

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2024

Том 47
Выпуск 2

Этот выпуск журнала является сборником научных статей с результатами работ в рамках федеральных программ исследований по проблеме управляемого термоядерного синтеза (УТС).

Выпуск открывается публикацией результатов первых экспериментов на токамаке Т-15МД в Курчатовском институте. Энергетический пуск токамака в марте 2023 года и последующие эксперименты осенью прошлого года позволили достичь рекордных параметров в истории российского УТС. В первой же экспериментальной кампании в режимах с СВЧ-предыонизацией и последующим ЭЦР-нагревом удалось получить плазменные разряды с током 200—250 кА и длительностью 2 с. В разрядах с температурой электронов 2,5—3 кэВ зарегистрированы пилообразные колебания, что подтверждает формирование токнесущего плазменного шнура. Эти результаты получены в разрядах с лимитером. Ждём новых успехов после установления диверторных пластин.

Краткий обзор работы на материаловедческом токамаке КТМ в Республике Казахстан показывает её направленность на имитационные исследования взаимодействия плазмы со стенкой, в том числе с использованием плазменно-пучковой установки. Особое место занимает изучение свойств литий-содержащих материалов для технологий защиты материалов, контактирующих с плазмой.

Новости с токамака Глобус-М2 — создание системы управления дисперсионным интерферометром — ценны ещё и тем, что иллюстрируют сотрудничество научных центров: диагностическая система для Санкт-Петербургского физтеха разработана и создана в новосибирском ИЯФ.

Следующие две статьи посвящены разработкам проекта токамака с реакторными технологиями (ТРТ) в ТРИНИТИ. В первой статье на основе мирового опыта в области обращения с тритий-содержащими средами и на основе экспериментов, проведённых в ВНИИНМ, предложена схема системы тритиевого цикла. Во второй описан способ кондиционирования обращённых к плазме поверхностей вакуумной камеры с учётом принципиальной особенности установки — сверхпроводящей электромагнитной системы.

Следующая группа статей, как и новости с токамака КТМ, относится к проблеме, которой был целиком посвящён предыдущий выпуск нашего журнала: «первая стенка» термоядерных реакторов и её взаимодействие с плазмой.

В МЭИ на новой установке ПЛМ — линейной магнитной ловушке с мультикасповым магнитным полем проводятся испытания вольфрамовых модулей, изготовленных по технологии дивертора ИТЭР. Работа включает также и дополнение плазменной нагрузки облучением лазером с мощностью, моделирующей уровень тепловой нагрузки от ЭЛМов.

В ТРИНИТИ проведены измерения температуры поверхности вольфрама при воздействии на неё мощного потока водородной плазмы от импульсного плазменного ускорителя МК-200. Результаты позволили в рамках простой теоретической модели определить плотность поглощаемого вольфрамом теплового потока. В следующей статье доложены результаты аналогичных испытаний защитного покрытия вольфрамовой мишени предварительно напылённым слоем висмута. Налицо движение исследований в сторону поиска оптимального защитного покрытия будущей (согласно недавнему решению Международной организации ИТЭР) полностью вольфрамовой первой стенки в токамаке ИТЭР.

В новосибирском ИЯФ создан прототип частотно-импульсного источника электронного пучка для имитации большого числа ЭЛМ-подобных тепловых ударов и изучения усталостной стойкости материалов для облицовки дивертора и первой стенки. Приведены результаты характеристики параметров источника на испытательном стенде.

Коллеги-материаловеды из томских институтов и ВНИИНМ продолжают исследования перспективных для термоядерных реакторов малоактивируемых сплавов ванадия. Влияние температуры отжига на особенности микроструктуры и микротвёрдость изучено для карбидноупрочнённого сплава V—Cr—W—Zr.

Следующая статья посвящена технологии трёхконтурной системы охлаждения бланкета жидких металлов в термоядерных реакторах. Рассмотрена возможность применения во втором контуре «нейтрального» теплоносителя — эвтектического сплава свинец—висмут, который химически не взаимодействует ни с жидким литием в первом контуре, ни с водой в третьем.

Выпуск завершается статьёй о развитии плазменной технологии магнетронного распыления и осаждения, актуальной для УТС, и яркой иллюстрацией приложения технологии к задаче улучшения электрических свойств кардиостимуляторов.

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 47
Выпуск 2

МОСКВА — 2024

Главный редактор

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

Редакционная коллегия:

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

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

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

А.В. Бурдаков, зав. лабораторией, д.ф.-м.н., 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, и.о. зав. кафедрой, к.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, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., доцент, 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 (Krashenninikov), 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, д.ф.-м.н., профессор, СПб политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург

А.В. Спицын, начальник лаборатории, с.н.с., 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, д. техн. н., научный руководитель комплекса, 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 «ВНИИИМ» им. А.А. Бочвара, Москва

Редактор Карпова Татьяна Юрьевна

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

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

Журнал (основан в 1978 г.) зарегистрирован в реестре Федеральной службы по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций ПИ № ФС77-73164 от 02 июля 2018 г.; электронное периодическое издание Эл. № ФС77-73162 от 22 июня 2018 г. Подписной индекс в Каталоге 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: 0,620

© Редколлегия журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез», 2024 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 47

Issue 2

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

MOSCOW — 2024

Editor-in-Chief

E.P. Velikhov, Member of the Russian Academy of Sciences (RAS), Honorary 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

E.A. Filimonova, Editorial Management, Research Scientist, 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, Laboratory Head, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, 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, Acting Department Head, PhD in Physics and Mathematics, Associate Professor, National Research Nuclear University «Moscow Engineering Physics Institute», Moscow

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

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

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 Division, 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 Department, 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 Division Head, PhD in Engineering, State Corporation «Rosatom», Moscow

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

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

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

P.P. Khvostenko, Dr. of Science Degree in Engineering, Scientific Director of the Complex, 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

Editor Karpova Tatyana Yurievna

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

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

The journal (established in 1978) is filed in the registry of the Federal Service for Supervision of Communications, Information Technology and Mass Media PI № FS77-73164 of 02 June 2018; electronic periodical is filed in the registry El. № FS77-73162 of 22 June 2018

Subscription index in the 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: 0,620

УДК 533.9.01, 533.9.07

ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НА ТОКАМАКЕ T-15MD

Е.П. Велихов¹, М.В. Ковальчук¹, И.О. Анашкин¹, В.Ф. Андреев¹, Г.М. Асадулин¹, Э.Р. Ахметов¹, А.Ю. Балашов¹, Р.А. Бегизиев^{1,2}, А.М. Белов¹, И.С. Бельбас¹, Э.Н. Бондарчук³, А.А. Борщеговский¹, В.А. Вершков¹, А.В. Горбунов¹, А.В. Горшков¹, С.А. Грашин¹, А.В. Громова¹, Д.Е. Диас Михайлова¹, М.М. Дрёмин¹, А.С. Дрозд^{1,4}, А.Ф. Дубиницкий¹, И.А. Земцов¹, В.И. Ильгисонис⁵, И.С. Ильин¹, А.В. Карпов¹, А.Г. Качкин¹, Н.А. Кирнева^{1,4}, Д.А. Кислов¹, В.А. Кочин¹, В.А. Крупин¹, Л.К. Кузнецова¹, И.В. Левин¹, П.Д. Лисовой^{1,7}, А.В. Лутченко¹, Ю.В. Матвеев¹, М.В. Машункин¹, А.Б. Минеев^{3,8}, А.Л. Модяев¹, Н.А. Мустафин¹, Т.Б. Мялтон¹, А.Р. Немец¹, А.В. Николаев¹, В.Н. Новиков¹, Г.Е. Ноткин¹, М.Р. Нургалиев¹, И.С. Образцов¹, Д.С. Панфилов^{1,4}, И.С. Пименов¹, К.А. Rogozin^{1,7}, И.Н. Рой¹, А.Н. Романников⁶, Д.В. Рыжаков¹, П.В. Саврухин^{1,7}, Д.В. Сарычев¹, Д.С. Сергеев¹, В.В. Смирнов¹, Н.А. Соловьёв¹, А.В. Степин¹, А.В. Сушков¹, Д.Ю. Сычугов^{1,9}, К.Н. Тарасян¹, В.И. Тепикин^{1,7}, Ю.И. Толпегина¹, Д.Л. Уласевич^{1,4}, Э.Н. Хайрутдинов¹, А.П. Хвостенко¹, П.П. Хвостенко¹, А.И. Чудеснов¹, А.Н. Чудновский¹, Д.А. Шелухин¹, Е.А. Шестаков¹ и коллектив установки T-15MD

¹НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, Россия²МФТИ (НИУ), 141701 Долгопрудный, МО, Россия³АО «НИИЭФА», 196641 Санкт-Петербург, Россия⁴НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Россия⁵Госкорпорация «Росатом», 119017 Москва, Россия⁶АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Россия⁷НИУ МЭИ, 111250 Москва, Россия⁸СПбГУ, 192238 Санкт-Петербург, Россия⁹МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

В статье представлены результаты первых экспериментов на токамаке T-15MD. В проведённых экспериментах были получены плазменные разряды с током до 250 кА, длительностью разрядного импульса до 2 с и электронной температурой плазмы до 3 кэВ.

Ключевые слова: T-15MD, токамак, СВЧ старт разряда.

FIRST EXPERIMENTAL RESULTS ON T-15MD TOKAMAK

E.P. Velikhov¹, M.V. Kovalchuk¹, I.O. Anashkin¹, V.F. Andreev¹, G.M. Asadulin¹, E.R. Akhmetov¹, A.Yu. Balashov¹, R.A. Begishev^{1,2}, A.M. Belov¹, I.S. Belbas¹, E.N. Bondarchuk³, A.A. Borshchegovskiy¹, V.A. Vershkov¹, A.V. Gorbunov¹, A.V. Gorshkov¹, S.A. Grashin¹, A.V. Gromova¹, D.E. Dias Mikhailova¹, M.M. Dremin¹, A.S. Drozd^{1,4}, A.F. Dubinitsky¹, I.A. Zemtsov¹, V.I. Ilgisonis⁵, I.S. Ilyin¹, A.V. Karpov¹, A.G. Kachkin¹, N.A. Kirneva^{1,4}, D.A. Kislov¹, V.A. Kochin¹, V.A. Krupin¹, L.K. Kuznetsova¹, I.V. Levin¹, P.D. Lisovoy^{1,7}, A.V. Lutchenko¹, Yu.V. Matveev¹, M.V. Mashunkin¹, A.B. Mineev^{3,8}, A.L. Modyaev¹, N.A. Mustafin¹, T.B. Myalton¹, A.R. Nemets¹, A.V. Nikolaev¹, V.N. Novikov¹, G.E. Notkin¹, M.R. Nurgaliev¹, I.S. Obraztsov¹, D.S. Panfilov^{1,4}, I.S. Pimenov¹, K.A. Rogozin^{1,7}, I.N. Roy¹, A.N. Romannikov⁶, D.V. Ryzhakov¹, P.V. Savrukhin^{1,7}, D.V. Sarychev¹, D.S. Sergeev¹, V.V. Smirnov¹, N.A. Soloviev¹, A.V. Stepin¹, A.V. Sushkov¹, D.Yu. Sychugov^{1,9}, K.N. Tarasyan¹, V.I. Tepikin^{1,7}, Yu.I. Tolpegina¹, D.L. Ulasevich^{1,4}, E.N. Khayrutdinov¹, A.P. Khvostenko¹, P.P. Khvostenko¹, A.I. Chudesnov¹, A.N. Chudnovskij¹, D.A. Shelukhin¹, E.A. Shestakov¹ and the T-15MD tokamak team

¹NRC «Kurchatov Institute», 123182 Moscow, Russia²MIPT (NRU), 141701 Dolgoprudny, Moscow region, Russia³JSC NIEFA, 196641 St. Petersburg, Russia⁴NRNU MEPhI, 115409 Moscow, Russia⁵ROSATOM State Atomic Energy Corporation, 119017 Moscow, Russia⁶JC «SSC RF TRINITY», 108840 Moscow, Russia⁷NRU MPEI, 111250 Moscow, Russia⁸SPbSU, 192238 St. Petersburg, Russia⁹Lomonosov Moscow State University, 119991 Moscow, Russia

First experimental results from the T-15MD tokamak are discussed. Plasma discharges with a current of up to 250 kA, discharge duration of up to 2 s and electron temperature of up to 3 keV were obtained in the experiments.

Key words: T-15MD, tokamak, EC assist discharge.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-5-14

ВВЕДЕНИЕ

Установка Т-15МД [1] (рис. 1) — крупнейший российский токамак с D-образным сечением плазменного шнура, введённый в эксплуатацию в 2021 г. Основной целью научных исследований на токамаке Т-15МД должны стать подготовка физической, технической и технологической основ для создания стационарных термоядерных источников нейтронов (ТИН) гибридных реакторов на основе токамаков. Наряду с этим исследования на токамаке Т-15МД позволят обеспечить активное участие России в работах в поддержку проекта ИТЭР.

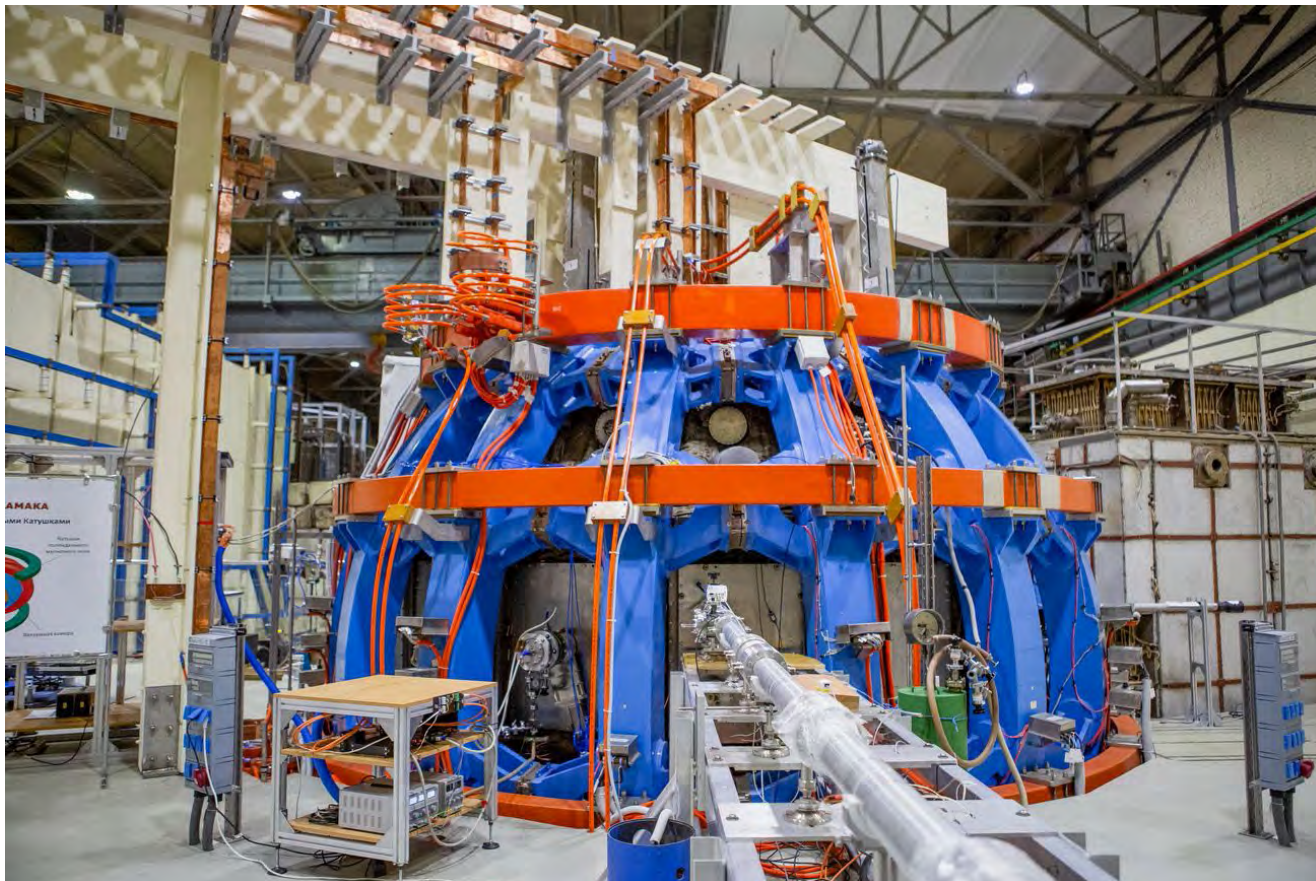


Рис. 1. Токамак Т-15МД

Основным направлением работы токамака Т-15МД на весь период эксплуатации будет получение квазистационарного устойчивого режима улучшенного удержания в плазме. Длительность разряда от нескольких секунд до десятков секунд будет обеспечиваться современными системами дополнительного нагрева и генерации неиндукционного тока плазмы.

В ходе экспериментов будут решены следующие задачи:

- отработаны технологии получения и удержания плазмы с горячей ионной компонентой (температура ионов сравнима или превышает температуру электронов);
- отработаны технологии получения двухкомпонентной плазмы (с существенной долей нетермализованных ионов) — генератора нейтронов будущих гибридных реакторов (ТИН) в разрядах длительностью до сотен секунд;
- получены экспериментальные данные о параметрах плазмы токамака, необходимые для создания предсказательных моделей аномального переноса энергии и частиц;
- отработаны методы управления системами дополнительного нагрева плазмы для увеличения эффективности нагрева и генерации тока;
- разработаны оптимальные методы создания неиндукционного тока и контроля профиля тока плазмы, в том числе в разрядах с полностью неиндукционным поддержанием тока;
- разработаны алгоритмы формирования разряда, оптимизации его параметров, контроля МГД-устойчивости плазмы, необходимые для реализации квазистационарных режимов в диверторной конфигурации;

- внедрены методики, направленные на снижение нагрузки на материалы, контактирующие с плазмой, включая оптимизацию формы плазменного шнура и создание излучающего слоя на периферии шнура;
- выбраны конструкция и материал первой стенки и дивертора, обеспечивающие стойкость к тепловым нагрузкам реакторного уровня и низкое поступление примесей в плазму;
- получены кандидатные сценарии для ТИН с оптимальными режимами удержания и устойчивости плазмы, неиндукционного поддержания тока, взаимодействия плазма—стенка;
- разработаны и внедрены алгоритмы предотвращения срывов разряда, в том числе с использованием алгоритмов машинного обучения;
- разработаны и внедрены системы сбора и обработки данных, в том числе в режиме реального времени и длинного импульса;
- разработана и внедрена система управления плазменным разрядом и устойчивого поддержания его характеристик в режиме реального времени на основе обратных связей;
- разработаны инновационные инженерные системы — прототипы узлов будущего гибридного или термоядерного реактора (в долгосрочной перспективе), в том числе системы дистанционного обслуживания, системы подпитки плазмы топливом (в среднесрочной и долгосрочной перспективе), системы охлаждения первой стенки, blankets и дивертора в обеспечение стационарной работы токамака при нагрузке на внутрикамерные компоненты до 10 МВт/м² и более.

Установка будет оснащена развитым диагностическим комплексом, включающим как традиционные, так и инновационные диагностические системы.

Основные проектные параметры токамака T-15МД [1]:

Ток плазмы I_p , МА . . .	2
Аспектное отношение . . .	2,2
Большой радиус R_0 , м . . .	1,48
Малый радиус a , м . . .	0,67
Вытянутость, k_{95} . . .	1,7—1,9
Треугольность, δ_{95} . . .	0,3—0,4
Тороидальное магнитное поле B_T , Тл . . .	2,0

По своим конструктивным характеристикам установка занимает промежуточное положение между классическими и сферическими токамаками: инновационной особенностью токамака T-15МД является низкое значение аспектного отношения ($A = 2,2$) при величине тороидального магнитного поля $B_T = 2$ Тл.

Данная статья посвящена описанию результатов первой физической экспериментальной кампании на токамаке T-15МД.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Электромагнитная система токамака рассчитана на максимальную величину тороидального магнитного поля на оси вакуумной камеры (ВК) 2 Тл при длительности 10 с. Обмотка индуктора состоит из трёх секций (CS1, CS2, CS3), источники питания которых независимы друг от друга. Запас магнитного потока в центральном соленоиде Ψ_{CS} приблизительно 6 Вб (ток по витку $I_{CS} = \pm 40$ кА) [1, 2]. Схематично электромагнитная система установки показана на рис. 2.

В кампании 2023 г. для снижения рисков аварий в ЭМ-системе установки на этапе пусконаладочных работ и выхода на рабочие параметры были установлены ограничения на токи в обмотках индуктора и полоидальных катушках (см. таблицу). Величина тока по витку в катушках тороидального поля ограничивалась значением $I_{TF} = 11,1$ кА.

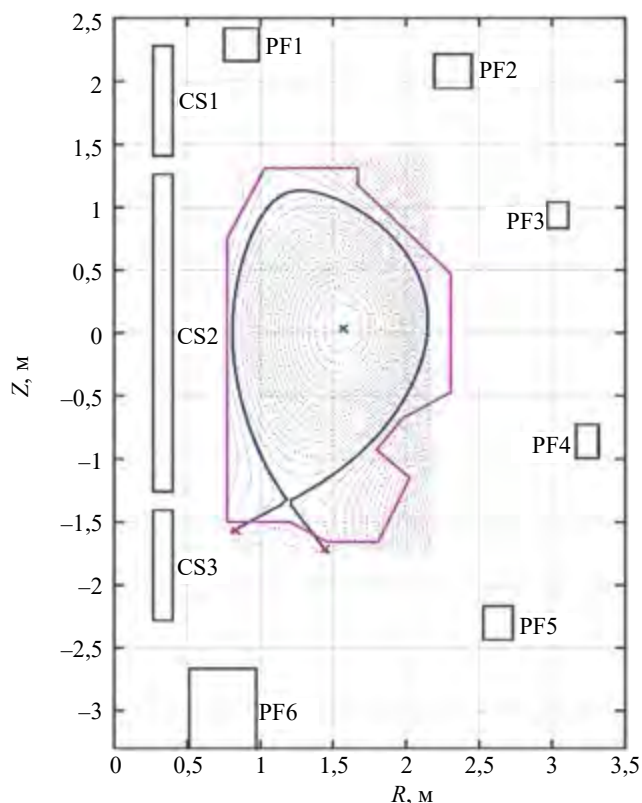


Рис. 2. Схема электромагнитной системы токамака T-15МД

С учётом указанных ограничений рабочая величина тороидального магнитного поля в центре вакуумной камеры ограничивалась значением 1,2 Тл, значение напряжения обхода не превышало 3,5 В.

