected from tungsten surface under impact of intense transient heat load. — AIP Conference Proceedings, 2016, vol. 1771, p. 060007.
11. **Vyacheslavov L.N. et al.** Diagnostics of the dynamics of material damage by thermal shocks with the intensity possible in the ITER divertor. — Phys. Scr., 2018, vol. 93, № 3, p. 035602.
12. **Vasilyev A.A. et al.** In-situ imaging of tungsten surface modification under ITER-like transient heat loads. — Nucl. Mater. Energy, 2017, vol. 12, p. 553—558.
13. **Doubenskaia M., Bertrand P., Smurov I.** Pyrometry in laser surface treatment. — Surf. Coat. Technol., 2006, vol. 201, № 5, p. 1955—1961.
14. **Stehr T. et al.** Closed loop control for laser micro spot welding using fast pyrometer systems. — Physics Procedia, 2010, vol. 5, p. 465—471.
15. **Bertrand P. et al.** Application of near infrared pyrometry for CW Nd: YAG laser welding of stainless steel and laser cladding of stellite. — Laser Processing of Advanced Materials and Laser Microtechnologies, 2003, vol. 5121, p. 346—355.
16. **Huber A. et al.** Investigation of the impact of transient heat loads applied by laser irradiation on ITER-grade tungsten. — Phys. Scr., 2014, vol. 2014, № T159, p. 014005.
17. **Suslova A. et al.** Recrystallization and grain growth induced by ELMs-like transient heat loads in deformed tungsten samples. — Scientific Reports, 2014, vol. 4, p. 6845.
18. **Corwin R.R., Rodenburgh A.** Temperature error in radiation thermometry caused by emissivity and reflectance measurement error. — Appl. Opt., 1994, vol. 33, № 10, p. 1950—1957.
19. **Zhao Y. et al.** Multispectral radiometric temperature measurement algorithm for turbine blades based on moving narrow-band spectral windows — Opt. Express, 2021, vol. 29, № 3, p. 4405—4421.
20. **Guilhem D. et al.** Absolute temperature measurement on tungsten surfaces with monochrome and bicolor IR thermography. — Nucl. Fusion, 2021, vol. 61, № 9, p. 096003.
21. **Diez M. et al.** Experimental characterization of leading edge cracking on bulk tungsten divertor components during 2017—2019 WEST operation. — Nucl. Mater. Energy, 2024, vol. 41, p. 101746.
22. **Gaspar J. et al.** Emissivity measurement of tungsten plasma facing components of the WEST tokamak. — Fusion Eng. Des., 2019, vol. 149, p. 111328.
23. **Pappalardo F. et al.** Optical Properties of Tungsten: a Parametric Study to Characterize the Role of Roughness, Surface Composition and Temperature. — Optics, 2022, vol. 3, № 3, p. 216—224.
24. **Howell J.R., Mengüç M.P., Daun K., Siegel R.** Thermal Radiation Heat Transfer. 7th ed. — Boca Raton. CRC Press, 2020. 1040 p.
25. **Rolling R.E., Funai A.I., Grammer J.R.** Investigation of the effect of surface condition on the radiant properties of metals (Tech. Report № AFML-TR-64-363). — Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, 1964. 172 p.
26. **Beckmann P., Spizzichino A.** The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces. — Oxford: Pergamon Press, 1963. 503 p.
27. **Pon R.M., Hessler J.P.** Spectral emissivity of tungsten: analytic expressions for the 340-nm to 2.6- $\mu\text{m}$  spectral region. — Appl. Opt., 1984, vol. 23, № 7, p. 975—976.
28. **De Vos J.C.** A new determination of the emissivity of tungsten ribbon. — Physica, 1954, vol. 20, № 7—12, p. 690—714.
29. **Touloukian Y.S., DeWitt D.P.** Thermophysical Properties of Matter — the TPRC Data Series. Vol 7. Thermal Radiative Properties — Metallic Elements and Alloys. — New York: IFI/Plenum, 1970. 1599 p.
30. **Budaev V.P. et al.** Erosion of Fuzz Layers Formed in Steady-State Plasma Discharge. — Fusion Sci. Technol., 2023, vol. 79, № 4, p. 407—412.
31. **Wright G.M. et al.** Comparison of tungsten nano-tendrils grown in Alcator C-Mod and linear plasma devices. — J. Nucl. Mater., 2013, vol. 438, p. S84—S89.
32. **Kajita S. et al.** Nanostructured black metal: Novel fabrication method by use of self-growing helium bubbles. — Appl. Phys. Express, 2010, vol. 3, № 8, p. 085204.
33. **Tsitrone E. et al.** Investigation of plasma wall interactions between tungsten plasma facing components and helium plasmas in the WEST tokamak. — Nucl. Fusion, 2022, vol. 62, № 7, p. 076028.
34. **Seifter A., Boboridis K., Obst A.W.** Emissivity measurements on metallic surfaces with various degrees of roughness: a comparison of laser polarimetry and integrating sphere reflectometry. — Intern. J. Thermophys., 2004, vol. 25, p. 547—560.
35. **Salazar A.** Energy propagation of thermal waves. — Eur. J. Phys., 2006, vol. 27, № 6, p. 1349.
36. **Tolias P. et al.** Analytical expressions for thermophysical properties of solid and liquid tungsten relevant for fusion applications. — Nucl. Mater. Energy, 2017, vol. 13, p. 42—57.