Ограничения на токи в ЭМ-системе токамака Т-15МД

Элемент ЭМ-системы	Число витков	Максимально допустимый ток на виток, кА
CS1	151	40 (20*)
CS2	445	40 (20*)
CS3	151	40 (20*)
PF1	100	1,5
PF2	100	7
PF3	48	10
PF4	60	13
PF5	80	14
PF6	216	18

*Ограничения в первой физической экспериментальной кампании.

Для надёжного обеспечения пробы и облегчения формирования шнура на стадии роста тока плазмы использовалась предыонизация СВЧ-излучением с необыкновенной поляризацией волны. В качестве источника излучения использовался гиротрон с частотой $f = 82,6$ ГГц [3, 4]. Полная СВЧ-мощность, подводимая к плазме, составляла не менее 0,9 МВт. Длительность импульса гиротрона в проведённых экспериментах достигала 2 с. Ввод СВЧ-мощности в ходе экспериментов происходил в экваториальной плоскости под углом 5—18° к направлению тороидального магнитного поля. При величине магнитного поля $B_T = 1,2$ Тл в центре вакуумной камеры область циклотронного резонанса (вторая гармоника) была расположена на стороне сильного магнитного поля ($R_{\text{res}} = 1,21$ м).

Для снижения рисков возникновения нештатных ситуаций на этапе ввода установки в эксплуатацию эксперименты проводились в лимитерной конфигурации и с ограничением токов в электромагнитной системе (см. таблицу). Для этого ВК была оборудована неподвижной грибовой диафрагмой, облицованной графитом [5]. Диафрагма была установлена таким образом, что положение центра её поверхности, обращённой к плазме, соответствовало $R = 1,5$ м и $Z = -0,65$ м (на 65 см ниже экваториальной плоскости установки). Для защиты внутренней стенки ВК со стороны сильного магнитного поля на центральной колонне был установлен вертикальный ряд графитовых пластин («тайлов»), образующих лимитер на внутреннем обходе тора, ограничивающий плазменный шнур на $R_{\text{min}} = 0,86$ м.

Для подготовки внутрикамерных элементов токамака Т-15МД к рабочему разряду (кондиционирования) использовались омический прогрев [6] и тлеющий разряд в среде Ar, Ne или N. Средняя (по поверхности) температура ВК при прогреве составила ~110 °С, максимальное значение температуры, достигаемое в некоторых областях ВК, ~140 °С и минимальное значение ~80 °С. Трубопроводы системы вакуумной откачки прогревались до температуры 170 ± 20 °С. Перед началом омического прогрева предельное давление в вакуумной камере составило $(6\text{—}7)10^{-6}$ Торр. После прогрева в течение 14 суток и остывания ВК до комнатной температуры предельное давление составило $p_k \approx 4 \cdot 10^{-6}$ Торр. Подробная информация о системах вакуумной откачки, вакууметрии и масс-спектрологии разрядной камеры установки представлена в работах [7—9].

Для регистрации параметров плазмы в экспериментах 2023 г. были введены в действие следующие диагностики:

- электромагнитные диагностики [10];
- СВЧ-интерферометр [11];
- тангенциальное томсоновское рассеяние [12];
- болометры и AXUV-детекторы [13];
- спектроскопические диагностики [14];
- спектрометр мягкого рентгеновского излучения [15];
- мониторы мягкого и жёсткого рентгеновского излучения [16];
- рентгеновская камера-обскура [17].

На этапе пусконаладочных работ была продемонстрирована возможность работы систем установки в режиме длинного импульса: ток в катушках тороидального поля поддерживался в течение 30 с, обеспечивая величину тороидального поля в центре вакуумной камеры $B_T = 1,0$ Тл. Максимальное магнитное поле, достигнутое в тестовом режиме в настоящее время, составило $B_T = 1,64$ Тл.

ФОРМИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА С ПОМОЩЬЮ СВЧ-ПРЕДЫОНИЗАЦИИ

Для осуществления пробоя рабочего газа в токамаке необходимо выполнение условия

$$\alpha L_{\text{mag}} \geq 1, \quad (1)$$

где α — число ионизаций, создаваемых одним электроном на единицу длины (первый коэффициент Таунсенда); L_{mag} — расстояние от области пробоя до стенки ВК вдоль силовой линии магнитного поля, т.е. длина пробега электрона до выхода на элементы ВК. Коэффициент α зависит от давления и состава рабочего газа, а также от величины продольного электрического поля. В свою очередь L определяется отношением величины тороидального магнитного поля к рассеянному полю на границе области пробоя. Как было сказано, на начальной стадии экспериментов система электропитания установки позволяла получать напряжение обхода не более 3,5 В, что соответствует значению напряжённости вихревого электрического поля $\sim 0,35$ В/м вблизи центра вакуумной камеры. Используя зависимости α и L_{mag} , приведённые в [18], можно сделать оценки осуществимости пробоя. Предположив, что начальное давление рабочего газа 10^{-4} Торр, $E_{\parallel} = 0,35$ В/м, а малый радиус области пробоя $a_{\text{bd}} = 0,1$ м, тогда при тороидальном поле 1,2 Тл оценка величины рассеянного поля составит 3,6 мТл. Для снижения напряжения пробоя за счёт создания затравочных электронов в установке T-15МД было предусмотрено использование предыонизации с помощью СВЧ-излучения в диапазоне частот электронного циклотронного резонанса (ЭЦР).

Особенность токамака T-15МД — малое аспектное отношение — приводит к одновременно существованию нескольких областей, соответствующих гармоникам ЭЦР в камере токамака.

На рис. 3 показано положение резонансного магнитного поля для частоты 82,6 ГГц на второй (X2) и третьей (X3) гармониках ЭЦР для различных значений тороидального магнитного поля в центре камеры. В рассматриваемом диапазоне магнитных полей ($B_T \leq 1,2$ Тл) область второй гармоники ЭЦР расположена на стороне сильного поля вблизи стенки ВК. При этом зона X3 резонанса находится вблизи центра ВК.

На этапе пусконаладочных работ тороидальное магнитное поле в центре ВК на установке T-15МД увеличивалось от импульса к импульсу, начиная от значения $B_T = 0,5$ Тл. В условиях проведённых экспериментов ионизация рабочего газа и образование плазмы (СВЧ-пробой) не наблюдались при значениях магнитного поля $B_T \leq 0,76$ Тл в центре ВК, несмотря на существование резонанса на третьей гармонике внутри вакуумной камеры (см. рис. 3). Пробой уверенно регистрировался при величинах тороидального магнитного поля $B_T \geq 1,0$ Тл по появлению излучения на линии H β (рис. 4) и по изображению на видеоканере. Положение области пробоя и её смещение при изменении B_T соответствовало положению резонанса X2. Во всех проведённых экспериментах пробой в области резонанса X3 не был зарегистрирован. Полученный результат не противоречит результатам, полученным на других установках [19].

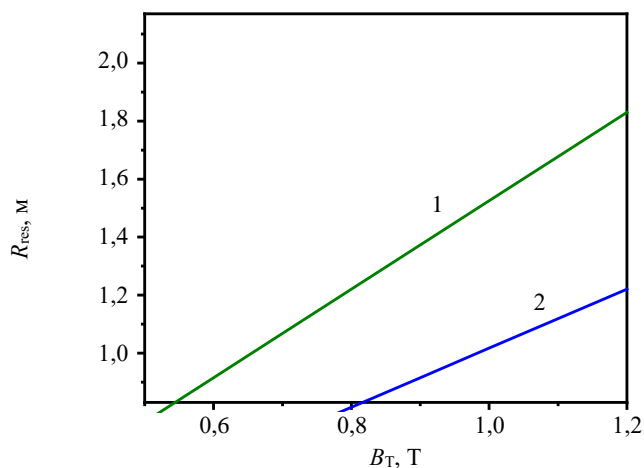


Рис. 3. Положение ЭЦ-резонанса на второй (2) и третьей (1) гармонике для СВЧ-волны с частотой $f = 82,6$ ГГц в камере токамака T-15МД вдоль большого радиуса установки при различных значениях тороидального магнитного поля в центре вакуумной камеры. Ограничения шкалы по оси ординат соответствуют положениям внутренней ($R = 86$ см) и внешней ($R = 217$ см) границ первой стенки в экваториальной плоскости

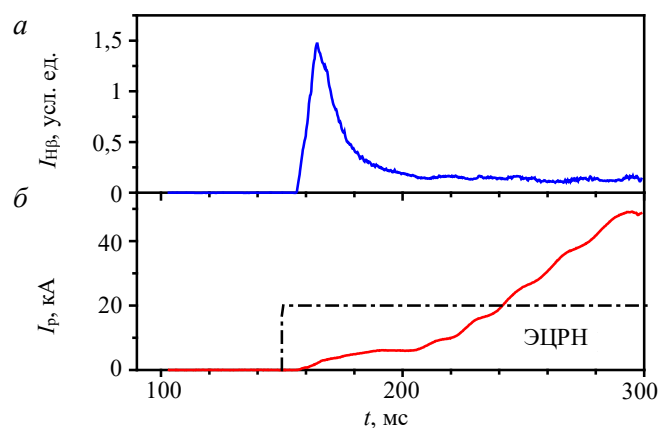


Рис. 4. Регистрация пробоя. Импульс 645, $B_T = 1,1$ Тл: а — сигнал излучения на линии H β ; б — эволюция тока плазмы; — — — время работы гиротрона

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РАСЧЁТЫ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ

Для обеспечения устойчивости плазменных разрядов были проведены предварительные расчёты с помощью кода TOKSTAB [20] с учётом существующих ограничений на токи в обмотках управления. На основании моделирования равновесия плазмы по вертикали [21] было показано, что для обеспечения устойчивости плазмы по вертикали в течение всей длительности импульса необходимо обеспечить выполнение соотношения $(I(\text{PF2}) + I(\text{PF5})) / (I(\text{PF3}) + I(\text{PF4})) > 2$ (здесь $I(\text{PF2})$ — $I(\text{PF5})$ — токи в соответствующих обмотках управления). Анализ чувствительности результатов численных расчётов к положению плазменного шнура и внутренней индуктивности плазмы показал, что изменение внутренней индуктивности плазмы для скинированного и пикированного распределения тока слабо влияет на требуемые соотношения токов в обмотках.

Для получения разрядов с током плазмы >100 кА и длительностью 0,6 с и снижения взаимодействия плазмы со стенкой необходимо обеспечить оптимальное положение плазменного шнура по горизонтали. Расчёты [21] по коду TOKSTAB позволили подобрать алгоритм изменения соотношения токов в индукторе и управляющих витках, обеспечивающий равномерное распределение тепловых нагрузок на лимитеры, внешнюю и внутреннюю стенки вакуумной камеры (рис. 5).

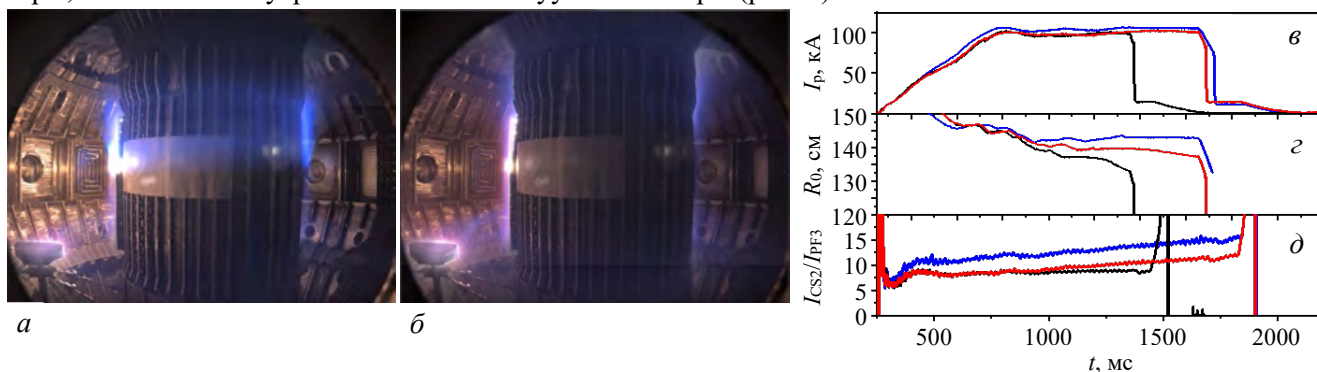


Рис. 5. Демонстрация изменения положения плазменного шнура при изменении соотношения токов в центральной секции индуктора и управляющих витках: *a* — импульс 818, $t = 788$ мс; *b* — импульс 823, $t = 1000$ мс; *v* — осциллограммы тока плазмы; *z* — восстановленное из экспериментальных измерений положение центра плазменного шнура; *d* — осциллограммы отношения тока в центральной секции соленоида I_{CS2} к току в управляющем витке PF3 I_{PF3} ; импульсы: — 818, — 822, — 823

ДОСТИГНУТЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ

В зависимости от величины напряжения обхода на начальной стадии разряда и величины начального давления рабочего газа в экспериментах были реализованы два типа разрядов:

— разряды с низкой долей тока ускоренных электронов с формированием пикированного профиля температуры плазмы и сформированным токовым каналом, что подтверждается появлением пилообразных колебаний;

— разряды с высокой долей пучков ускоренных электронов и низкой температурой плазмы.

Изображения разрядов двух типов, полученные с помощью видеокамеры [22], показаны на рис. 6.

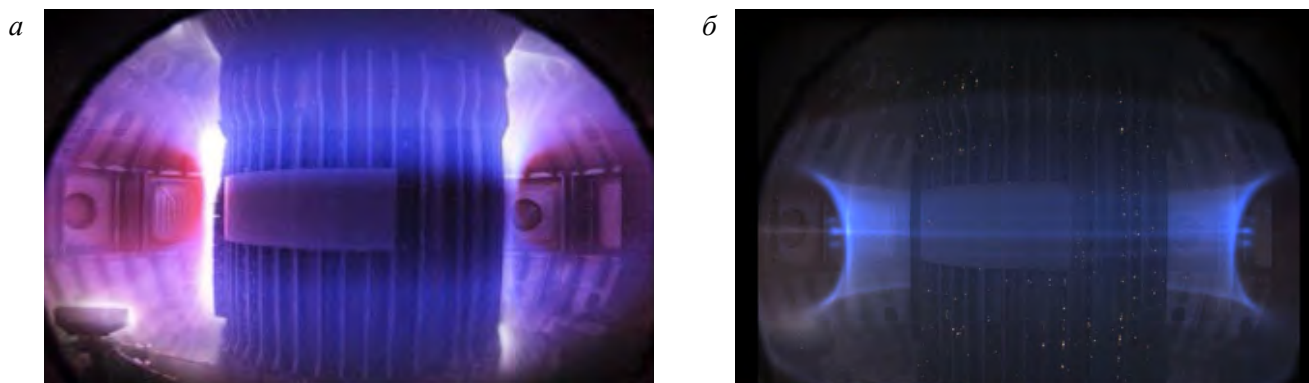


Рис. 6. Изображения плазменного шнура, полученные в разрядах двух типов: *a* — импульс 845 — типичный разряд типа 1 (с низкой долей тока ускоренных электронов); *b* — импульс 852 — типичный разряд типа 2 (с высокой долей тока ускоренных электронов)

Для разрядов типа 2 характерны следующие особенности:

— низкая температура плазмы. По оценкам максимальная температура плазмы по сечению шнура не превышала 200 эВ. Об этом свидетельствует отсутствие сигналов томсоновского рассеяния во всех изме-

рительных каналах излучения линии CVI, сигналов мягкого рентгеновского излучения по всем хордам измерений;

— низкая доля поглощённой СВЧ-мощности. Оценки доли поглощённой мощности P_{abs} проводились на основании анализа сигналов болометров по центральной хорде и по сумме сигналов всех хорд измерений болометрической системы, установленной в экваториальном сечении (рис. 7). Как видно на рис. 7, сигнал пироэлектрических болометров в импульсе 845 максимален до наступления пробоя и начала роста тока плазмы. По мере формирования плазменного шнура сигнал болометров падает, что свидетельствует о росте поглощения СВЧ-мощности в плазме. В импульсе 852 не наблюдается спад болометрического сигнала, что позволяет говорить о низкой доле поглощённой мощности. Прирост болометрического сигнала после $t = 250$ мс, возможно, связан с взаимодействием СВЧ-излучения и высокоэнергетичного пучка с материалом стенки и ростом излучения примесей;

— высокая интенсивность жёсткого рентгеновского излучения ($E > 50$ кэВ) при сниженной интенсивности мягкого рентгеновского излучения ($E < 10$ кэВ).

Разряды типа 2 являются нежелательными для энергетических термоядерных установок. Однако их исследование в дальнейшем и создание алгоритмов предотвращения таких режимов, по-видимому, являются важными для устранения развития пучков ускоренных электронов на начальной стадии разряда в токамаках.

Получение разрядов типа 1 и увеличение тока плазмы и длительности импульса были основными задачами первой стадии экспериментов. В проведённых экспериментах были достигнуты токи плазмы ~ 200 кА. С учётом полученных геометрических параметров (большой радиус плазменного шнура 140 см, малый радиус 54 см, круглое поперечное сечение) и при тороидальном магнитном поле в центре ВК 1,2 Тл это соответствовало $q_L \sim 7$ (q_L — фактор запаса устойчивости на границе). Максимальная длительность плазменного разряда составила 2 с. На рис. 8 показана эволюция основных параметров такого разряда (импульс 890). Как и во всех импульсах, обсуждаемых в данной статье, разряд получен в результате СВЧ-предыонизации. Окончание импульса связано с окончанием программы тока плазмы (см. временной ход тока в индукторе, показанный на рис. 7, б). ЭЦР-нагрев продолжался вплоть до завершения импульса.

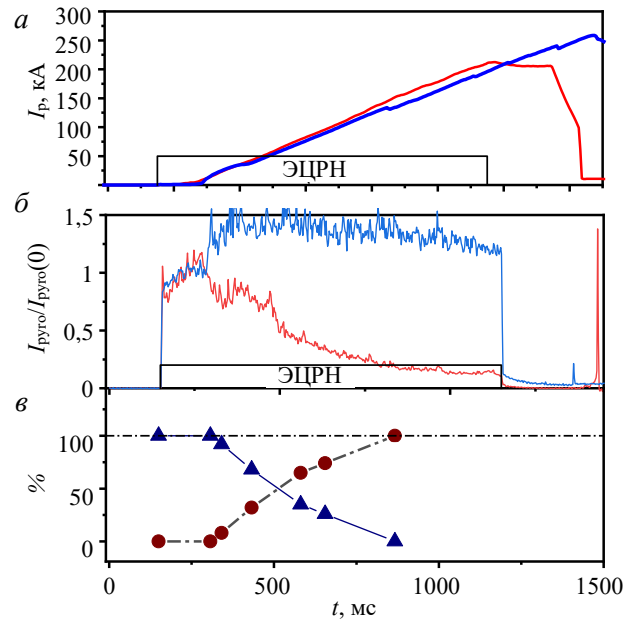


Рис. 7. Оценка доли поглощённой мощности в импульсах типа 1 — 845 (—) и типа 2 — 852 (—): а — осциллограммы тока плазмы; б — временной ход пироэлектрических сигналов болометра, нормированных на начальный интервал времени (150—250 мс); в — оценка изменения доли поглощённой и непоглощённой СВЧ-мощности в импульсе 845: ● — P_{abs}/P_{EC} , ▲ — $1 - P_{abs}/P_{EC}$

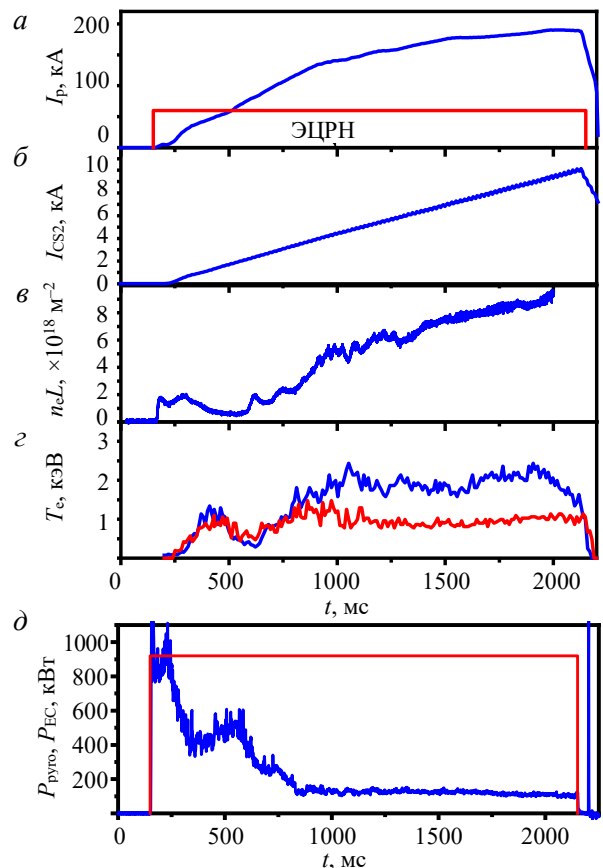


Рис. 8. Импульс 890: а — осциллограмма тока плазмы и длительность работы гиротрона; б — ток в центральной секции соленоида; в — среднечордовая плотность плазмы по измерениям СВЧ-интерферометра, $R = 150$ см; г — электронная температура плазмы, измеренная с помощью томсоновского рассеяния в двух точках по R (— — 113,5, — — 147,5 см); д — мощность болометрических потерь P_{pyro} (—), измеренная пироэлектрическим болометром, и подводимая к плазме ЭЦР-мощность P_{EC} (—)

На рис. 9 показаны профили электронной температуры плазмы на квазистационарной стадии разряда, определённые с помощью томсоновского рассеяния, а также приведена центральная температура плазмы, определённая по спектрам мягкого рентгеновского излучения. На рисунке видно, что данные двух диагностик хорошо согласуются между собой. Максимальная температура плазмы, достигнутая в импульсе 890, составляет $T_e \sim 2,5$ кэВ. Наиболее горячая зона расположена вблизи центра вакуумной камеры, $R \sim 140$ см.

Формирование токнесущего плазменного шнура в импульсах типа 1 подтверждается регистрацией

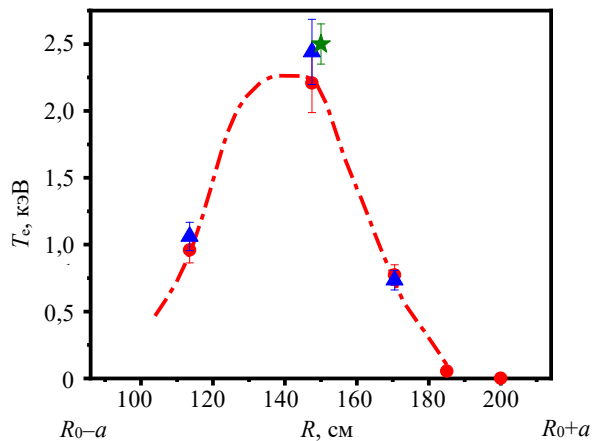


Рис. 9. Импульс 890. Результаты измерения температуры плазмы с помощью диагностики томсоновского рассеяния (ТР) (● — 1700, ▲ — 1900 мс) и центральной температуры по спектрам мягкого рентгеновского излучения (СМР) (★ — 1800 мс)

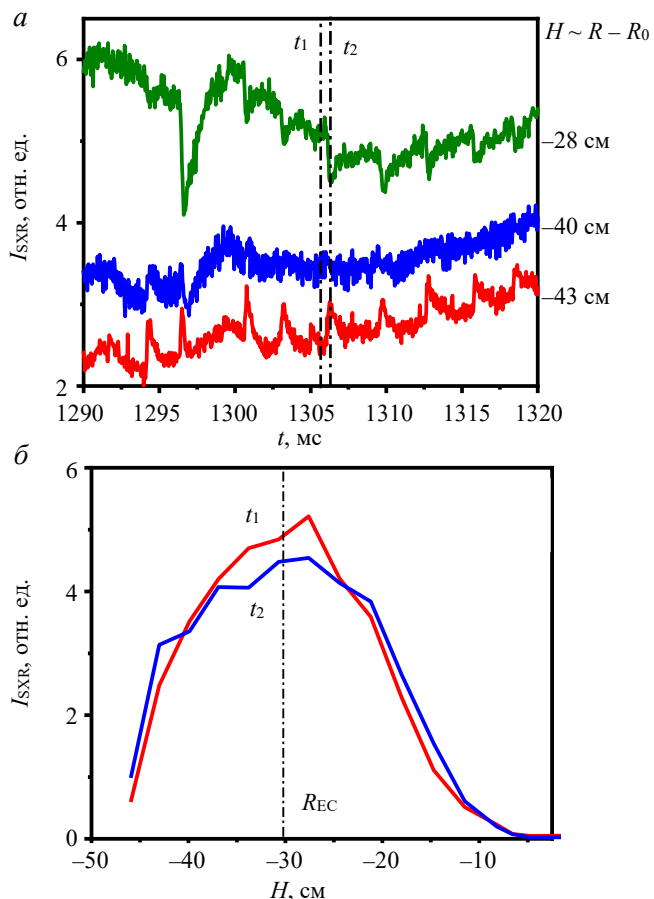


Рис. 10. Импульс 818 (осциллограмма тока плазмы дана на рис. 5): а — ход сигналов интенсивности мягкого рентгеновского излучения I_{SXR} по трём пространственным каналам, вертикальными линиями показаны моменты времени для профилей, приведённых на рисунке б; б — изменение профиля интенсивности мягкого рентгеновского излучения при пилообразных колебаниях: $t_1 = 1305,356$, $t_2 = 1306,304$ мс

развития пилообразных колебаний с помощью многоканальной диагностики мягкого рентгеновского излучения (рис. 10).

В ряде разрядов СВЧ-нагрев завершался до окончания программы токов в индукторе и управляющих витках (импульс 845, рис. 11). По-

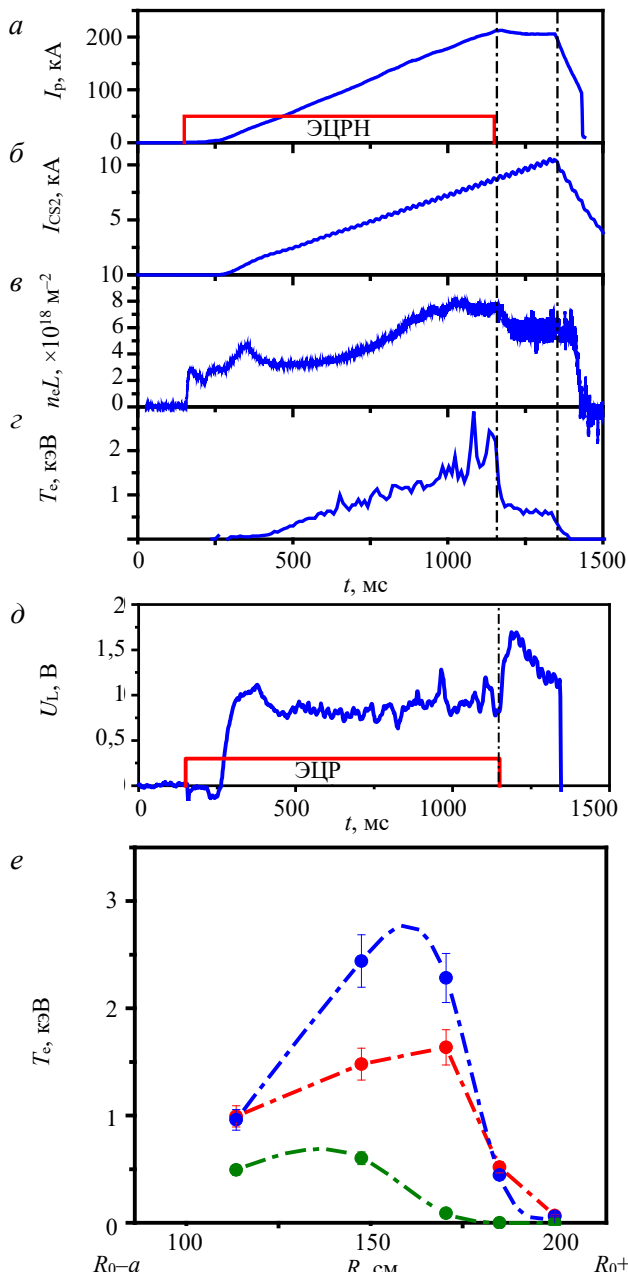


Рис. 11. Импульс 845: а — осциллограмма тока плазмы и длительность работы гиротрона; б — ток в центральной секции соленоида; в — среднечордовая плотность плазмы по данным СВЧ-интерферометра, $R = 150$ см; г — электронная температура плазмы, измеренная с помощью томсоновского рассеяния, $R = 147,5$ см; д — временной ход напряжения обхода; е — профили температуры плазмы, полученные с помощью диагностики томсоновского рассеяния: ● — 1013, ● — 1135, ● — 1275 мс

сле отключения СВЧ-нагрева в момент времени $t = 1200$ мс ток в индукторе продолжал нарастать, обеспечивая поддержание тока плазмы $I_p \sim 190$ кА.

После отключения гиротрона максимальная по профилю температура плазмы снижается в $\sim 3,5$ раза — до 800 эВ (см. рис. 11, *e*), при этом горячая область плазменного шнура смещается в сторону сильного магнитного поля.

В разрядах типа 1 с током плазмы ~ 100 —120 кА при среднехордовой плотности плазмы $n_e L \sim (0,5—0,7)10^{19}$ м⁻² при подводимой к плазме мощности СВЧ-нагрева 0,9 МВт были получены разряды с пиковой температурой плазмы 3 кэВ (рис. 12).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На токамаке Т-15МД успешно проведена первая экспериментальная кампания в лимитерной конфигурации с круглым поперечным сечением плазменного шнура. Для формирования разрядов использовалась СВЧ-предыонизация с последующим электронно-циклотронным нагревом плазмы на второй гармонике ЭЦР. Были получены плазменные разряды с током плазмы до 250 кА, с длительностью разрядного импульса до 2 с и электронной температурой плазмы до 3 кэВ. Продemonстрирована возможность работы магнитной системы установки в длинном импульсе (до 30 с при $B_T = 1,0$ Тл). Максимальное достигнутое значение тороидального магнитного поля составило 1,64 Тл.

Работа проведена в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Хвостенко П.П. и др.** Экспериментальная установка токамак Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15—38.
2. **Хвостенко П.П. и др.** Расчёты уставок в схемах защит и блокировок системы электропитания электромагнитных обмоток и длительности плазменных разрядов в токамаке Т-15МД. — Там же, 2020, т. 43, вып. 3, с. 60—70.
3. **Кирнева Н.А., Кислов Д.А., Рой И.Н.** О выборе частоты электронно-циклотронного нагрева для установки Т-15МД. — Там же, вып. 1, с. 64—74.
4. **Денисов Г.Г. и др.** Микроволновый комплекс мегаваттного уровня мощности для системы электронно-циклотронного резонансного нагрева плазмы и поддержания тока в токамаке Т-15МД. — Известия вузов. Радиофизика, 2020, т. LXIII, № 5—6, с. 369—382.
5. **Беграмбеков Л.Б. и др.** Измерение характеристик мелкозернистого графита — материала первой стенки токамака Т-15МД. — Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2023, № 12, с. 101—112.
6. **Khvostenko A.P. et al.** Prebaking of T-15MD vacuum vessel. — Fusion Eng. and Des., 2019, vol. 146, Part B, p. 2205—2208.
7. **Образцов И.С. и др.** Масс-спектрометрия рабочих и остаточных газов установки токамак Т-15МД. — В сб.: Тезисы докладов XX конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы», 2023, с. 169—172.
8. **Анашкин И.О. и др.** Система откачки вакуумной камеры установки токамак Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 3, с. 47—54.
9. **Образцов И.С., Анашкин И.О., Кочин В.А.** Вакууметрия разрядной камеры установки токамак Т-15МД. — В сб.: Тезисы докладов XIX конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы», 2021, с. 290—293.
10. **Балашов А.Ю. и др.** МГД-диагностика токамаков Т-11М и Т-15МД. — Там же, с. 234—237.

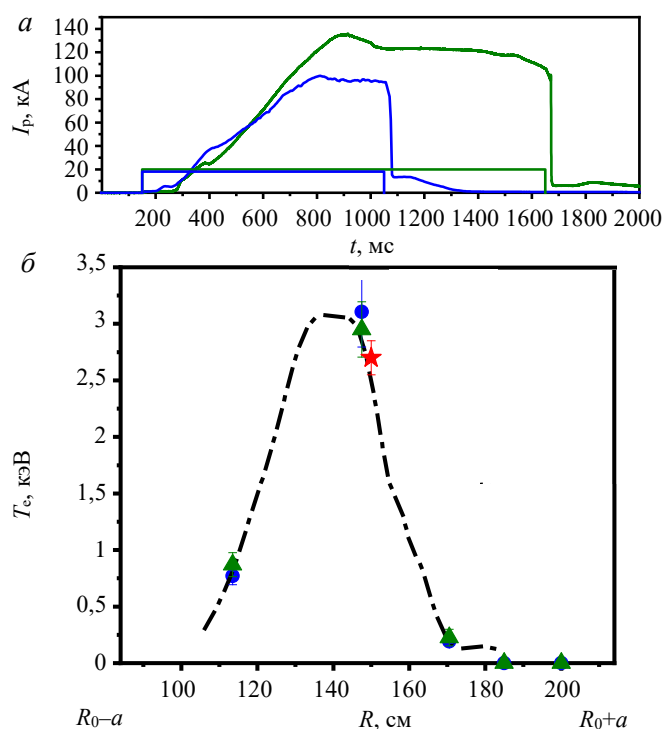


Рис. 12. Импульсы 814 (—) и 828 (—), в которых были достигнуты наибольшие пиковые значения температуры плазмы: *a* — осциллограммы тока плазмы, время работы гиротронов; *b* — профили электронной температуры плазмы, определённые по сигналам ТР (● — № 814, $t = 880$ мс, ▲ — № 828, $t = 1150$ мс), и центральная электронная температура плазмы, определённая из СМР (★ — № 814, $t = 800$ —900 мс)

11. Дрозд А.С. и др. СВЧ-интерферометр токамака Т-15МД для измерения средней электронной концентрации плазмы. — В сб.: Тезисы докладов XX конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы», 2023, с. 269—271.
12. Асадулин Г.М., Бельбас И.С., Горшков А.В. Тангенциальная система диагностики томсоновского рассеяния для токамака Т-15. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 2, с. 91—95.
13. Сарычев Д.В. и др. Система измерения радиационных потерь для токамака Т-15МД. — В сб.: Тезисы докладов XX конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы», 2023, с. 124—126.
14. Крупин В.А. и др. Диагностика эффективного заряда плазмы токамака Т-15МД. — В сб.: Тезисы докладов XVIII конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы», 2019, с. 232—234.
15. Рыжаков Д.В., Шестаков Е.А., Идеал Р. Анализ спектров мягкого рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД на стадии энергетического пуска. — В сб.: Тезисы докладов 51-й Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. ICRAF-2024, 18—22 марта 2024 г., с. 290.
16. Шестаков Е.А. и др. Диагностика надтеплого и жесткого рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД. — В сб.: Тезисы докладов XX конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы», 2023, с. 129—131.
17. Рогозин К.А. и др. Многоканальная диагностика мягкого рентгеновского излучения на установке Т-15МД. — В сб.: Тезисы 51-й Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. ICRAF-2024, 18—22 марта 2024 г., с. 103.
18. ITER Physics Basis. Chapter 8. Plasma operation and control. — Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, p. 2577.
19. Kajiwara K. et al. Electron cyclotron heating assisted startup in JT-60U. — Nucl. Fusion, 2005, vol. 45, p. 694.
20. Сычугов Д.Ю. и др. Модуль TOKSTAB (модуль библиотеки программ «Виртуальный токамак»). — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, т. 33, вып. 3, с. 46—49.
21. Сычугов Д.Ю. и др. Расчёт устойчивых равновесных конфигураций и сценария для первых экспериментов на токамаке Т-15МД с помощью кода TOKSCEN. — В сб.: Тезисы 51-й Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. ICRAF-2024, 18—22 марта 2024 г., с. 289.
22. Качкин А.Г. и др. Инженерная реализация систем индикации замыканий, визуализации плазмы и диагностической станции анализа первой стенки токамака Т-15МД. — В сб.: Тезисы докладов XX конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы», 2023, с. 137—139.

Статья поступила в редакцию 1 апреля 2024 г.

После доработки 6 апреля 2024 г.

Принята к публикации 10 апреля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 5—14.

УДК 621.039.6

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА В РЕСПУБЛИКЕ КАЗАХСТАН

Э.Г. Батырбеков¹, И.Л. Тажибайева², В.В. Бакланов², Б.Ж. Чектыбаев², Д.Б. Зарва¹, Е.Т. Коянбайев²,
Ю.Н. Гордиенко², Т.В. Кульсартов², А.Ж. Миниязов², Ю.В. Понкратов²

¹Национальный ядерный центр Республики Казахстан, г. Курчатов, Республика Казахстан

²Филиал «Институт атомной энергии» НЯЦ РК, г. Курчатов, Республика Казахстан

В статье описаны обобщённые результаты научных исследований Республики Казахстан в области управляемого термоядерного синтеза и термоядерного материаловедения. Приводятся результаты исследований на токамаке КТМ, результаты имитационных исследований взаимодействия плазмы со стенкой с использованием плазменно-пучковой установки, по изучению свойств литийсодержащих материалов для blankets термоядерного реактора и продвижению литиевых технологий для защиты материалов, контактирующих с плазмой.

Ключевые слова: термоядерный реактор (ТЯР), токамак КТМ, диагностика плазмы, плазменно-пучковая установка (ППУ), литиевые технологии, blanket, дивертор, материалы, контактирующие с плазмой, литиевая капиллярно-пористая структура (КПС).

RESEARCH IN THE FIELD OF CONTROLLED THERMONUCLEAR FUSION SYNTHESIS IN THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

E.G. Batyrbekov¹, I.L. Tazhibayeva², V.V. Baklanov², B.J. Chektybaev², D.B. Zarva¹, E.T. Koyanbayev²,
Yu.N. Gordienko², T.V. Kulsartov², A.J. Miniyazov², Yu.V. Ponkratov²

¹National Nuclear Center of the Republic of Kazakhstan, Kurchatov

²Branch of the «Institute of Atomic Energy» of the National Research Center of the Republic of Kazakhstan, Kurchatov

The article describes the generalized results of scientific research of the Republic of Kazakhstan in the field of controlled thermonuclear fusion and fusion materials science. The results of experimental studies on the KTM tokamak, the results of simulation studies of the interaction of plasma with the wall using a plasma-beam installation are presented; to study the properties of lithium-containing materials for the blanket of a fusion reactor and to promote lithium technologies for the protection of plasma facing materials.

Key words: fusion reactor, tokamak KTM, plasma diagnostics, plasma beam installation (PBI), lithium technologies, blanket, divertor, plasma facing materials, lithium capillary porous structure (CPS).

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-15-22

ВВЕДЕНИЕ

Создание безопасного термоядерного реактора требует разработки и изучения специальных конструкционных и функциональных материалов для первой стенки, дивертора и blankets. Внутренние компоненты термоядерного реактора будут испытывать различные тепловые нагрузки, связанные с температурными градиентами и дозой облучения энергетическим спектром нейтронов термоядерной реакции. Параметры тепловой нагрузки будут определять выбор материалов систем термоядерного реактора. Blanket отвечает за производство трития, отвод тепла высокотемпературным теплоносителем и защиту магнитов и вакуумной камеры (ВК) от нагрева и радиационного повреждения. В настоящее время не существует источника нейтронов с достаточно высоким потоком для имитации условий облучения, которые соответствовали бы условиям на первой стенке термоядерного реактора и в области дивертора. Для учёта фактических условий облучения, связанных с термоядерным синтезом, используется компьютерное моделирование радиационных повреждений и сопутствующих эффектов изменения структуры конструкционных материалов. Широко используются также реакторы деления и плазменно-пучковые установки для проведения имитационных экспериментов. Такие экспериментальные исследования очень хорошо развиты в Национальном ядерном центре РК. Накоплена очень большая база экспериментальных данных по исследованию взаимодействия изотопов водорода и гелия с конструкционными и функциональными материалами реакторов термоядерного синтеза [1—4]. Именно поэтому в Казахстане был создан совместно с российскими специалистами экспериментальный комплекс на базе материаловедче-

ского токамака КТМ — специализированного токамака, предназначенного для испытаний и прогнозирования поведения материалов и конструкций будущих реакторов термоядерного синтеза. Основные особенности данного токамака — это аспектное отношение, равное 2, что позволяет проводить исследования в области физики плазмы в пограничной области между сферическими и классическими токамаками, наличие транспортно-шлюзового и подвижного диверторного устройств, позволяющих производить замену образцов диверторных пластин без разгерметизации вакуумной камеры, что во много раз увеличивает скорость и объём измерения научной и технической информации [5, 6]. Главный вызов сегодняшнего дня: для проектирования и сооружения энергетических ТЯР необходимо изучить и прогнозировать изменения физико-механических свойств имеющихся и новых материалов, обязательны верификация и сертификация конструкционных и функциональных материалов перед размещением в установки ТЯР. В связи с изложенным представленные в статье обобщённые результаты исследований являются актуальными и представляют практическую ценность для применения в установках термоядерного синтеза.

ИССЛЕДОВАНИЯ НА ТОКАМАКЕ КТМ

Основными задачами исследований на токамаке КТМ являются проведение исследований взаимодействия материалов с высокотемпературной плазмой и испытания материалов ответственных узлов



Рис. 1. Внешний вид токамака КТМ

будущих термоядерных реакторов. Реализация этих задач будет возможна при достижении расчётных параметров разряда с использованием дополнительного ВЧ-нагрева плазмы. Расчётными параметрами являются ток плазмы 750 кА, величина тороидального магнитного поля на оси 1 Тл, длительность разряда порядка 5 с, одноулевая диверторная конфигурация плазмы. Внешний вид токамака КТМ показан на рис. 1.

Работы на токамаке КТМ проводятся в соответствии с межправительственным Соглашением о совместном использовании токамака КТМ в рамках Комиссии АТОМ-СНГ, подписанным шестью странами: Казахстан, Россия, Беларусь, Армения, Киргизия и Таджикистан.

Основные направления работ Национального ядерного центра РК на экспериментальном комплексе КТМ следующие: исследование плазменного разряда токамака КТМ, настройка и отработка режимов работы системы управления плазмой, отработка методики дополнительного ВЧ-нагрева плазмы, отработка режимов работы системы напуска газов и кондиционирования вакуумной камеры токамака КТМ, отработка методик измерения параметров плазмы КТМ.

В декабре 2019 г. были завершены физический пуск токамака КТМ и ввод его в эксплуатацию, что явилось одним из самых важных событий последних лет для научного термоядерного сообщества СНГ. Физический пуск токамака КТМ осуществлён совместными усилиями специалистов Казахстана (НЯЦ РК, ИАЭ НЯЦ РК) и России (НИЦ «Курчатовский институт» и НИИЭФА им. Д.В. Ефремова). В соответствии с разработанным сценарием получены следующие параметры плазменного разряда: ток плазмы 100 кА, величина тороидального магнитного поля 0,9 Тл, длительность разряда порядка 70 мс, круглое сечение плазменного шнура [7].

Расчёт сценария производился с использованием плазмозфизического кода DINA. В первую очередь расчёты были направлены на возможность увеличения тока и увеличение длительности плазменного разряда при неизменной начальной стадии, рассчитанной с использованием кода TRANSMAK (разработчик НИИЭФА), с напряжением в момент пробоя 6 В. Для измерения параметров плазменного разряда использовался следующий набор диагностик: электромагнитные датчики, обзорный спектрометр, $\text{Na}-\text{Da}$, система скоростного видеонаблюдения (на основе видеокамеры Phantom Miro C320), монитор AXUV, СВЧ-интерферометр, монитор жёсткого рентгена HXR (сцинтиллятор NaI).