Георгий Андреевич Рыжков, инженер-исследователь; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, д. 11, Россия  
ryzhkov.george98@gmail.com



Леонид Николаевич Вячеславов, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, д. 11, Россия  
vyachesl@gmail.com



Александр Александрович Касатов, научный сотрудник; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1, Россия  
a.a.kasatov@gmail.com



Владимир Андреевич Попов, младший научный сотрудник; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова 1, Россия  
v.a.popov94@gmail.com



Дмитрий Евгеньевич Черепанов, младший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, д. 11, Россия;  
dcherepanov9884@gmail.com

Статья поступила в редакцию 8 августа 2024 г.

После доработки 21 августа 2024 г.

Принята к публикации 11 марта 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 1, с. 137—151.

## СОДЕРЖАНИЕ

Памяти Елены Александровны Филимоновой .....	5
<b>ОБЗОРЫ</b>	
<i>Астров М.С., Бондарчук Э.Н., Воронова А.А., Запретилина Е.Р., Кавин А.А., Ковальчук О.А., Медников А.А., Родин И.Ю.</i> ВТСП в электромагнитных системах перспективных установок УТС .....	7
<b>ИТЭР</b>	
<i>Данилов В.Б., Никулин Б.И., Поддубный И.И., Свириденко М.Н., Путрик А.Б.</i> Расчетное исследование работоспособности сборки гибкой опоры бланкета ИТЭР в аварийном режиме работы .....	23
<i>Свириденко М.Н., Власов Д.А., Козлов С.А., Лешуков А.Ю., Могилевский П.Е., Стребков Ю.С., Паршутин Е.В., Поддубный И.И., Хомяков С.Э., Томилов С.Н., Трифонова Е.В., Соловьев О.В., Чебурова А.В., Путрик А.Б.</i> Изготовление и испытания поставочных компонентов системы бланкета ИТЭР .....	30
<i>Поддубный И.И., Козлов С.А., Свириденко М.Н., Данилов И.В., Паршутин Е.В., Тимофеев С.В., Апальков А.А., Усов С.М., Путрик А.Б.</i> Экспериментальное исследование самостопорящих свойств элементов крепления бланкета ИТЭР.....	41
<i>Хайрутдинов Э.Н., Кавин А.А., Минеев А.Б., Лукаш В.Э., Андрианова Р.Р.</i> Программное обеспечение для взаимодействия кодов расчёта плазменного разряда через модель данных IMAS .....	48
<b>Т-15МД</b>	
<i>Скопинец Д.А., Докука В.Н., Хайрутдинов Р.Р., Андрианова Р.Р.</i> Восстановление параметров формы плазмы в токамаке Т-15МД с использованием нейронных сетей .....	58
<b>ТРТ</b>	
<i>Портнов Д.В., Высоких Ю.Г., Афанасенко Е.С., Артемьев К.К., Кацук Ю.А.</i> Анализ радиационных условий работы на токамаке с реакторными технологиями .....	68
<i>Нагорный Н.В., Портнов Д.В., Афанасенко Е.С., Ларионов А.С., Семенов О.И., Портоне С.С., Высоких Ю.Г.</i> Тестирование вычислительного кластера АИП ИКП при выполнении расчёта ядерно-физической модели ТРТ с помощью кода OPENMC .....	79
<b>Т-10</b>	
<i>Саврухин П.В., Шестаков Е.А.</i> Влияние резонансных магнитных полей на развитие запертых МГД-возмущений в плазме токамака Т-10 .....	87
<b>ВТСП для УТС</b>	
<i>Кривых А.В., Гурьев В.В., Мосеев К.В.</i> Изменение токонесущей способности композитных ВТСП-2-лент под действием перпендикулярного давления .....	103
<i>Красноперов Е.П., Куроедов Ю.Д., Романовский В.Р.</i> Вольт-амперные характеристики ВТСП-лент при импульсном вводе тока .....	112
<b>Плазма—стенка и материалы для УТС</b>	
<i>Атдуханов М.Г., Бурдаков А.В., Куркуचेков В.В., Попов С.С., Сковородин Д.И., Таныгина Д.С., Трунев Ю.А.</i> Стойкость зеркал нерезонансного фотонного нейтрализатора мощного пучка отрицательных ионов к бомбардировке высокоэнергичными частицами .....	119
<i>Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Смирнов И.В., Пинжсин Ю.П., Гриняев К.В., Чернов В.М., Потапенко М.М., Мороз К.А., Дегтярев Н.А.</i> Особенности дисперсного упрочнения сплава V—Cr—W—Zr—(C, O, N) наноразмерными частицами ZrC в условиях фазовой нестабильности кристаллической решётки .....	131
<i>Рыжков Г.А., Вячеславов Л.Н., Касатов А.А., Попов В.А., Черепанов Д.Е.</i> Точность пирометрии поверхности вольфрама при её нагреве излучением субмиллисекундного лазера .....	137