В настоящее время на токамаке КТМ получены следующие результаты: получены стабильные плазменные разряды с током плазмы $I_{pl} = 500$ кА и длительностью разряда до 2 с в режиме омического нагрева с лимитерной квазикруглой ($k < 1,4$) конфигурацией, также были проведены первые эксперименты по формированию плазмы с диверторной конфигурацией. В результате были получены данные по формированию диверторной конфигурации плазмы с вытянутостью $k = 1,6$. Полученные экспериментальные данные позволили провести анализ и уточнить модель плазмы для последующей настройки и оптимизации контуров управления плазмой для удержания плазмы с диверторной конфигурацией. На рис. 2 показаны характерные кривые тока плазмы, вытянутости, видеокадры изображения плазменного шнура и восстановленная форма поперечного сечения в один и тот же момент времени на плато тока в разрядах с лимитерной (см. рис. 2, а) и диверторной конфигурациями (см. рис. 2, б), достигнутые в кампаниях 2023 г. [8, 9]. Все разряды были получены при относительно невысокой средней электронной плотности плазмы, не превышающей значение $2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Для получения и удержания плазмы на КТМ внедрены и используются контуры управления плазмой по току и положению.

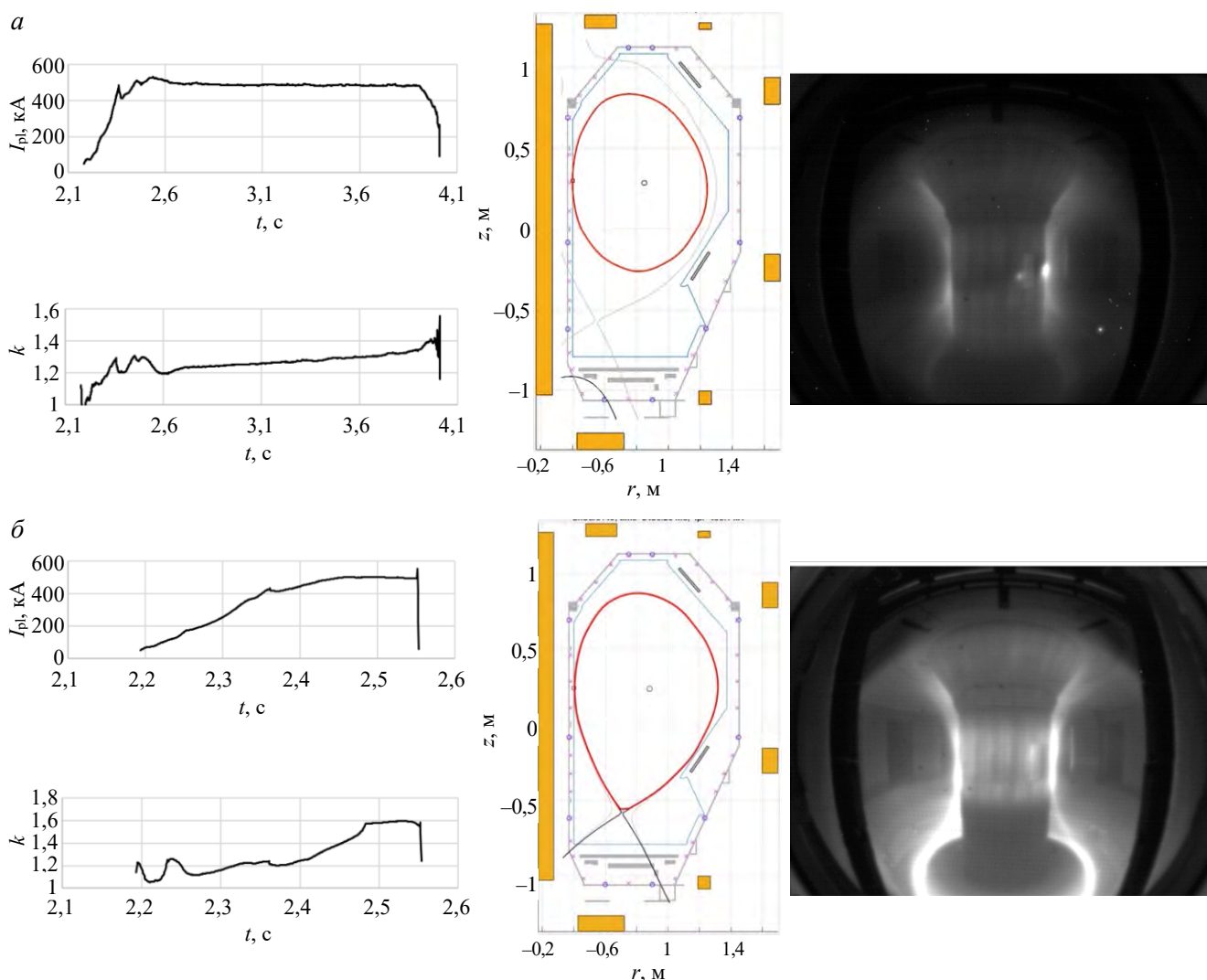


Рис. 2. Пример плазменных разрядов, полученных в 2023 г. на КТМ: ток плазмы, вытянутость, восстановленная форма, видеокадр плазмы в разряде № 5097 (а) и № 5140 (б)

Проводятся работы по наладке системы дополнительного ВЧ-нагрева плазмы КТМ. Система ВЧ-нагрева плазмы КТМ состоит из четырёх идентичных ВЧ-генераторов (по 2 МВт каждый), рассчитанных на работу на частоте $13,0 \pm 0,5$ МГц. В настоящее время отработаны режимы испытаний ВЧ-генератора в режиме «холостого хода» и на эквивалент активной нагрузки при пониженной мощности. Проведена разработка эквивалента плазменной нагрузки для проведения дальнейшей настройки системы ионно-циклотронного нагрева плазмы токамака КТМ [10]. Проведены работы по оптимизации режимов кондиционирования вакуумной камеры КТМ. Предельное остаточное давление в вакуумной камере КТМ достигает значения $4 \cdot 10^{-7}$ Торр.

ИМИТАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ СО СТЕНКОЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОЙ УСТАНОВКИ

На имитационном стенде с плазменно-пучковой установкой (ППУ) проведены экспериментальные исследования характера воздействия мощной тепловой нагрузки при облучении дейтериевой плазмой на вольфрам с приповерхностным карбидным слоем. Воздействие плазмы и продуктов термоядерного синтеза на вольфрам приводит к дефектам кристаллической решётки во всём объёме материала, в которых возможно накопление атомов гелия, водорода и его изотопов. Карбидизированный слой на поверхности вольфрама может действовать как диффузионный барьер и играть важную роль в изменениях морфологии поверхности вольфрама, а также в захвате, удержании и диффузии ионов гелия и изотопов водорода, поэтому исследование влияния карбидизированного слоя на поверхности вольфрама на его свойства и структурно-фазовое состояние при воздействии D-плазмой является важной задачей.

В работе плазмохимическим методом с использованием в качестве плазмообразующего газа метана (CH_4) на установке ППУ [11, 12] были получены поверхностные слои в виде карбида вольфрама WC и карбида дивольфрама W_2C . По результатам моделирования рассчитаны значения температуры при плазменном облучении для имитации тепловой нагрузки, соответствующие тепловым потокам в ИТЭР, которые составили $900\text{ }^\circ\text{C}$ (соответствует $\sim 10\text{ МВт/м}^2$ стационарно) и $1750\text{ }^\circ\text{C}$ (соответствует $\sim 20\text{ МВт/м}^2$ импульсно). Параметры дейтериевой плазмы в зависимости от режимов облучения представлены в таблице.

Режимы облучения образцов вольфрама и карбида вольфрама

Температура поверхности, $^\circ\text{C}$	№ образца	Концентрация плазмы, м^{-3}	Электронная температура, эВ	Поток ионов, $\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$	Флюенс ионов, м^{-2}
900	1 (W) 3 (WC) 5 (W_2C)	$5,89\cdot 10^{17}$	8,8	$\sim 2,95\cdot 10^{21}$	$1,06\cdot 10^{25}$
1750	2 (W) 4 (WC) 6 (W_2C)	$9,13\cdot 10^{17}$	1,8	$\sim 4,57\cdot 10^{21}$	$1,65\cdot 10^{25}$

Методом сканирующей электронной микроскопии проведён анализ структурно-фазового состояния поверхностного слоя чистого вольфрама и с карбидным покрытием. Показано, что в результате взаимодействия дейтериевой плазмы с карбидизированной поверхностью вольфрама произошла эрозия поверхности. Фотографии микроструктуры поверхности образцов вольфрама и вольфрама с карбидными слоями на основе WC - и W_2C -фазы после облучения дейтериевой плазмой, полученные методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), показаны на рис. 3, 4.

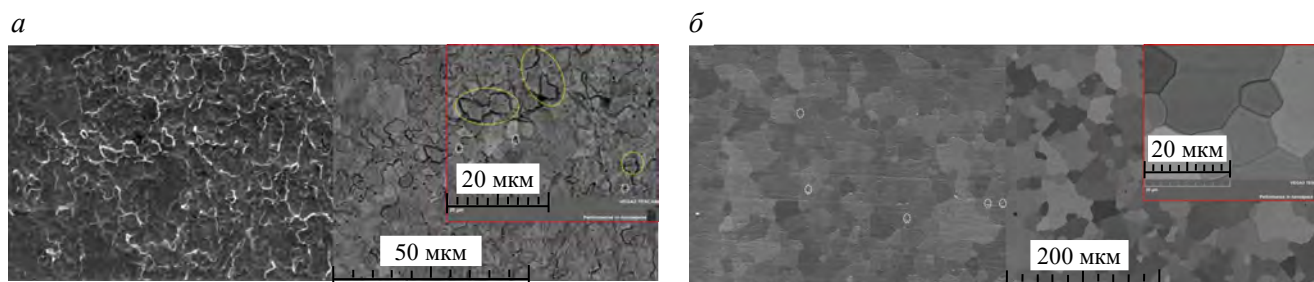


Рис. 3. Микроструктура поверхности образцов вольфрама после облучения дейтериевой плазмой: *а* — образец 1 (W), $905\text{ }^\circ\text{C}$; *б* — образец 2 (W), $1750\text{ }^\circ\text{C}$

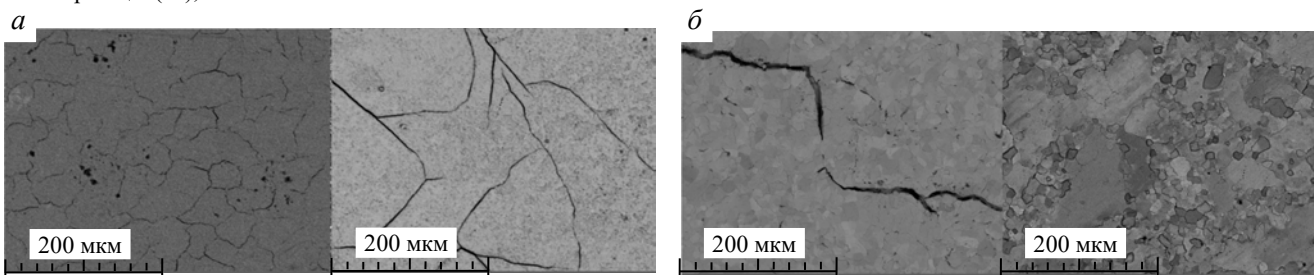


Рис. 4. Микроструктура поверхности образцов вольфрама с карбидизированной поверхностью после облучения дейтериевой плазмой: *а* — образцы после облучения при $905\text{ }^\circ\text{C}$; *б* — образцы после облучения при $1750\text{ }^\circ\text{C}$

Обнаружено, что воздействие дейтериевой плазмы на поверхность вольфрама с карбидизированным слоем привело к распылению углерода и разложению карбидных соединений при температуре 1750 ± 10 °С. Однако при низкой температуре 905 ± 10 °С карбидизированные слои на основе двух фаз (WC и W_2C) имеют высокое сопротивление воздействию дейтериевой плазмы.

На поверхности образцов после высокотемпературного облучения преобладают протяжённые трещины, распределённые, в основном, по границам зёрен вольфрама или карбидных фаз. Воздействие дейтериевой плазмы приводит к разложению карбидных соединений при высокой температуре, но при низкой температуре карбидизированные слои сохраняют свою стойкость.

ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ ТЯР В УСЛОВИЯХ РЕАКТОРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ И ПРОДВИЖЕНИЕ ЛИТИЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ ЗАЩИТЫ МАТЕРИАЛОВ, КОНТАКТИРУЮЩИХ С ПЛАЗМОЙ

Большой комплекс работ, выполняемых в Республике Казахстан в области управляемого термоядерного синтеза, связан с экспериментальными возможностями проведения in-situ реакторных исследований различных функциональных материалов ТЯР. Спектр экспериментов здесь значительный и связан с определением влияния облучения на:

- радиационно-индуцированную адсорбцию светового сигнала (RIA) в оптоволоконных для внутрикамерных систем измерения давления и температуры в ТЯР [13];
- трибологические свойства покрытий MoS_2 , применяемых в механических креплениях ТЯР;
- свойства литийсодержащих материалов бланкетов ТЯР по отношению к скоростям наработки и выделения трития.

В качестве примера приведём исследования по литийсодержащим соединениям, которые могут быть использованы как в качестве материала бланкета-размножителя трития, так и в качестве материала, взаимодействующего с плазмой. В первом случае имеется в виду применение литиевой керамики и эвтектических литиевых сплавов [14—16].

Как известно, наиболее важными свойствами литийсодержащей керамики являются её отличные показатели выделения трития, а также хорошие теплофизические и термомеханические характеристики при реакторном облучении. Были проведены многочисленные реакторные исследования различных литиевых керамик [17, 18], которые позволили определить ряд важных механизмов выделения нарабатываемого в них трития.

В частности, было получено, что:

- равновесное выделение трития происходит в основном в виде молекул HT и T_2 (и определяется суммой молекул $HT + 2T_2$), причём общее количество выделяющегося трития достигает стационарной величины и после ~ 1 — 2 сут облучения практически не меняется, а соотношение молекул HT и T_2 зависит от парциального давления водорода в газовой фазе ампулы с облучаемыми образцами;

— выделение гелия происходит в виде пиков, причём вначале облучения (5 — 10 сут) наблюдается увеличение частоты и высоты пиков выделения гелия, после чего наблюдается спад. Такое поведение свидетельствует об увеличении открытой пористости образцов литиевой керамики в процессе облучения, что является благоприятным фактором с точки зрения облегчения выделения трития.

На рис. 5 показана типичная временная зависимость выделения трития из литиевой керамики. Проведённое комплексное моделирование позволило хорошо описать экспериментальные зависимости выделения трития, а также получить параметры диффузии трития в керамике Li_2TiO_3 :

$$D = 10^{-7} \text{ (м}^2\text{/с)} \text{ (exp}(-120 \text{ (кДж/моль)} / (R \times T)) \text{)}$$

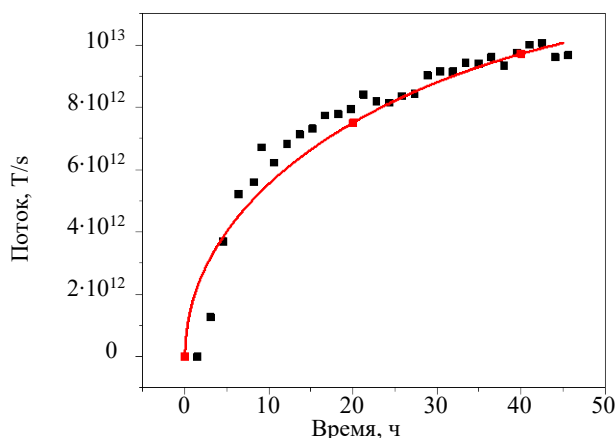


Рис. 5. Временная зависимость выделения трития из керамики Li_2TiO_3 : ■ — эксперимент; ■ — модель

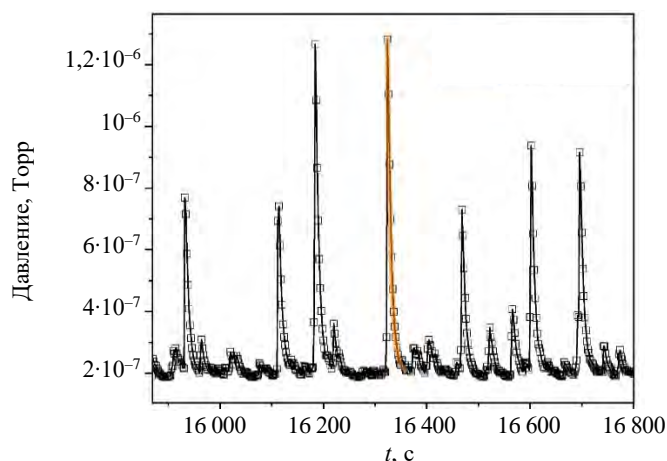


Рис. 6. Фрагмент участка диаграммы выделения гелия из литиевой керамики Li_2TiO_3 : \square — эксперимент; — модель

литиевые капиллярно-пористые структуры (КПС) [19]. Этот композитный материал с жидкой и твёрдой составляющими может рассматриваться как новый класс материалов для токамаков, что позволит реализовать все преимущества жидких металлов и преодолеть инженерные проблемы при их использовании. При использовании литиевых КПС в качестве обращённого к плазме материала (ОПМ) в элементах конструкции ТЯР (дивертор, лимитер, первая стенка), подвергающихся высоким тепловым нагрузкам, особое место занимают процессы испарения и конденсации лития. Контроль над содержанием примесей в литии и, особенно, радиоактивного трития имеет ключевое значение для его использования в установках термоядерного синтеза. В качестве одного из способов снижения скорости испарения лития рассматривается вариант заполнения матрицы КПС сплавом лития с оловом, имеющим более низкий уровень давления насыщенных паров в вакууме по сравнению с литием. Одним из существенных преимуществ сплава 75% ат. Sn—25% ат. Li является его низкая реактивность с водой (низкое тепловыделение и выделение водорода) по сравнению с чистым литием. С другой стороны, использование сплавов олова, которое обладает высоким по сравнению с литием значением зарядового числа Z , вызывает озабоченность с точки зрения возможного загрязнения плазмы. Исследования показали, что сплав Sn—Li не будет совместим также с большинством конструкционных материалов, кроме Mo и W. С целью определения основных параметров взаимодействия изотопов водорода с оловянно-литиевым сплавом в условиях высоких тепловых нагрузок была разработана методика [20, 21] и проведена серия сорбционно-десорбционных экспериментов. В результате проведённых работ на плазменно-пучковой установке были получены экспериментальные данные о взаимодействии образцов оловянно-литиевых КПС с водородной и дейтериевой плазмой, а также данные воздействия на оловянно-литиевую КПС высокоэнергичного электронного пучка. Значения предэкспоненты и энергии активации процесса сорбции-десорбции для сплава 75Sn—25Li в матрице КПС составляют $K_0 = 2 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}$ и $E_a = 110 \text{ кДж/моль}$, а для чистого лития $K_0 = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ и $E_a = 23 \text{ кДж/моль}$ соответственно. Это является положительным качеством для использования оловянно-литиевых сплавов в ТЯР.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведения экспериментов по получению плазменных разрядов в режиме омического нагрева на токамаке КТМ были получены устойчивые разряды с током плазмы 500 кА и длительностью до 2 с. Проведены первые эксперименты по получению плазменных разрядов с формированием диверторной конфигурации. В ближайшее время планируется вывод установки на рабочие параметры в режиме омического нагрева. Реализация номинальных параметров плазмы токамака КТМ ожидается с вводом в эксплуатацию системы дополнительного ВЧ-нагрева плазмы.

Проведены имитационные исследования взаимодействия дейтериевой плазмы с карбидизированной поверхностью вольфрама. Показано, что при температуре $900 \pm 10 \text{ °C}$ карбидизированные слои на осно-

Также по спадам пикового выделения гелия (рис. 6) были определены параметры эффузии гелия из пор керамики. Методом математического моделирования [18] было показано, что значения вероятности атома гелия покинуть внутренние поры (β) через образующиеся в процессе облучения «свободные пути» оказались в диапазоне от 0,005 до 0,0085.

Практически все проведённые исследования убедительным образом показали, что литиевая керамика Li_2TiO_3 обладает высокими параметрами высвобождения нарабатываемого трития в температурном интервале 600—800 °С.

В качестве материала, контактирующего с плазмой, в последнее время рассматриваются ли-

ве двух фаз WC и W₂C имеют высокое сопротивление воздействию дейтериевой плазмы и характерных следов воздействия плазмы (пузырьки, отшелушивание или флехинг) не наблюдается.

Проведённые исследования показали, что литиевая керамика Li₂TiO₃ обладает очень высокими параметрами по высвобождению нарабатываемого трития в исследуемом температурном интервале 600—800 °C и может быть использована в качестве материала бридера.

Получены экспериментальные данные о взаимодействии образцов оловянно-литиевых КПС с водородной и дейтериевой плазмой, в частности, значения предэкспоненты и энергии активации процесса сорбции-десорбции сплава 75%Sn—25%Li в матрице КПС, которые сравнены с параметрами сорбции-десорбции для чистого лития. Сделано заключение о применимости оловянно-литиевых КПС в качестве плазмообращённых материалов ТЯР.

Работа выполнена в рамках программы «Научно-техническое обеспечение экспериментальных исследований на Казахстанском материаловедческом токамаке КТМ» (ИРН BR23891779), финансируемой Министерством энергетики Республики Казахстан.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tazhibayeva I., Kenzhin E., Shestakov V. et al. Material science activities for fusion reactors in kazakhstan. — J. of Nuclear Materials, 2009, vol. 386—388, p. 15—18.
2. Тажибаева И.Л., Кенжин Е.А., Кульсартов Т.В., Бекман И.Н. Миграция трития в конструкционных и функциональных материалах ТЯР. Обзор и анализ результатов. — В сб.: IHISM'11 JUNIOR: сборник докладов Седьмой международной школы молодых ученых и специалистов «Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами». — Саров: ФГУП «РФЯЦ — ВНИИЭФ», 2012, с. 194—217.
3. Kulsartov T.V., Gordienko Yu.N., Tazhibayeva I.L. et al. Tritium migration in the materials proposed for fusion reactors: Li₂TiO₃ and beryllium. — J. of Nuclear Materials, 2013, vol. 442, p. S740—S745.
4. Tazhibayeva I., Kulsartov T., Ponkratov Yu. et al. Results of reactor irradiation of liquid lithium saturated with deuterium. — Fusion Eng. and Des., 2017, vol. 117, p. 194—198.
5. Азизов Э.А., Велихов Е.П., Тажибаева И.Л. и др. Казахстанский материаловедческий токамак КТМ и вопросы управляемого термоядерного синтеза, — Алматы: Изд-во Glory K, 2006. 284 с.
6. Pavlov V., Baystrukov K., Golobokov Yu. et al. KTM tokamak operation scenarios software infrastructure. — Nuclear Engineering and Technology, 2014, vol. 46, p. 667—674.
7. Chektybayev B., Sadykov A., Batyrbekov E. et al. Study of breakdown and plasma formation in the KTM tokamak with the massive conductive vacuum chamber. — Fusion Eng. and Des., 2021, vol. 163, p. 112—167.
8. Chektybayev B., Zhunisbek S., Tazhibayeva I. et al. Overview of the first experiments at KTM tokamak to obtain plasma discharges. — Ibid., 2023, vol. 194, p. 113847.
9. Kirneva N.A., Belov A.M., Olkhovik D.A. et al. Comparison of Operating Parameters of the KTM Tokamak with Operating Ranges of the Facility. — Physics of Atomic Nuclei, 2023, vol. 86, № 7, p. 1663—1666.
10. Satibekov A., Kusainov A., Kulan J. et al. Research of the frequency response parameters of antenna module circuit of the high frequency heating system of KTM tokamak plasma. — Recent Contributions to Physics, 2022, vol. 82, Issue 3, p. 61—69.
11. Жанболатова Г.К., Миниязов А.Ж., Туленбергенов Т.Р. и др. Исследование карбидизации поверхности вольфрама при плазменном облучении. — Вестник НЯЦ РК, 2021, вып. 3, с. 37—43.
12. Скаков М.К., Соколов И.А., Батырбеков Э.Г. и др. Способ получения карбидов вольфрама в плазменно-пучковом разряде. Патент на изобретение № 34269. — Бюл. «Изобретения и полезные модели» № 20 от 22.05.2020.
13. Kashaykin P.F., Tomashuk A.L., Vasiliev S.A. et al. Radiation resistance of single-mode optical fibers with view to in-reactor applications. — Nuclear Materials and Energy, 2021, vol. 27, p. 100981.
14. Tazhibayeva I., Kulsartov T., Kenzhin E. Tritium generation and migration in Li based materials for a fusion solid blanket. — In: IAEA TECDOC № 1724 «Applications of research reactors towards research on materials for nuclear fusion technology», 2013, p. 97—108.
15. Заурбекова Ж., Ситников А., Кульсартов Т. и др. Исследование наработки трития и гелия в литийсодержащих материалах и их выделения. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 4, с. 14—25.
16. Tazhibayeva I., Kulsartov T., Baklanova Yu. et al. Reactor studies of tritium release from lead-lithium eutectic Li₁₅7Pb with deuterium over the sample. — Nuclear Materials and Energy, 2020, vol. 25, p. 100868.
17. Kulsartov T., Shaimerdenov A., Zaurbekova Zh. et al. Features of the in-situ experiments on studying of tritium release from lithium ceramic Li₂TiO₃ using vacuum extraction method. — Fusion Eng. and Des., 2021, vol. 172, p. 112703.
18. Kenzhina I., Kulsartov T. et al. Analysis of the reactor experiments results on the study of gas evolution from two-phase Li₂TiO₃—Li₄SiO₄ lithium ceramics. — Nuclear Materials and Energy, 2022, vol. 30, p. 101132.
19. Tazhibayeva I., Ponkratov Yu., Lyublinsky I. et al. Study of liquid tin-lithium alloy interaction with structural materials of fusion reactor at high temperatures. — Ibid., p. 101152.
20. Ponkratov Yu.V., Samarkhanov K.K., Baklanov V.V. et al. Investigation of the interaction of liquid tin-lithium alloy with austenitic stainless steel at high temperatures. — Fusion Eng. and Des., 2023, vol. 191, p. 113560.
21. Bochkov V., Ponkratov Yu., Gordienko Yu. et al. Development of a methodology for conducting experiments with a sample of tin-lithium eutectic at a plasma-beam installation. — Materials Today: Proceedings, 2023, vol. 81, Part 3, p. 1198—1203.

**ФИЛИАЛ «ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ» НЯЦ РК, 180010 РЕСПУБЛИКА КАЗАХСТАН, ОБЛАСТЬ АБАЙ,
г. КУРЧАТОВ, ул. БЕЙБИТ АТОМ 10, КАЗАХСТАН**



Эрлан Гадлетович Батырбеков, генеральный директор, д.ф.-м.н., профессор, академик КазНАЕН, академик НИА РК, лауреат Государственной премии РК; НЯЦ РК, 180010 Республика Казахстан, область Абай, г. Курчатова, ул. Бейбит атом, 2Б
baturbekov@nnc.kz



Ирина Лашкаровна Тажибаева, г.н.с., исполнительный директор, д.ф.-м.н., профессор, лауреат премии «Алтын Адам», Человек года в Казахстане, лауреат Государственной премии РК, заслуженный работник атомной отрасли РК (I ст.)
tazibayeva@ntsc.kz



Виктор Владимирович Бакланов, первый заместитель директора, к. техн. н., лауреат Государственной премии РК, заслуженный работник атомной отрасли РК (II и III ст.)
baklanov@nnc.kz



Бауржан Жамбулович Чектыбаев, начальник отдела, лауреат Государственной премии РК
Chektybaev@nnc.kz



Денис Борисович Зарва, заместитель главного инженера, к. техн. н., лауреат Государственной премии РК, отличник атомной отрасли РК, заслуженный работник атомной отрасли РК (III ст.); 180010 Республика Казахстан, область Абай, г. Курчатова, ул. Бейбит атом, 2Б
zarva@nnc.kz



Ерболат Тайтолеуович Коянбаев, заместитель директора, лауреат Государственной премии РК, заслуженный работник атомной отрасли РК (II и III ст.)
Erbol@nnc.kz



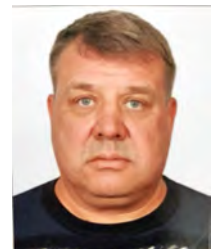
Юрий Николаевич Гордиенко, начальник лаборатории, заслуженный работник атомной отрасли РК (III ст.)
gordienko@nnc.kz



Тимур Валиханович Кульсартов, в.н.с., к.ф.-м.н.
tima@physics.kz



Арман Жанарбекович Миниязов, начальник лаборатории, заслуженный работник атомной отрасли РК (III ст.)
miniyazov@nnc.kz



Юрий Валентинович Понкратов, заместитель начальника лаборатории, к.ф.-м.н.
ponkratov@nnc.kz

Статья поступила в редакцию 13 марта 2024 г.
После доработки 6 апреля 2024 г.
Принята к публикации 10 апреля 2024 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 15—22.

УДК 533.9.08; 681.787

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ДИСПЕРСИОННЫМ ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2

Ю.В. Коваленко, П.В. Зубарев, С.В. Иваненко, А.Л. Соломахин, Е.А. Пурыга, П.А. Багрянский

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

Данная работа описывает систему управления дисперсионным интерферометром на основе CO₂-лазера, разработанного и созданного в ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН (г. Новосибирск) для токамака Глобус-М2 (г. Санкт-Петербург, ФТИ им. А.Ф. Иоффе). Основой данной системы являются свободно программируемый контроллер ADAM-5510E/TCP с набором аналоговых и цифровых модулей ввода/вывода и специально разработанное программное обеспечение, позволяющее осуществлять контроль и управление работой и параметрами отдельных элементов интерферометра. За год работы дисперсионного интерферометра в качестве штатной диагностики токамака Глобус-М2 система управления показала хорошие уровни надёжности и помехоустойчивости.

Ключевые слова: дисперсионный интерферометр, Глобус-М2, система управления, LabVIEW, ADAM-5510/TCP.

CONTROL SYSTEM FOR DISPERSION INTERFEROMETER ON GLOBUS-M2 TOKAMAK

Yu. V. Kovalenko, P. V. Zubarev, S. V. Ivanenko, A. L. Solomakhin, E. A. Puriga, P. A. Bagryansky

Institute of Nuclear Physics G.I. Budker SB RAS, Novosibirsk, Russia

This paper describes the control system for a dispersion interferometer based on a CO₂ laser, developed by Budker Institute of Nuclear Physics (Russia, Novosibirsk) for the Globus-M2 tokamak (Russia, St. Petersburg, Ioffe Institute). The basis of this system is the programmable controller ADAM-5510E/TCP with a set of analog and digital input/output modules and specially developed software that allows monitoring and control of the operation and parameters of interferometer elements. During the year of the dispersion interferometer operation as a standard diagnostic at the Globus-M2 tokamak, the control system showed good levels of reliability and sustainability.

Key words: dispersion interferometer, Globus-M2, control system, LabVIEW, ADAM-5510/TCP.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-23-30

ВВЕДЕНИЕ

Для диагностики характера поведения плотности плазмы на токамаке Глобус-М2 (г. Санкт-Петербург, ФТИ им. А.Ф. Иоффе) в ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН был создан дисперсионный интерферометр (ДИ) на основе CO₂-лазера с искусственной фазовой модуляцией зондирующего излучения [1]. Основными преимуществами интерферометра такого типа по сравнению с традиционными схемами Майкельсона или Маха—Цандера [2] являются его компактность и слабая чувствительность к вибрациям оптических элементов [3—4]. Кроме этого, вследствие зондирования длинами волн ~5 и ~10 мкм ДИ существенно менее чувствителен к влиянию рефракции по сравнению с субмиллиметровыми интерферометрами [5, 6]. Для регистрации сигналов ДИ и вычисления плотности плазмы в режиме реального времени был разработан специальный измерительный модуль-фазометр [7]. Реализованные в его цифровом узле алгоритмы вычисления плотности плазмы основаны на гармоническом анализе сигналов интерферометра, что делает их устойчивыми к воздействию шумов и изменениям глубины модуляции.

Помимо задач по разработке оптической системы, аппаратуры регистрации и алгоритмов восстановления плотности плазмы, которые подробно описаны в [1, 7], важной частью работ являлось создание системы контроля и управления элементами ДИ и его режимами работы.

Дисперсионные интерферометры в настоящее время успешно работают на установках Глобус-М2 [1], ГДЛ (г. Новосибирск, Россия) [8], W-7X (г. Грейфсвальд, Германия) [9], LHD (г. Токио, Япония)

[10]. Ранее многоканальная система на основе ДИ была создана и эксплуатировалась на установке TEXTOR (г. Юлих, Германия) [11]. В данной статье делается акцент на аппаратуре, алгоритмах функционирования и специализированном программном обеспечении системы контроля и управления параметрами самого дисперсионного интерферометра установки Глобус-М2.

ДИ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2

На рис. 1 показана функциональная схема ДИ для установки Глобус-М2 [1]¹. Источником зондирующего излучения является CO₂-лазер (AL50SG, Access Laser Company) с длиной волны 9,6 мкм. В удвоителе частоты 1 (на основе кристалла ZnGeP₂) это излучение частично преобразуется во вторую гармонику, после чего по одному и тому же пути распространяются уже два луча с длинами волн 9,6 и 4,8 мкм. Эти лучи фокусируются в эластооптический модулятор, в качестве которого используется модуль PEM-200 II/ZS50 производства Hinds Instruments, а после через вакуумное окно, изготовленное из просветлённого ZnSe, заводятся в плазму токамака Глобус-М2. Попадая в удвоитель частоты 2, излучение с длиной волны 9,6 мкм вновь преобразуется во вторую гармонику, а его оставшаяся часть поглощается фильтром. После этого два луча с длиной волны 4,8 мкм интерферируют и регистрируются фотодетектором PVI series фирмы VIGO System. Выходной электрический сигнал фотодетектора передаётся фазометру [2] для восстановления текущих значений интегральной плотности плазмы. Для обеспечения работы алгоритма восстановления интегральной плотности плазмы используется модуляция фазы интерферирующих лучей с помощью эластооптического модулятора (модулятор на рис. 1), работающего на частоте 50 кГц [1].

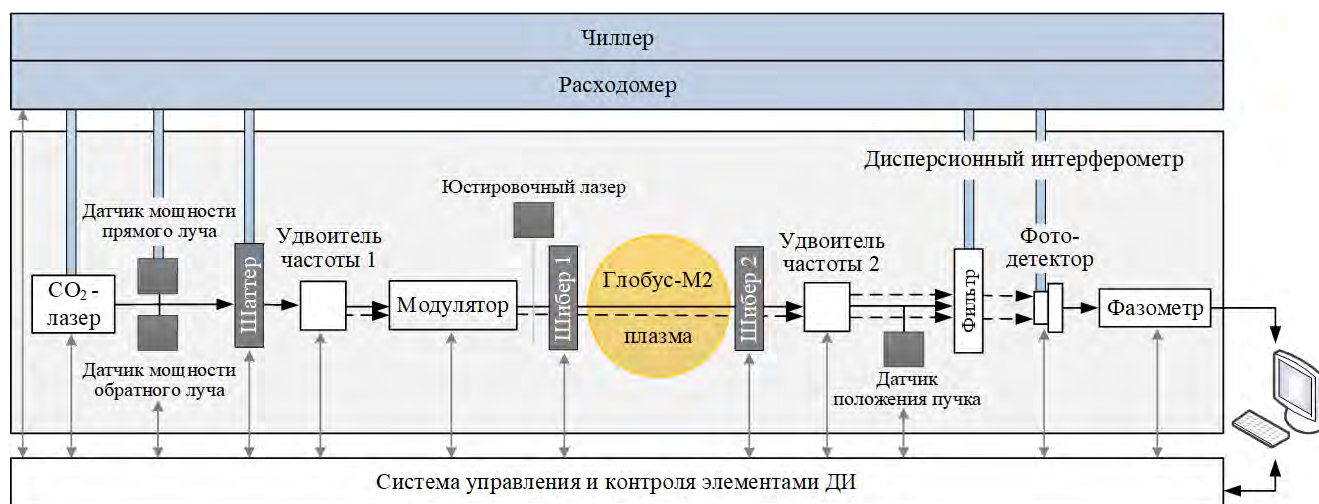


Рис. 1. Функциональная схема дисперсионного интерферометра на Глобус-М2

Для предотвращения непрограммируемого выхода излучения лазера с мощностью более 10 Вт за пределы герметичного бокса, где размещены основные элементы оптической системы, и его выхода в наружный оптический тракт используется управляемая механическая заслонка (шаттер на рис. 1) на основе поворотного зеркала N1031-1-B-P, U.S. Laser. Мощность лазера и качество юстировки оптического тракта контролируются тремя датчиками на основе фотодиодов DEXTER ST150 (датчик мощности прямого луча, датчик мощности обратного луча и датчик положения пучка на рис. 1). Для обеспечения процедуры юстировки оптических элементов в интерферометр встроен полупроводниковый лазер, излуча-

¹Показанная на рис. 1 схема является упрощённым вариантом схемы, приведённой в [1]. В реальности прошедшее через плазму излучение попадает на уголкового отражателя и выводится обратно через входное вакуумное окно, позволяя компактно расположить все оптические элементы интерферометра с одной стороны установки на одной оптической плите. Для обеспечения безопасной работы с излучением лазера, мощность непрерывного излучения которого превышает 10 Вт, оптическая система располагается в герметичном боксе.

ющий видимый красный свет (юстировочный лазер на рис. 1). Вакуумные окна установки оснащены вакуумными затворами (шиберами на рис. 1) с датчиками крайних положений.

Для охлаждения лазера и отдельных элементов интерферометра используется чиллер LAUDA VC 1200, обеспечивающий охлаждение системы до заданной температуры. Рабочая температура теплоносителя устанавливается в районе 20 °С. Величину потока воды контролирует расходомер IR-Opflow, Orbit Merret с диапазоном 0,3—9 л/мин. Типичное значение потока воды в системе охлаждения интерферометра составляет 8 л/мин.

Система управления и контроля отвечает за управление питанием всех перечисленных компонентов ДИ, регулирование и контроль параметров отдельных элементов, управление и контроль положения вакуумных затворов, защищающих окна на вакуумной камере установки, управление шаттером и контроль юстировки оптической системы.

АППАРАТУРА СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ДИ

Основой системы управления и контроля (рис. 2) является свободно программируемый модульный контроллер ADAM-5510/TCP производства Advantech [3] со следующим набором модулей:

- два трёхканальных измерителя температуры;
- два восьмиканальных АЦП;
- два восьмиканальных реле;
- шестнадцатиканальный выходной регистр;
- шестнадцатиканальный входной регистр.

Модули реле отвечают за управление включением питания элементов ДИ

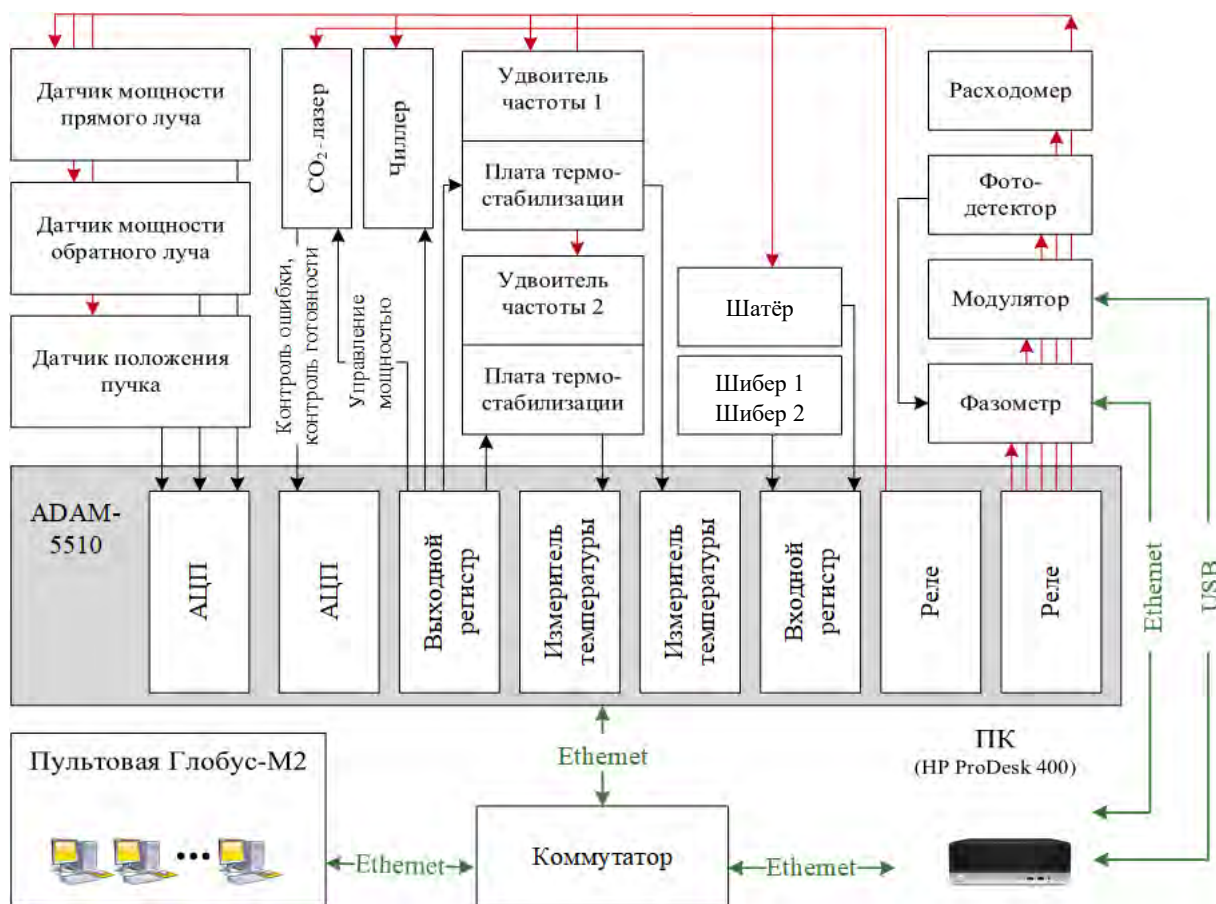


Рис. 2. Схема системы управления и контроля ДИ

Модули АЦП используются для контроля сигналов с блоков питания CO₂-лазера (сигнала ошибки и сигнала готовности лазера), а также для оцифровки сигналов с датчиков мощности и положения пучка.

Модули измерителей температуры используются для стабилизации температуры удвоителей частоты. Характеристики кристалла ZnGeP₂ температурно-зависимы, поэтому кристалл помещается в массивную медную оправу, оснащённую системой водяного охлаждения, нагревателями с сопротивлением около 20 Ом и термосопротивлением Pt100. На каждом удвоителе частоты располагается печатная плата размером 25×40 мм с разъёмом для кабеля управления, разъёмом для Pt100 и разъёмом для подключения нагревателя. На плате расположены электролитический конденсатор, полупроводниковый ключ питания нагревателя и светодиод индикации наличия тока в нагревателе. В измеритель температуры системы управления передаются значения сопротивления Pt100, напряжения питания нагревателя и сигнал управления ключом. В конкретный момент времени мощность нагревателя может принимать только два значения — максимальное и нулевое. Регулируется только усреднённая по интервалу 500 мс мощность. Регулировка осуществляется изменением длительности времени включения нагревателя на полную мощность в одном 500 мс цикле. Сигналы управления изменяют своё значение с дискретностью 5 мс, точность регулирования равна 1%.

На входной регистр подаются контролирующие сигналы с датчиков открытия/закрытия шаттера и шиберов, а также дополнительной заслонки на выходе из герметичного бокса с оптическими элементами интерферометра.