## CONTENTS

In memory of Elena Aleksandrovna Filimonova .....	5
---	---

### REVIEWS

<i>Astrov M.S., Bondarchuk E.N., Voronova A.A., Zapretilina E.R., Kavin A.A., Kovalchuk O.A., Mednikov A.A., Rodin I.Yu.</i> HTS conductors in electromagnetic systems of future fusion facilities .....	7
--	---

### ITER

<i>Danilov V.B., Nikulin B.I., Poddubnyi I.I., Sviridenko M.N., Putrik A.B.</i> Computational investigation of workability of flexible Cartridge assembly of the ITER blanket during emergency operation .....	23
--	----

<i>Sviridenko M.N., Vlasov D.A., Kozlov S.A., Leshukov A.Yu., Mogilevskii P.E., Strebkov Yu.S., Parshutin E.V., Poddubnyi I.I., Khomyakov S.E., Tomilov S.N., Trifonova E.V., Solovyov O.V., Cheburova A.V., Putrik A.B.</i> Manufacturing and tests of the supplied components of the ITER blanket system .....	30
--	----

<i>Poddubnyi I.I., Kozlov S.A., Sviridenko M.N., Danilov I.V., Parshutin Ye.V., Timofeev S.V., Apalkov A.A., Usov S.M., Putrik A.B.</i> Experimental study into the self-locking properties of the ITER blanket threaded pairs .....	41
--	----

<i>Khairutdinov E.N., Kavin A.A., Mineev A.B., Lukash V.E., Andrianova R.R.</i> Software for interaction of plasma discharge calculation codes via IMAS data model .....	48
--	----

### T-15MD

<i>Scopintsev D.A., Dokuka V.N., Khairutdinov R.R., Andrianova R.R.</i> Reconstruction of plasma shape parameters using neural networks for tokamak T-15MD .....	58
--	----

### TRT

<i>Portnov D.V., Vysokikh Yu.G., Afanasenko E.S., Artemev K.K., Kashchuk Yu.A.</i> Analysis of radiation conditions operation on the tokamak with reactor technologies .....	68
--	----

<i>Nagornyi N.V., Portnov D.V., Afanasenko E.S., Larionov A.S., Semenov O.I., Portone S.S., Vysokikh Yu.G.</i> AIP IKP computing cluster testing with calculation of the nuclear-physical model of TRT using the OPENMC code .....	79
--	----

### T-10

<i>Savrukhin P.V., Shestakov E.A.</i> Effect of the resonant magnetic fields on quasi-stationary MHD perturbations in T-10 tokamak .....	87
--	----

### HTSC for CTF

<i>Krivykh A.V., Guryev V.V., Moseev K.V.</i> Changing the current-carrying capacity of composite HTSC-2G tapes under the action of perpendicular pressure .....	103
--	-----

<i>Krasnoperov E.P., Kuroedov Yu.D., Romanovskii V.R.</i> Voltage-current characteristics of HTS tapes at pulse current charging .....	112
--	-----

### Plasma—wall and materials for CTF

<i>Atlukhanov M.G., Burdakov A.V., Kurkuchekov V.V., Popov S.S., Skovorodin D.I., Tanygina D.S., Trunev Yu.A.</i> Resistance of mirrors of a non-resonant photon neutralizer of powerful beam negative ions to bombardment by high-energy particles .....	119
---	-----

<i>Tyumentsev A.N., Ditenberg I.A., Smirnov I.V., Pinzhin Yu.P., Grinyaev K.V., Chernov V.M., Potapenko M.M., Moroz K.A., Degtyarev N.A.</i> Features of dispersion hardening of V—CR—W—ZR—(C, O, N) alloy by nano-sized ZrC particles under conditions of phase instability of the crystal lattice .....	131
---	-----

<i>Ryzhkov G.A., Vyacheslavov L.N., Kasatov A.A., Popov V.A., Cherepanov D.E.</i> Pyrometry accuracy of a tungsten surface heated by sub-millisecond laser radiation .....	137
--	-----

Вопросы атомной науки и техники  
Серия: Термоядерный синтез  
Том 48, выпуск 1

Ответственные за выпуск А.Б. Кукушкин, Л.К. Кузнецова  
Редактор Н.В. Бокша. Компьютерная вёрстка Л.К. Кузнецова. Корректор Н.В. Бокша.  
Программист-переводчик И.В. Скорюпина. IT-инженер Е.Н. Николаев.

Подписано в печать 25.08.2025. 60×90/8  
Печать цифровая. Усл. печ. л. 19,25. Уч.-изд. л. 20,5. Тираж 110. Индекс 3648. 14 статей. Заказ 33  
Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1  
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»

123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1