С выходного регистра подаются управляющие сигналы на платы термостабилизации и оптореле SKRD2420, включающие питание CO₂-лазера и чиллера.

ADAM-5510 через пятиканальный коммутатор связан по сети Ethernet с управляющим компьютером HP ProDesk400sff (ПК), на котором установлены управляющие программы и программы отображения и обработки данных. Через этот же коммутатор ПК имеет связь с компьютерами в пультовой установки Глобус-М2, с которых возможна работа на ПК по протоколам удалённого доступа. Фазометр подключён к ПК через выделенный сетевой адаптер и находится в выделенной сети, к которой имеют доступ только программы ПК. Управление эластооптическим модулятором осуществляется программами ПК через интерфейс USB.

КОНСТРУКЦИЯ АППАРАТНОЙ ЧАСТИ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ

Вся аппаратура системы управления (за исключением монитора, клавиатуры и мышки) расположена на полках в пространстве под оптической плитой интерферометра вместе с блоками пита-

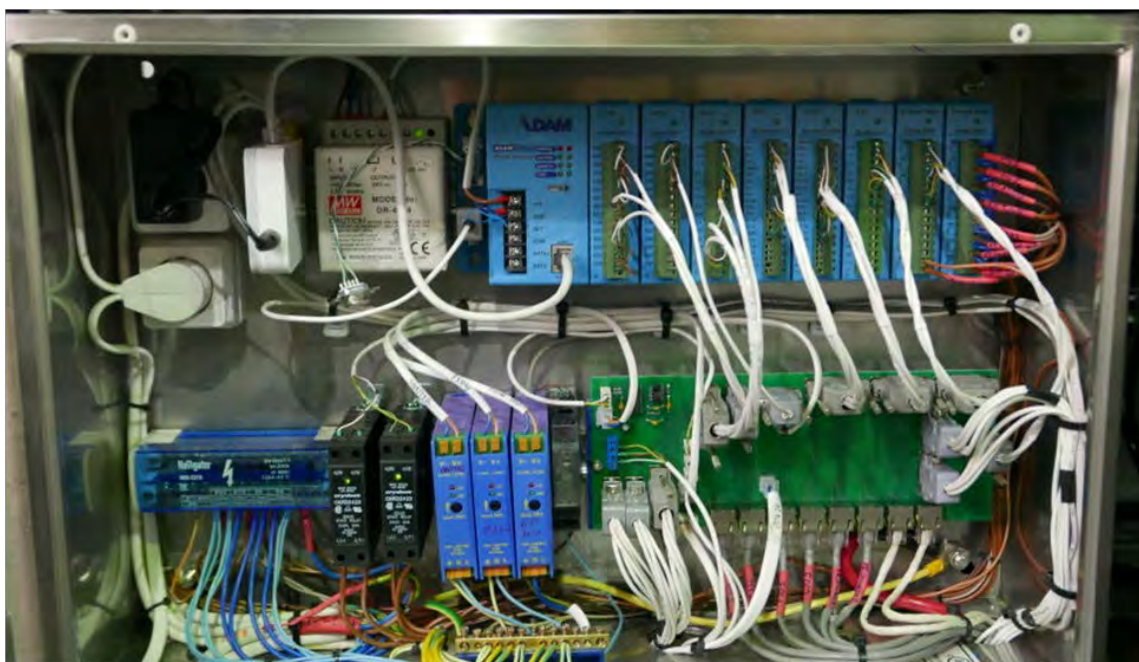


Рис. 3. Шкаф системы управления

ния лазера, блоками питания модулятора и фазометра. Контроллер ADAM-5510 расположен на DIN-рейке в монтажном шкафу 600×400×200 мм под оптической плитой (рис. 3). В этом же шкафу расположены все блоки питания с креплением на DIN-рейку, коммутатор Ethernet, оптические реле и коммутационная печатная плата с ответными разъёмами кабелей от приборов интерферометра и ответными разъёмами кабелей от модулей контроллера. На этой же плате реализована и схема преобразования частотного сигнала расходомера в напряжение, пропорциональное частоте.

Интерферометр расположен рядом с вакуумной камерой установки Глобус-М2 и попадает в зону импульсного магнитного поля, вследствие этого использование магнитных материалов в конструкции интерферометра ограничено. Оптическая плита изготовлена из углеродистой стали. Опорная конструкция, кожух, полки и монтажный шкаф выполнены из нержавеющей стали, щиты боковых стенок — из алюминия. Масса оптической плиты 71 кг, что составляет существенную часть массы всей конструкции, поэтому изменение магнитных свойств со временем остальных компонентов системы несущественно.

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Программное обеспечение (ПО) системы управления интерферометром можно разделить на три уровня (рис. 4):

- нижний: ПО микроконтроллера ADAM-5510;
- средний: ПО фазометра;
- верхний: управляющие программы на ПК.

Нижний уровень обеспечивает взаимодействие по сети Ethernet с аналоговыми и цифровыми модулями, подключёнными к контроллеру ADAM-5510.

Средний уровень отвечает за обмен данными с фазометром, а также за управление модулятором. Написан на языке «С» под ОС Linux Debian 7.0.

Верхний уровень состоит из двух независимых программ: основной программы управления интерферометром и программы управления фазометром и модулятором.

Основная программа реализована в среде LabVIEW. Она позволяет управлять включением/выключением питания всех узлов интерферометра, задавать коэффициенты термостабилизации для удвоителей частоты, а также отслеживать внештатные и аварийные ситуации. Предусмотрено два режима работы программы: ручной и автоматический. В руч-

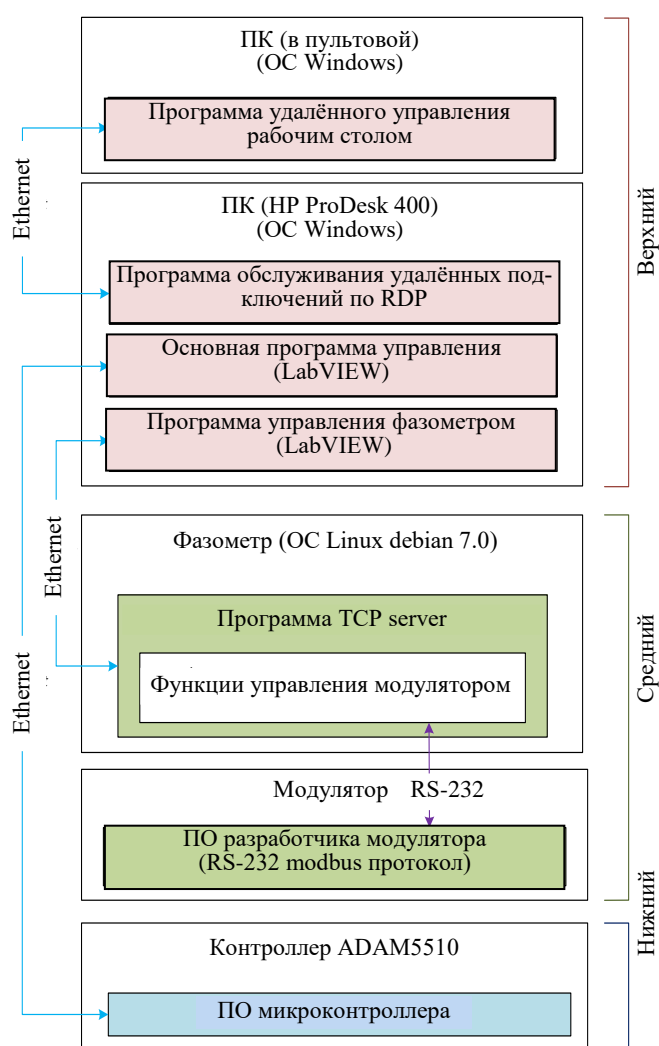


Рис. 4. Структура программного обеспечения системы управления интерферометром: нижний уровень обеспечивает взаимодействие по сети Ethernet с аналоговыми и цифровыми модулями, подключёнными к контроллеру ADAM-5510; средний уровень отвечает за обмен данными с фазометром, а также за управление модулятором, написан на языке «С» под ОС Linux Debian 7.0; верхний уровень состоит из двух независимых программ: основной программы управления интерферометром и программы управления фазометром и модулятором

ном режиме оператор через интерфейс программы воздействует на исполнительные устройства и контролирует состояния сенсоров. В автоматическом режиме оператору доступны пять операций (рис. 5):

- запустить/остановить программу;
- включить/выключить интерферометр;
- открыть шаттер на заданное время;
- изменить время открытия шаттера;
- изменить время блокировки шаттера до следующего открытия.

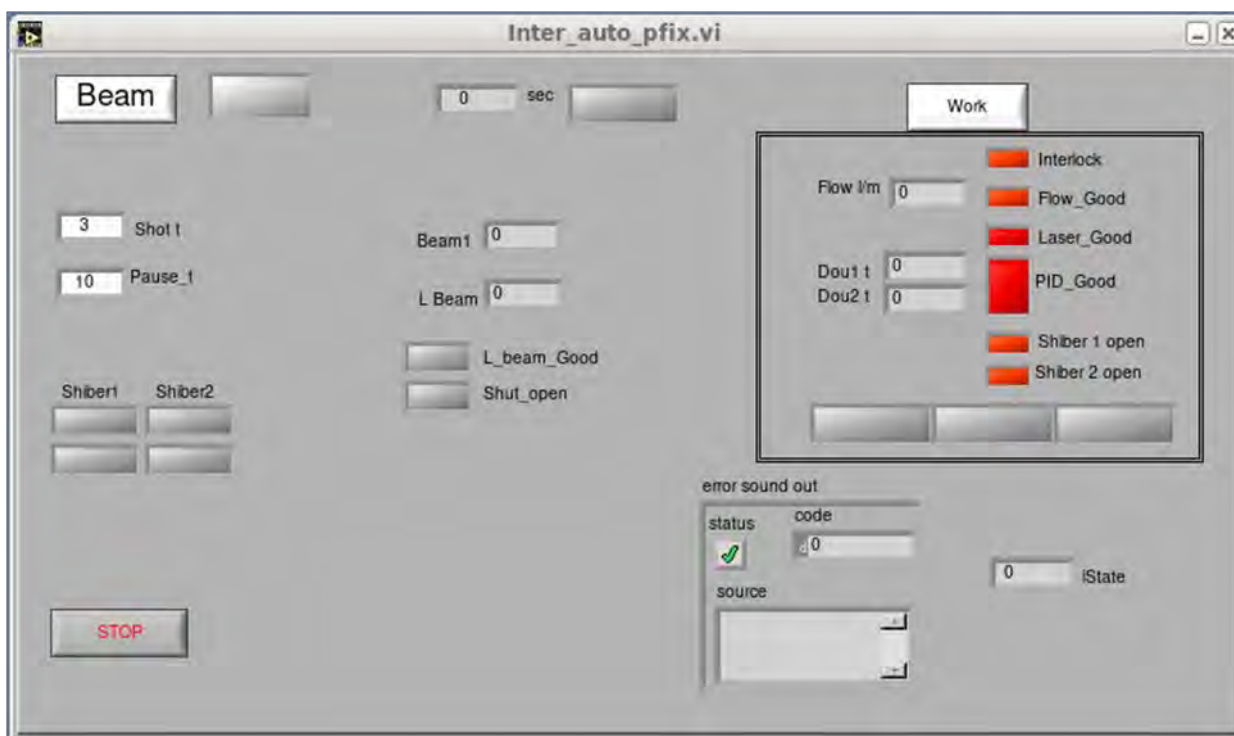


Рис. 5. Внешний вид консоли оператора основной программы управления ДИ для автоматического режима работы

Состояния важных элементов интерферометра отображаются либо зелёным, либо красным цветом, кнопка открытия шаттера срабатывает только при зелёном цвете индикаторов. Для работы интерферометра важны:

- открытые положения шиберов и закрытое для заслонки герметичного бокса;
- наличие потока воды выше порогового значения;
- нахождение температуры удвоителей частоты в заданных пределах;
- мощность лазера выше пороговой;
- отсутствие сигнала ошибки в блоках питания лазера.

Для информации выводятся положения шиберов и шаттера, температура термостабилизируемых элементов, текущая мощность лазера, оставшееся время открытого состояния шаттера и числовое значение номера состояния программного конечного автомата, реализующего алгоритм управления.

Характерное время смены управляющих сигналов модулей ADAM-5510 5 мс, для цифровых модулей оно ограничено быстродействием программы в контроллере, которая находится в непрерывном цикле с фиксированной длительностью 5 мс. Приборы интерферометра имеют характерное время изменения параметров в единицы и десятки секунд, но это не относится к фазометру, который выдаёт результат измерения плотности плазмы каждые 20 мкс. Стабилизируемые по температуре элементы выходят на режим за десятки секунд, CO₂-лазер выходит на номинальную мощность за несколько минут, чиллер обеспечивает стабильный поток воды за секунды, температура воды в системе охлаждения стабилизируется за несколько минут.

Программа управления фазометром и модулятором также реализована в среде LabVIEW. Модулятор подключён к фазометру по интерфейсу RS-232. Внешний вид консоли оператора показан на рис. 6.

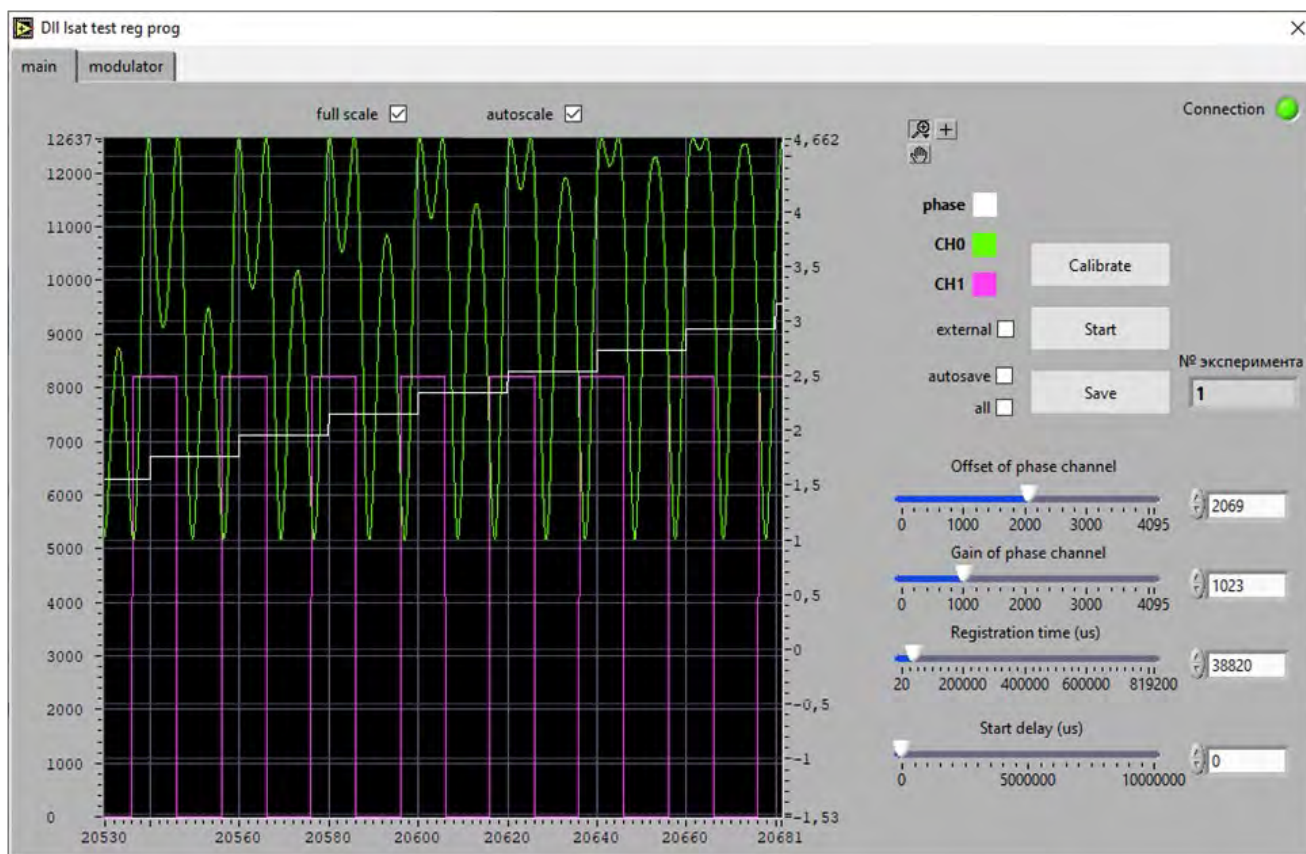


Рис. 6. Внешний вид консоли оператора программы управления фазометром

На рис. 6 зелёным показан тестовый сигнал фотоприёмника, оцифрованный с частотой 12,8 МГц, описываемый функцией вида $\sin(\sin\Omega t + \Delta\varphi)$, где $\Delta\varphi$ — набег фазы, пропорциональный интегральной плотности плазмы. На каждом периоде модулирующего сигнала (20 мкс) $\Delta\varphi$ изменяется на $\sim 0,2$ рад. Белым показан сигнал, соответствующий измеренному набегу фазы $\Delta\varphi$ (вычисляется один раз в 20 мкс). Фиолетовый сигнал соответствует частоте модулирующего сигнала (250 кГц), по нему определяются начало и конец периода вычисления набегу фазы $\Delta\varphi$. По горизонтальной шкале отложено время (в мкс), по вертикальной правой шкале определяется амплитуда сигнала фотоприёмника (в единицах младшего разряда 14-разрядного АЦП), по вертикальной левой — набег фазы (в радианах).

С левой стороны консоли оператора находятся управляющие кнопки и переключатели, обеспечивающие работу фазометра в разных режимах и позволяющие устанавливать необходимые константы.

Данная программа позволяет:

- задавать частоту модулятора;
- устанавливать режим работы фазометра: с внешним/программным запуском;
- задавать масштабирующие коэффициенты и значения сдвига «нуля» сигнала фотоприёмника или использовать автоматический расчёт этих параметров при помощи процедуры калибровки, которая подстраивает амплитуду входного сигнала под половину шкалы АЦП и привязывает «нулевую» линию к середине шкалы;

- задавать длительность цикла регистрации и время задержки внешнего запуска.

Данные о текущих измерениях значения набегу фазы и оцифрованные значения сигнала фотоприёмника выводятся на графической панели оператора и записываются в отдельный файл на ПК.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданная система управления является частью дисперсионного интерферометра на основе CO_2 -лазера для измерения абсолютных значений электронной плотности плазмы в токамаке Глобус-М2. Система

предназначена для осуществления контроля и управления работой и параметрами элементов ДИ. Она отвечает за управление питанием отдельных компонентов, контроль за юстировкой оптических элементов по данным трёх датчиков, организацию различных режимов работы, управление регистрацией и сбором данных, контроль за возникновением внештатных и аварийных ситуаций и пр. Основой системы являются свободно программируемый контроллер ADAM-5510E/TCP с набором аналоговых и цифровых модулей ввода/вывода и специально разработанное программное обеспечение, имеющее три уровня иерархии.

За год эксплуатации ДИ на установке Глобус-M2 система управления показала хорошие уровни надёжности, стабильности и помехоустойчивости.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-79-20201.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иваненко С.В., Соломахин А.Л., Жильцов Н.С., Зубарев П.В., Коваленко Ю.В., Курскиев Г.С., Солоха В.В., Ткаченко Е.Е., Шулятьев К.Д., Пурыга Е.А., Хильченко А.Д., Минаев В.Б., Багрянский П.А. Дисперсионный интерферометр для токамака Глобус-M2. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 1, с. 86—94.
2. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. — М.: Высшая школа, 1995.
3. Hopf F.A., Tomita A., Al-Jumaily G. Second-harmonic interferometers. — Opt. Lett., 1980, vol. 5, p. 386.
4. Алум Х.П., Ковальчук Ю.В., Островская Г.В. — Письма в ЖТФ, 1981, vol. 7, p. 1359.
5. Кругляков Э.П. Методы оптической интерферометрии в системах с магнитным удержанием плазмы. Препринт. — Новосибирск: Ин-т ядер. физики СО АН СССР; 1986, с. 86—156)
6. Диагностика плазмы. Сборник статей. Вып. 3. — М.: Атомиздат, 1973. 102 с.
7. Иваненко С.В., Гринемайер К.А., Пурыга Е.А., Квашнин А.Н., Багрянский П.А. Измерительный модуль дисперсионного интерферометра на основе CO₂-лазера для управления плотностью плазмы. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 67—78.
8. Соломахин А.Л., Багрянский П.А., Воскобойников Р.В., Зубарев П.В., Квашнин А.Н., Лизунов А.А., Максимов В.В., Хильченко А.Д. Дисперсионный интерферометр на основе CO₂-лазера. — Приборы и техника эксперимента, 2005, № 5, с. 96—106.
9. Knauer J. et al. Power balance analysis of wendelstein. — In: 7-X Plasmas Using Profile Diagnostics 43rd EPS Conference on Plasma Physics, 2016, P4.017.
10. Akiyama T., Yasuhara R., Kawahata K., Nakayama K., Okajima S., Urabe K., Terashima K., Shirai N. Development of dispersion interferometer for magnetic confinement plasmas and high-pressure plasmas. — J. of Instrumentation, 2015, vol. 10, P09022.
11. Dreier H., Bagryansky P., Baumgarten N., Biel W., Lambertz H.T., Lehnen M., Lizunov A., Solomakhin A. First results from the modular multi-channel dispersion interferometer at the TEXTOR tokamak. — Review of Scientific Instruments, 2011, vol. 82, p. 063509.
12. https://advdownload.advantech.com/productfile/Downloadfile2/1-2EQ40H/ADAM-5510_Series_Manual_Ver4.2.pdf.



Юрий Васильевич Коваленко, с.н.с., к. техн. н.; ИЯФ СО РАН, 630090 Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева 11, Россия



Петр Васильевич Зубарев, н.с.; ИЯФ СО РАН, 630090 Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева 11, Россия



Светлана Владимировна Иваненко, с.н.с., к. техн. н.; 630090 Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева 11, Россия S.V.ivaneko@inp.nsk.su



Александр Леонидович Соломахин, с.н.с., к.ф.-м.н.; ИЯФ СО РАН, 630090 Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева 11, Россия



Екатерина Александровна Пурыга, с.н.с., к. техн. н.; ИЯФ СО РАН, 630090 Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева 11, Россия



Петр Андреевич Багрянский, заместитель директора по научной работе, д.ф.-м.н.; ИЯФ СО РАН, 630090 Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева 11, Россия

Статья поступила в редакцию 7 ноября 2023 г.

После доработки 5 апреля 2024 г.

Принята к публикации 10 апреля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 23—30.

УДК 621.039.633

СИСТЕМА ТРИТИЕВОГО ЦИКЛА ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ

А.С. Аникин¹, А.А. Семенов¹, А.В. Лизунов¹, М.Б. Розенкевич², Н.Б. Родионов³, А.Р. Хайров³, А.В. Рудов³, В.Н. Кондрашов³

¹АО «ВНИИИМ имени академика А.А. Бочвара», Москва, Россия

²Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва, Россия

³ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, Троицк, Россия

В настоящей статье на основе мирового опыта в области обращения с тритийсодержащими средами и на основе собственных экспериментальных данных предложена схема системы тритиевого цикла токамака с реакторными технологиями. При расчёте характеристик системы тритиевого цикла токамака принимали, что общий объём трития в установке 20 г, а на один импульс расходуется 0,1 г трития. Предложенная схема осуществляет полный рецикл трития и состоит из подсистемы для сорбционного хранения дейтерия и трития на интерметаллических соединениях на основе циркония, подсистемы химической очистки отработанной газовой смеси из тороидальной камеры токамака, улавливающей ионы азота, кислорода и углерода, подсистемы мембранной сепарации изотопов водорода от газовой смеси, подсистемы разделения изотопов водорода методом термодиффузии, подсистемы очистки отвалльных технологических потоков методом фазового изотопного обмена, предусматривающей предварительное каталитическое окисление изотопов водорода до воды, и подсистемы концентрирования тритийсодержащей воды методом химического изотопного обмена в системе «вода—водород». Предусмотрены требования и предложено аналитическое и радиометрическое оборудование для обеспечения контроля необходимых параметров и надёжной защиты персонала, населения и окружающей среды от воздействия трития.

Ключевые слова: тритий, термоядерный синтез, термоядерная энергия, дейтерий-тритиевая плазма, топливная смесь, топливная плазма, токамак с реакторными технологиями, тритиевый комплекс (цикл, система), разделение изотопов водорода, ректификация, термодиффузия, масс-спектрометрический анализ трития.

TOKAMAK TRITIUM CYCLE SYSTEM WITH REACTOR TECHNOLOGIES

A.S. Anikin¹, A.A. Semenov¹, A.V. Lizunov¹, M.B. Rozenkevich², N.B. Rodionov³, A.R. Khayrov³, A.V. Rudov³, V.N. Kondrashov³

¹JSC «HRIIMS named after Academician A.A. Bochvar», Moscow, Russia

²«D. Mendeleev University of Chemical Technology of Russia», Moscow, Russia

³State Research Center of Russian Federation Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research, Moscow, Troitsk, Russia

In this article, based on world experience in the field of handling tritium-containing media and on the basis of our own experimental data, a scheme of the tritium cycle system for a tokamak with reactor technologies is proposed. When calculating the characteristics of the tokamak tritium cycle system, it was assumed that the total volume of tritium in the facility is 20 g, and 0.1 g of tritium is consumed per pulse. The proposed scheme provides a complete recycling of tritium and consists of a subsystem for the sorption storage of deuterium and tritium on intermetallic compounds based on zirconium, a subsystem for the chemical purification of the exhaust gas mixture from the toroidal chamber of the tokamak trapping nitrogen, oxygen and carbon ions, a subsystem for the membrane separation of hydrogen isotopes from the gas mixtures, subsystems for the separation of hydrogen isotopes by thermal diffusion, subsystems for the purification of waste process streams by the method of phase isotope exchange, which provides for the preliminary catalytic oxidation of hydrogen isotopes to water, and a subsystem for the concentration of tritium-containing water by the method of chemical isotope exchange in the «water-hydrogen» system. Requirements are provided and analytical and radiometric equipment is proposed to ensure control of the necessary parameters and reliable protection of personnel, the public and the environment from the effects of tritium.

Key words: tritium, thermonuclear synthesis, fusion power, deuterium-tritium plasma, fuel mixture, fuel plasma, tokamak with reactor technologies, tritium complex (cycle, system), hydrogen isotope separation, rectification, thermal diffusion, mass spectrometric analysis of tritium.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-31-39

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших задач в создании термоядерного реактора является обеспечение безопасной работы с большими количествами трития, характеризующегося высокой радиотоксичностью.

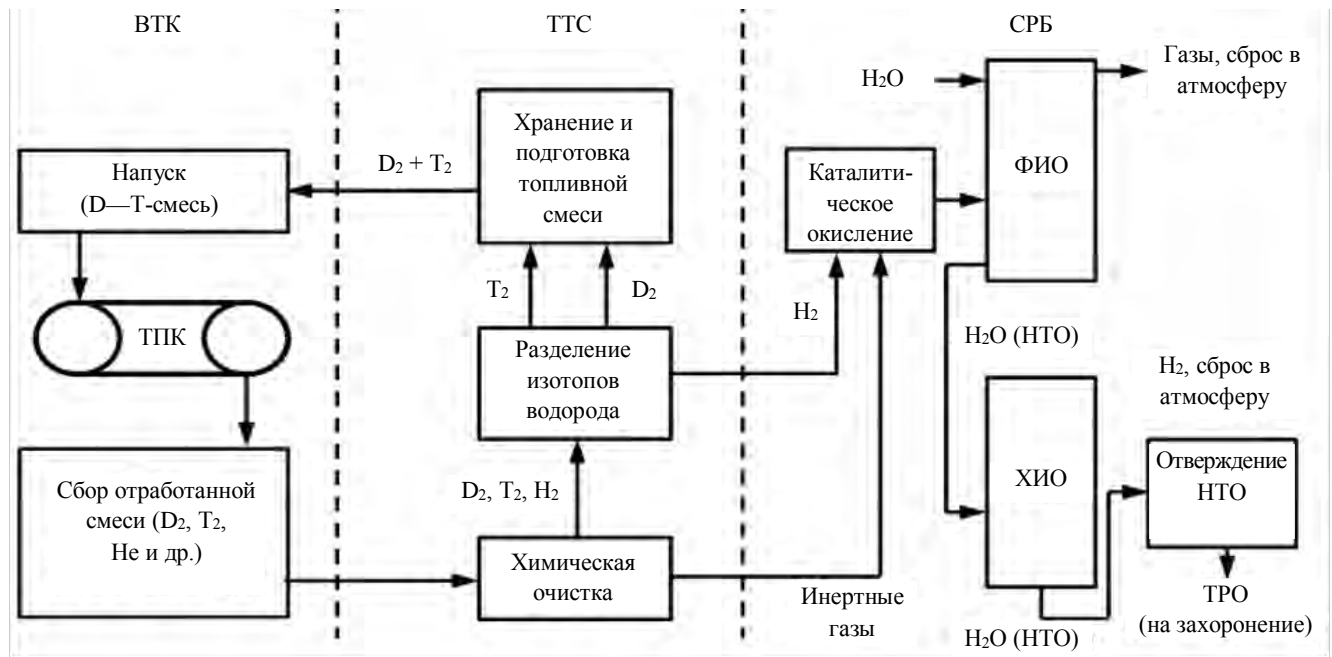
Радиоактивный изотоп водорода тритий представляет собой мягкий бета-излучатель с удельной активностью 357,5 ТБк/г и периодом полураспада $T_{1/2} = 12,32$ года [1]. Тритий образуется как естественным образом в биосфере, так и в результате воздействия человека на окружающую среду. В период интенсивных испытаний термоядерного оружия общее количество трития почти в 100 раз превысило естественный уровень [2].

Энергия бета-излучения трития не превышает 18,6 кэВ, что позволяет ему практически полностью поглощаться даже листом бумаги. Однако риск внутреннего облучения персонала и населения, взаимодействующего с тритием, остаётся высоким из-за его проникновения через кожу, так как тритий не задерживается стандартными системами защиты и может загрязнить поверхности моментально при попадании в рабочие помещения. В форме тритированной воды тритий в 10 000 раз токсичнее, чем в форме молекулярного водорода [3]. Очистка поверхностей от трития представляет собой сложную задачу.

При работе с тритием необходимо строго соблюдать санитарные правила [4, 5], охватывающие как строительство, так и эксплуатацию зданий, сооружений и установок, а также обращение с тритийсодержащими отходами.

Исследование фокусируется на технологических этапах тритиевого цикла токамака с реакторными технологиями (ТРТ). Целью является разработка технологии тритиевого цикла для обеспечения топливной смесью дейтерий—тритий экспериментальной установки управляемого термоядерного цикла ТРТ.

С учётом современного уровня техники в области вакуумных технологий и технологии обращения с газообразными радионуклидами, включая радиоактивный тритий [6], предложена принципиальная схема тритиевого технологического цикла ТРТ. Схема показана на рисунке в блочно-модульном исполнении с обозначением потоков, содержащих тритий, и основных технологических этапов, обеспечивающих долгосрочное и бесперебойное функционирование термоядерного реактора, безопасное как для обслуживающего персонала, так и для окружающей среды.



Принципиальная схема тритиевого технологического цикла ТРТ

Для обеспечения полного цикла обращения с дейтерий-тритиевой смесью тритиевый технологический цикл ТРТ должен включать в себя следующие системы:

- вакуумно-технологический комплекс (ВТК);
- тритиевую технологическую систему (ТТС);
- систему радиационной безопасности (СРБ);
- систему аналитического контроля тритийсодержащих газовых смесей (САК).

Каждая из указанных позиций будет включать в виде подсистем отдельные установки и узлы различного назначения. Эти подсистемы могут быть выполнены в различных вариантах.

ВАКУУМНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Главный технологический узел токамака — тороидальная плазменная камера (ТПК), обеспечивающая протекание термоядерной реакции



между тяжёлыми изотопами водорода (дейтерием и тритием), формируя альфа-частицы и нейтроны [6]. Вероятно также протекание термоядерных реакций с атомами дейтерия



В процессе эксплуатации дейтерий-тритиевая смесь подаётся в плазменную камеру через систему инжекции, расположенную непосредственно рядом с токамаком. На выходе из установки смесь загрязняется газообразными продуктами взаимодействия изотопов водорода, включая соединения с водородом и протием, как результат реакции (1) и побочных реакций. Даже использование только дейтерия для запуска и освоения работы топливного цикла приводит к образованию трития (реакция (3)), требуя мероприятий по обращению и утилизации радиоактивного трития.

В соответствии с [5, 7] были приняты характеристики ВТК, приведённые в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Основные параметры вакуумно-технологического комплекса [7]

Задача	Основные параметры
Общее количество трития, вводимого в плазменную камеру в штатном режиме	До 0,1 г
Общая концентрация примесей в отработанной плазме	До 10% об.
Концентрация водородосодержащих компонентов (метан, вода, аммиак и др.) в отработанной плазме	До 3% об.
Поток примесей (без учёта водорода)	$4 \cdot 10^{-3}$ моль/ч
Максимальная величина газового потока из плазменной камеры	5 моль/ч

ТРИТИЕВАЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Подсистема хранения изотопов водорода. Коммутация ТТС с ВТК в составе экспериментальной установки будет осуществляться в соответствии с рисунком. Хранение исходной топливной смеси и её компонентов (изотопы водорода дейтерий и тритий) осуществляется с использованием аппаратов с металлосорбентами [8].

В целом системы на основе металлов и сплавов представляются наиболее перспективными для улавливания изотопов водорода и их преобразования в твёрдую форму гидридов металлов для последующего хранения [9]. Из многочисленных индивидуальных металлов и бинарных сплавов, исследованных для удержания изотопов водорода, заданным требованиям по сорбционной ёмкости, температурам сорбции и десорбции, а также остаточному давлению удовлетворяет интерметаллическое соединение ZrCo, которое способно с большой скоростью поглощать значительное количество трития при низком давлении для поглощения, имеет низкий уровень токсичности, пирофорности, нерадиоактивно и не нуждается в охлаждении при хранении изотопов водорода, что особенно актуально при работе с тритием [10, 11]. Интерметаллическое соединение ZrCo выбрано как основной сорбент для временного хранения трития. Для долгосрочного хранения тритийсодержащих отходов токамака также рекомендуется титан из-за его большей ёмкости и меньшей стоимости [12].

Сорбция изотопов водорода в тритиевом технологическом цикле усложнена возможностью попадания посторонних компонентов, особенно гелия — продукта реакции (1). Наши исследования показали, что случайные попадания атмосферы или влаги не создают аварийных ситуаций и сорбционные свойства интерметаллического соединения ZrCo в основном сохраняются. Однако возникает «индукционный период» при адсорбции из-за сопротивления массопереносу в плёнке оксида циркония, образующейся при взаимодействии с кислородсодержащими компонентами атмосферы.

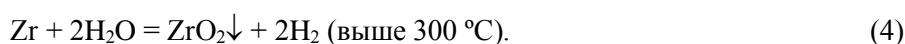
Исследования показывают, что для хранения 20 г трития достаточно 600 г интерметаллида ZrCo. Для повышения безопасности предлагается распределить его по нескольким аппаратам хранения с двойными стенками, создающими инертную атмосферу, и фильтрующими элементами для предотвращения распространения частиц сорбента за пределы аппарата. Хранение дейтерия осуществляется в аналогичных аппаратах без дополнительных барьеров безопасности.

Очистка отработанной топливной смеси от химических примесей. В общем случае при очистке отработанной топливной смеси из плазменной камеры токамака необходимо учесть, что тритий и другие изотопы водорода присутствуют не только в молекулярной форме, но также в различных химических

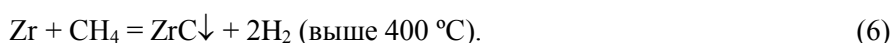
соединениях, таких как тритийсодержащая вода (НТО, DTO, T₂O), аммиак и тритийсодержащие углеводороды [9]. Согласно данным [6] концентрация примесей в отработанной плазме составляет примерно 10%, при этом 1—3% относится к веществам, содержащим водород.

Для обратимой сорбции трития и дейтерия в виде гидридов металлов, а также для их повторного использования в токамаке необходимо перевести их в молекулярную форму (H₂). Для этого могут быть использованы химически активные металлы, такие как интерметаллиды на основе циркония. Они должны быть нелетучими при высокой температуре, а продукты их взаимодействия с водородосодержащими соединениями должны допускать количественное разложение с выделением молекулярного водорода. По совокупности свойств для этой цели подходят интерметаллиды на основе циркония, например, ZrCo, который, как отмечено, планируется использовать и в качестве сорбента в системе хранения тритиевого цикла.

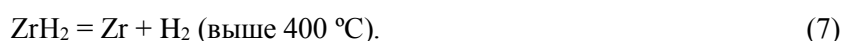
Процесс восстановления окисленных форм трития с использованием циркония и его сплавов осуществляется по реакции [13]



Очистка отработанной плазмы от веществ, содержащих водород, с применением циркония и его сплавов происходит по реакциям [13, 14]



Образующийся в результате реакций водород связывается с цирконием в гидрид, который может быть разложен на элементы при температурах выше 400 °C по реакции [13]



Для выделения трития и других изотопов водорода в молекулярной форме из смеси, например, с гелием применяются сорбционные и мембранные методы [9]. Мембранные методы обладают высокой селективностью, но требуют специальных сплавов благородных металлов, таких как Pd/Ag, для получения изотопов водорода с высокой чистотой. Недостатками мембранных методов являются высокие затраты на сплавы благородных металлов и продолжительность процесса диффузии. Эти проблемы могут быть решены организацией циркуляционного режима движения газовой смеси с изотопами водорода. Мембрана из сплава Pd/Ag считается наилучшим вариантом, обеспечивающим чистоту изотопов водорода более 99,99999% мол. [15].

Разделение изотопов водорода. Как было упомянуто ранее, после очистки использованной топливной смеси из плазменной камеры токамака перед её возвращением в плазменную камеру необходимо внести изменения в её изотопный состав, включая коррекцию мольного соотношения дейтерий—тритий, и провести депротизацию дейтерий-тритиевой смеси.

Интересным представляется метод разделения изотопов водорода при обработке небольших количеств трития с использованием газовой термодиффузионной колонны, который обеспечивает высокую степень разделения при относительной простоте конструкции и принципе работы колонны, а также небольших размерах [16, 17].

Этим методом впервые были выделены и сконцентрированы изотопы, такие как неон-22, гелий-3, углерод-13 и другие. Основное развитие метод получил в 1940-х—1950-х гг. [18—20]. В последующие годы для основных коммерческих изотопов были разработаны более эффективные и производительные процессы, что привело к существенному сокращению работ в области термодиффузии. Однако в настоящее время возник ряд важных задач, решение которых может потребовать экономически оправданного использования термодиффузии. Это связано с основными преимуществами метода газовой термодиффузии:

- простота и недорогое оборудование, что имеет большое значение при работе на небольшом масштабе производства;
- минимальная задержка вещества в установке, что особенно важно при высокой стоимости исходного сырья и самого изотопа;
- протекание реакции гомомолекулярного изотопного обмена, необходимого для получения молекул H₂, D₂ и T₂.

Сам процесс разделения изотопов осуществляется в противоточной колонне. По центру колонны проходит нагретая нить, от которой разогретый газ поднимается вверх, обмениваясь изотопами с потоком газа, который движется в противотоке за счёт охлаждения от внешней стенки. Наши исследования показали, что при оптимальном давлении изотопов водорода 0,6 МПа и температуре внешней и внутренней стенки 20 и 600 °С на колонне высотой 2 м достигается степень разделения около 74 000 в безотборном режиме.

СИСТЕМА РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ТРТ

Коммутационная система радиационной безопасности (СРБ) токамака осуществляется по схеме, показанной на рисунке. СРБ используется для очистки загрязнённых тритием отходящих газовых потоков вакуумного оборудования, а также газовых сред вентиляционной системы и боксовых камер. Она обеспечивает безопасность эксплуатации термоядерного реактора и минимизирует выбросы трития в атмосферу. Кроме того, СРБ обрабатывает инертные газы, содержащие тритий, которые периодически удаляются из защитных полостей аппаратов хранения с двойными стенками. Основными подсистемами СРБ являются установка очистки газов методом фазового изотопного обмена (ФИО) и установка концентрирования трития методом химического обмена (ХИО) в системе «вода—водород», которая используется для очистки воды от трития до уровня, безопасного для выброса в окружающую среду (в виде воды или водорода).

Фазовый изотопный обмен для очистки отходящих газов. Для очистки отходящих газов от тритированной воды наиболее эффективным методом является ФИО, который основан на многоступенчатом орошении газового потока небольшими количествами природной воды в противоточной скрубберной колонне с высокоэффективной насадкой. В этом процессе тритий накапливается в жидкой фазе, что позволяет снизить активность газового потока в 10^6 и более раз. К примеру, колонна с насадкой диаметром 0,35 м и высотой несколько метров может очищать газовый поток со скоростью до 500 м³/ч. Однако метод ФИО неприменим для очистки отходящих газов от трития, когда он находится в виде молекулярного водорода, метана и других органических соединений.

Перед подачей объединённых газовых потоков из ТТС на колонну ФИО необходимо обработать все водородосодержащие соединения, например, с помощью платинового катализатора на основе оксида алюминия при температуре до 300 °С. При этом содержащийся в отходящих газах кислород окисляет молекулярный водород и органические соединения, которые могут содержать тритий, превращая весь тритий в форму НТО. В нижнюю часть колонны ФИО подают объединённые газовые потоки с незначительным содержанием НТО. На выходе получают газовый поток, очищенный от трития, который выводят в атмосферу, а также воду с тритием.

Вода, содержащая тритий, может быть преобразована в форму ТРО путём цементации с заливкой цементобетонного состава в герметичные ёмкости из нержавеющей стали либо подвергнута дальнейшему концентрированию для уменьшения объёмов захоронения отходов. Концентрация трития в воде, если это целесообразно с экономической точки зрения, может быть повышена до 500—1000 Ки/кг путём метода химического изотопного обмена в системе «вода—водород».

Химический изотопный обмен как способ концентрирования. Система, основанная на химическом изотопном обмене в системе «вода—водород» (ХИО), является эффективным способом не только улавливать тритий, но и концентрировать его. В этой системе изотопное равновесие характеризуется высоким изотопным эффектом, что позволяет эффективно проводить детритизацию загрязнённой воды. В отличие от метода ФИО этот метод даёт возможность многократно концентрировать тритий, что приводит к уменьшению объёмов радиоактивных отходов.

Реакция изотопного обмена между водой и водородом происходит при использовании специального гидрофобного платинового катализатора, который чередуется или смешивается со слоями эффективной насадки в колонне ХИО. В нижней части колонны ХИО вся поступающая вода преобразуется в молекулярный водород с помощью электролизёра. Очищенный от трития молекулярный водород выводится в атмосферу через вентиляционную систему на вершине колонны, при этом концентрация трития снижается до приемлемых уровней.

Для работы установки поток воды естественного изотопного состава подаётся на верхнюю часть колонны. Очищаемая от трития вода из ТТС или из колонны ФИО подаётся или в центральную часть колонны (в то место, которое по профилю концентраций будет соответствовать содержанию трития в подаваемой воде), или непосредственно в электролизёр. В нижней части колонны и электролизёре накапливается тритий и может быть иммобилизован в виде воды в цементобетонной смеси или в виде адсорбированного водорода на титане.

Пример практического применения метода химического обмена можно представить следующим образом: установка для обработки 10 кг/ч воды со степенью детритизации 10^5 раз и степенью концентрирования 10^3 раз может быть реализована в виде двух колонн ХИО с диаметром 140 мм, оборудованных электролизёрами, производительностью по водороду 10 $\text{нм}^3/\text{ч}$. Принимая высоту эквивалентной теоретической ступени (ВЭС) в этих колоннах 40 см, высота разделительной части колонн составит около 7 м, а общая высота каждой колонны с узлами обращения потоков не превысит 13—14 м.

СИСТЕМА АНАЛИТИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ ТРТ

Во время эксплуатации ТРТ система аналитического контроля (САК) должна выполнять следующие функции:

- масс-спектрометрический анализ изотопного состава газовых смесей на основе водорода и гелия;
- химический анализ газовых смесей, содержащих изотопы водорода: оценка содержания гелия, кислорода, азота, оксида и диоксида углерода, метана;
- определение активности трития в воде;
- контроль уровня трития в воздухе рабочих помещений.

Определение изотопного состава водородно-гелиевых смесей с помощью масс-спектрометрии представляет определённые трудности, поскольку в диапазоне масс 2—9 а.е.м. молекулярный состав водорода включает шесть различных молекул: H_2 , HD, D_2 , HT, DT и T_2 . Последние три изотомера обладают высокой радиоактивностью из-за присутствия трития в их составе. При проведении электронной ионизации молекул происходит не только их ионизация, но и диссоциация, что приводит к образованию ионной смеси, включающей ионы-продукты диссоциации молекул H^+ , D^+ , T^+ , а также ионы-продукты ион-молекулярных реакций типа H_3^+ , H_2D^+ , HDT^+ . В отличие от водорода гелий существует исключительно в атомарной форме и естественно представлен двумя стабильными изотопами ^3He и ^4He , ионы которых также присутствуют в анализируемой ионной смеси.

Из-за разнообразия ионного состава в диапазоне масс 2—9 а.е.м. возникают мультиплетные группы ионов (табл. 2), их разделение необходимо для получения точных количественных данных о составе газовой смеси [25]. Для разделения всех мультиплетных групп, за исключением неразрешимого на приборах дублета $^3\text{He}^+ - \text{T}^+$, как следует из табл. 2, требуется разрешающая способность не менее 3500. Это значение в тысячи раз превышает массу анализируемых молекул и создаёт парадоксальную ситуацию при выборе масс-анализатора: массы ионов крайне малы, а требуемая разрешающая способность значительна.

Т а б л и ц а 2. Массовые числа, анализируемые ионы и требуемая разрешающая способность масс-спектрометров в диапазоне масс 1—9 (по основанию пика)

М, а.е.м.	Ионы	Разрешающая способность	М, а.е.м.	Ионы	Разрешающая способность
1	H^+	—	5	$\text{DT}^+ - \text{H}_2\text{T}^+$	3250
2	$\text{D}^+ - \text{H}_2^+$	1320		$\text{H}_2\text{T}^+ - \text{D}_2\text{H}^+$	1160
	$^3\text{He}^+ - \text{T}^+$	150 600	6	$\text{T}_2^+ - \text{HDT}^+$	1030
3	$\text{T}^+ - \text{HD}^+$	510		$\text{HDT}^+ - \text{D}_3^+$	1400
	$\text{HD}^+ - \text{H}_3^+$	1950	7	$\text{N}_2^+ - \text{T}_2\text{H}^+$	180
	$^4\text{He}^+ - \text{HT}^+$	190		$\text{T}_2\text{H}_2^+ - \text{D}_2\text{T}^+$	1630
4	$\text{HT}^+ - \text{D}_2^+$	930	8	$\text{O}^{2+} - \text{D}_2\text{T}^+$	170
	$\text{D}_2^+ - \text{H}_2\text{D}^+$	2600	9	$\text{T}_3^+ - (\text{H}_2\text{O})^{2+}$	210

Низкая разрешающая способность приводит к недостоверным результатам, и использование электронного умножителя в системах детектирования ионных пучков становится невозможным из-за нали-

чия значительного количества радиоактивного трития. Хотя расчётные методы и поправки на диссоциацию и ассоциацию могут немного уточнить результаты анализа, доля ионов-продуктов и ион-молекулярных реакций нестабильна и зависит от настроек ионного источника.

Два дополнительных требования усложняют задачу количественного анализа. Эти требования касаются динамического диапазона измерений (до 10^5) и точности определения изотопных отношений (не выше 0,1%). Кроме того, для ионно-оптической схемы масс-анализатора необходимы данные о присутствии атмосферных газов и тритийзамещённых углеводородов в технологической смеси, что увеличивает измеряемый диапазон масс. Полный набор параметров масс-спектрометра для точного контроля водородно-гелиевых смесей:

Разрешающая способность на уровне 10% высоты пика . . .	3500
Изотопическая чувствительность, не менее . . .	$1:10^{-5}$
Диапазон масс, а.е.м. . . .	1—40
Точность измерений изотопных отношений, % . . .	0,1

Жидкостная сцинтилляция применяется для определения содержания трития в растворах. При эксплуатации ТРТ такая задача возникает при эксплуатации установок ФИО и ХИО, входящих в СРБ. Для анализа воды на содержание в ней трития предлагается применять радиометры типа TriCarb.

Для контроля концентрации трития в воздухе рабочих помещений токамака все основные и вспомогательные помещения должны быть оборудованы радиометрическими установками серии УДГБ-01 с сигнализацией о превышении допустимого уровня трития в воздухе. В первую очередь контроль следует осуществлять в каждом помещении, связанном с работой с тритием. Радиометрические приборы типа УДГБ-01 также должны быть установлены в зонах технического обслуживания и боксовых камерах, где осуществляется работа с тритием.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В статье представлены результаты анализа различных технологий, которые могут применяться в составе тритиевого технологического цикла для токамака с реакторными технологиями. В рамках работы предложена схема тритиевого цикла, которая состоит из следующих основных систем:

- вакуумно-технологический комплекс (ВТК);
- тритиевая технологическая система (ТТС);
- система радиационной безопасности (СРБ);
- система аналитического контроля тритийсодержащих газовых смесей (САК).

Принципиальным отличием ТРТ от мировых термоядерных реакторов (ТЯР), таких как JET и ITER, являются мощность и размер, что соответственно приводит к уменьшению требуемых количеств изотопов водорода, необходимых для поддержания реакции. Проведённые расчёты и экспериментальные исследования выполнены, исходя из данных, что на один импульс токамака требуется 0,1 г трития, а общее количество трития в системе равно 20 г. Данные количества трития представляют собой незначительную долю от требуемых для более крупных отечественных (ДЕМО) и зарубежных установок (JET, ITER). По этой причине неприменимы и не рассматриваются некоторые известные технологии, например, разделение изотопов водорода методом низкотемпературной ректификации для получения изотопно-чистых трития и дейтерия.

Хранение топливных компонентов осуществляется на интерметаллиде ZrCo, который имеет достаточно высокую ёмкость по изотопам водорода ($200 \text{ нсм}^3/\text{г}$) и обеспечивает их сохранность в случае нештатных ситуаций, например, при разгерметизации. Тритий и дейтерий контролируемо выделяются из сорбционного аппарата при температурах выше $400 \text{ }^\circ\text{C}$ и направляются в тороидальную камеру ТРТ для проведения термоядерной реакции.

После откачки отработанная плазма направляется в систему очистки, где улавливаются ионы азота, кислорода и углерода, а также отделяются изотопы водорода от гелия. Химическая очистка проводится методом «горячих геттеров» с применением интерметаллического соединения ZrCo, а выделение смеси изотопов водорода — с помощью селективных палладий-серебряных мембран, которые обеспечивают химическую чистоту 99,99999% мол.

Ввиду малых потоков отделение протия из смеси изотопов водорода и получение чистых дейтерия и трития предлагается осуществлять методом термодиффузии. Метод имеет ряд значимых преимуществ, среди которых высокий изотопный эффект, простота и низкая металлоёмкость оборудования. После стадии разделения изотопов топливные компоненты возвращаются в систему хранения, а отвалы технологические потоки направляются в систему детритизации.

Очистка газовых потоков осуществляется методом фазового изотопного обмена. Сначала весь тритий окисляется до воды (НТО), а затем из паровой фазы переводится в жидкость. Метод ФИО обладает высокими значениями степени детритизации газового потока — около 10^6 раз (на колоннах высотой 2 м) и приводит к образованию меньшего количества тритийсодержащих РАО по сравнению с сорбционными методами улавливания паров воды. Для дополнительного снижения объёмов радиотоксичных отходов можно использовать метод химического изотопного обмена.

Аналитическое и радиометрическое оборудование САК обеспечивает контроль состава газов в тритиевом цикле, трития в отходах и воздухе рабочего помещения. В большинстве случаев может использоваться серийное оборудование.

ВЫВОДЫ

Топливные циклы большинства термоядерных установок имеют схожую структуру и требования. Несмотря на проведение многолетних программ научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ по этой тематике, эксперименты с тритием были проведены только на двух установках — JET и TFTR. В рамках работы предложена концептуальная схема тритиевого цикла токамака с реакторными технологиями, включающая системы вакуумно-технологического комплекса, тритиевую технологическую систему, систему радиационной безопасности и аналитического контроля тритийсодержащих газовых смесей. Отдельные системы тритиевого цикла токамака ТРТ прошли успешную экспериментальную верификацию, что создаёт предпосылки для их реализации в укрупнённых масштабах на пилотных установках.

Развитие данных направлений, интегрирование их в общий комплекс, отработка режимов позволят приблизиться к получению термоядерной энергии, основанной на реакции ядер дейтерия с тритием.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации «Росатом» в рамках договора от 17 мая 2023 г. № Н.4к.241.09.23.1057. Идентификатор государственного контракта 1770641334823000042. Данные по химическому и фазовому изотопному обмену, использованные в статье, были получены в работах, выполненных в рамках программы развития РХТУ им. Д.И. Менделеева «Приоритет-2030».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Изотопы:** свойства, получение, применение. Под ред. В.Ю. Баранова. — М.: ИздАТ, 2000. 704 с.
2. **Егоров Ю.А.** О радиационной опасности трития, нарабатываемого на АЭС. — Известия ТРТУ. Экология 2002 — море и человек, 2002, № 6(29), с. 10—19.
3. **Санитарные правила и нормативы СанПиН 2.6.1.2523-09.** Нормы радиационной безопасности НРБ-99/2009. Официальное издание: утверждены постановлением Главного государственного санитарного врача РФ от 7 июля 2009 г. № 47. Введены в действие 01.09.2009. — М.: Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2009. 100 с. В ISBN 978-5-7508-0805-2.
4. **Санитарные правила и нормативы СП 2.6.1.2612-10.** Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010). Официальное издание: утверждены постановлением Главного государственного санитарного врача РФ от 26 апреля 2010 г. № 40. Введены в действие 17.09.2010. — М.: Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2010. 83 с. В ISBN 978-5-7508-0939-4.
5. **Санитарные правила СП 2.6.1.05-04.** Радиационная безопасность при работе с тритием и его соединениями (СП РБ-РТС-04). Официальное издание: зарегистрировано Минюстом России 09.03.2004, рег. № 5332.
6. **Перевезенцев А.Н., Розенкевич М.Б., Субботин М.Л.** Концепция топливного цикла токамака Игнитор. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 1, с. 83—89.
7. **Капышев В.К., Давыдова Н.Б., Ионесян И.А. и др.** Тритиевый технологический комплекс экспериментальной установки управляемого термоядерного синтеза токамака с сильным полем (ТСП): Препринт ВНИИИМ 1998-4. — М., 1998. 36 с.
8. **Ривкис Л.А., Кравченко И.М., Прыкина И.Г. и др.** Контейнер для водорода и его изотопов. Патент № 2383955 С2. Российская Федерация, МПК G21F 5/00, № 2008114762/06, заявл. 15.04.2008, опубл. 10.03.2010.
9. **Перевезенцев А.Н., Розенкевич М.Б.** Технология трития для термоядерного реактора. — Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2019. 336 с.

10. **Shmayda W.T., Heics A.G., Kherani N.P.** Comparison of uranium and zirconium cobalt for tritium storage. Comparison of uranium and zirconium cobalt for tritium storage. — *J. of the Less Common Metals*, 1990, vol. 162, № 1, p. 117—127.
11. **Penzhorn R.-D., Devilliers M., Sirch M.** Evaluation of ZrCo and other getters for tritium handling and storage. — *J. of Nuclear Materials*, 1990, vol. 170, № 3, p. 217—231.
12. **Семенов А.А., Аникин А.С., Лизунов А.В. и др.** Тритий в расплаве жидкосолевого реактора с различной изотопной чистотой лития-7. — *ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы*, 2022, № 4(115), с. 66—82.
13. **Лидин Р.А.** Неорганическая химия в реакциях. Справочник. 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Дрофа, 2007.
14. **Блюменталь У.Б.** Химия циркония. Пер. с англ. Под ред. Л.Н. Комиссаровой и В.И. Спицына. — М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 341 с., 26 ил.
15. **Барбалат Ю.А., Власов Ю.Г., Демин В.А. и др.** Новый справочник химика и технолога: аналитическая химия. Под ред. И.П. Калинкина и др. — СПб: Мир и Семья, 2002. 964 с.
16. **Пьн Пью Аунг.** Получение изотопов неона, водорода и кислорода методом газовой термодиффузии. — *Перспективные материалы*, 2010, № 8, с. 225—229.
17. **Arita T., Yamanishi T., Okuno K. et al.** Experimental study of separative characteristics of cryogenic-wall thermal diffusion column for H—D and H—T mixtures. — *Fusion Eng. and Des.*, 1998, vol. 39—40, p. 1021—1026.
18. **Watson W.W., Howard A.J., Miller N.E. et al.** Isotopic thermal diffusion factors for helium and neon at low temperatures. — *Zeitschrift für Naturforschung A*, 1963, vol. 18, № 2, p. 242—245.
19. **Stier L.G.** The coefficients of thermal diffusion of neon and argon and their variation with temperature. — *Physical Review*, 1942, vol. 62, № 11—12, p. 548—551.
20. **Nier A.O.** The concentration of carbon 13 by thermal diffusion. — *Physical Review*, 1940, vol. 57, № 1, p. 30—34.
21. **Rozenkevich M., Pak Y., Marunich S. et al.** Main features of the technology for air detritiation in scrubber column. — *Fusion Science and Technology*, 2016, vol. 70, № 3, p. 435—447.
22. **Kveton O.K., Yoshida H., Koonce J.E. et al.** Design of the water detritiation and isotope separation systems for ITER. — *Fusion Technology*, 1995, vol. 28, № 3, p. 636—640.
23. **Букин А.Н., Мосеева В.С., Розенкевич М.Б.** Изотопная очистка газов, содержащих дейтерий и тритий, методом фазового изотопного обмена воды. — *Теоретические основы химической технологии*, 2018, т. 52, № 4, с. 384—390.
24. **Перевезенцев А.Н., Розенкевич М.Б., Пак Ю.С. и др.** Фазовый изотопный обмен воды как метод детритизации газов. — *Теоретические основы химической технологии*, 2013, т. 47, № 1, с. 54.
25. **Семенов А.А.** История и перспективы создания отечественных масс-спектрометров для изотопного анализа легких газов. — *ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы*, 2017, № 3(90), с. 74—87.



Александр Сергеевич Аникин, заместитель директора, начальник научно-исследовательского отдела; АО «ВНИИНМ», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия
ASAnikin@bochvar.ru



Александр Александрович Семенов, главный эксперт, к. хим. н.; АО «ВНИИНМ», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия



Алексей Владимирович Лизунов, директор отделения, к. техн. н.; АО «ВНИИНМ», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия
AVLizunov@bochvar.ru



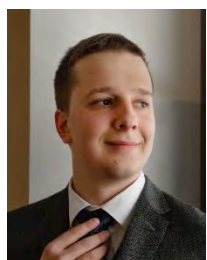
Михаил Борисович Розенкевич, профессор, д. хим. н.; РХТУ им. Д.И. Менделеева, 125047 Москва, Миусская пл. 9, стр. 1, Россия
rozenkev@mail.ru



Николай Борисович Родионов, г.н.с., д.ф.-м.н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
nbrodnik@trinititi.ru



Асхат Расихович Хайров, м.н.с.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
khayrov@trinititi.ru



Артем Владимирович Рудов, м.н.с.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия



Владимир Николаевич Кондрашов, в.н.с., к.ф.-м.н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия

Статья поступила в редакцию 15 марта 2024 г.

После доработки 6 апреля 2024 г.

Принята к публикации 10 апреля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 31—39.

УДК 621.039.6

КОНДИЦИОНИРОВАНИЕ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ

*А.С. Воронов, Г.Г. Гладуш, А.В. Рудов**АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Троицк, Россия*

В статье описан способ кондиционирования обращённых к плазме поверхностей вакуумной камеры. Эффективное кондиционирование поверхностей является важным аспектом для достижения максимальных параметров плазмы и минимизации количества срывов разряда. Простой способ кондиционирования — прогрев камеры до необходимых температур. Например, для удаления воды с поверхности, десорбции водорода и дейтерия из углеродосодержащих конструкций в токамаках применяется прогрев камеры до температур 150—400 °С. Но для токамака ТРТ с сверхпроводящей электромагнитной системой такой способ кондиционирования имеет определённые ограничения. Для уменьшения теплопритоков к катушкам электромагнитной системы вокруг вакуумной камеры и патрубков располагаются охлаждаемые экраны, которые в 100 раз уменьшают потоки тепла, поэтому кондиционирование вакуумной камеры токамака ТРТ с помощью тлеющего разряда становится предпочтительным. Исследованы режимы тлеющего разряда в гелии и водороде, определены оптимальные условия их проведения ($P \sim 4$ мТорр, $I = 12$ А). Процесс очистки камеры наиболее эффективен в тлеющем H_2 -разряде при температурах поверхности камеры $T < 100$ °С, что может быть подтверждено масс-спектрометрическими и оже-измерениями.

Ключевые слова: токамак с реакторными технологиями, инфраструктура, кондиционирование вакуумной камеры, тлеющий разряд, катодный слой тлеющего разряда.

CONDITIONING OF THE TOKAMAK VACUUM CHAMBER WITH REACTOR TECHNOLOGIES

*A.S. Voronov, G.G. Gladush, A.V. Rudov**JSC «SRC RF TRINITI», Moscow, Troitsk, Russia*

The paper describes a method of conditioning the plasma-facing surfaces of a vacuum chamber. Effective surface conditioning is an important aspect to achieve maximum plasma parameters and minimize the number of discharge failures. A simple way of conditioning is to warm up the chamber to the required temperatures. For example, to remove water from the surface, desorption of hydrogen and deuterium from carbon-containing structures in tokamak installations, the chamber is heated to temperatures of 150—400 °C. But for a TRT tokamak with a superconducting electromagnetic system, this method of conditioning has certain limitations. To reduce heat flows to the EMC coils, cooled screens are located around the vacuum chamber and the nozzles, which reduce heat flows by 100 times, therefore, conditioning the vacuum chamber of the TRT tokamak using a glow discharge becomes preferable. The modes of glow discharge in helium and hydrogen are investigated, the optimal conditions for their conduct are determined ($P \sim 4$ mTorr, $I = 12$ A). The chamber cleaning process is most effective in a smoldering H_2 discharge at chamber surface temperatures $T < 100$ °C, which can be confirmed by mass spectrometric and Auger measurements.

Key words: tokamak with reactor technologies, infrastructure, vacuum chamber conditioning, glow discharge, cathode layer of glow discharge.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-40-48

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее масштабным проектом строительства в рамках федерального проекта будет реконструкция комплекса токамака с сильным полем ТСП в АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», что предполагает совершенствование его технической системы до качественно нового уровня. Концепция и миссия токамака с реакторными технологиями ТРТ являются основной задачей, решаемой при реализации федерального проекта «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий» ФП-3 комплексной программы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года» (РТТН) [1]. В проекте ФП-3 разрабатываются базовые термоядерные технологии для магнитного удержания высокотемпературной плазмы: создание термоядерного энергетического реактора или термоядерного источника нейтронов (ТИН), предназначенного для питания гибридного реактора. Использование гибридных реакторов в структуре ядерной энергетики (достаточно доли порядка 15%) можно решить проблему обеспечения её топливом. Кроме того, при таком соотношении установок все гибридные реакторы будут

обеспечены тритием, наработанным в реакторах деления [1]. В ТРТ планируется использование электромагнитной системы на базе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП ЭМС), обеспечивающих работу токамака с большими магнитными полями 7—8 Тл. Вопросы инфраструктуры системы криогенного обеспечения проекта ТРТ с ВТСП ЭМС рассматривались ранее в [2]. Будут рассмотрены вопросы кондиционирования его вакуумной камеры. Кондиционирование обращённых к плазме поверхностей вакуумной камеры в токамаках — важная задача, целью которой является уменьшение потока примесей и водородосодержащих элементов со стенок камеры в плазменный разряд. Эффективное кондиционирование поверхностей является важным аспектом для достижения максимальных параметров плазмы и минимизации количества срывов разряда [3, 4].

Наиболее простым способом кондиционирования является прогрев камеры до необходимых температур. Например, для удаления воды с поверхности, десорбции водорода и дейтерия из углеродосодержащих конструкций в токамаках применяется прогрев камеры до температур 150—400 °С. Прогрев камеры осуществляется либо омическим способом — путём пропускания по ней электрического тока, либо нагревателями, установленными на поверхность камеры [5, 6]. Более удобно прогревать камеру теплоносителями (вода, газ), имеющими требуемую температуру [5]. Так, в частности, прогрев камеры ИТЭР предполагается осуществлять водой, нагретой до 220 °С и давлением 4 МПа [3]. Таким же способом можно прогревать двойную камеру токамака ТРТ, где щель между стенками камеры достаточно широкая ~20 см [4].

В [7] предлагается другой способ кондиционирования. Тороидальная разрядная камера Т-11М, прогреваемая текущим по ней индукционным током, по классической для токамаков традиции состоит из тонкостенных сильфонов с промежуточными толстостенными вставками [7]. Прогрев сильфонных стенок вакуумной камеры до высоких температур является эффективным методом их очистки от паров воды, однако часть их должна неминуемо оседать на её менее нагретых толстостенных патрубках и других плохо прогреваемых элементах. Для ускорения процесса подготовки вакуумной камеры Т-11М к работе периодически применяется приём, использованный впервые на токамаке ТСП, названный «осушением». После прогрева стенок до 150—220 °С вакуумная камера Т-11М наполнялась гелием при атмосферном давлении и выдерживалась в течение 1,5—2 ч. Примерно через 1 ч экспозиции температура её отдельных частей достигала 100 °С и выше, после чего «влажный» гелий откачивался из камеры вакуумными насосами и снова замещался на «сухой» при атмосферном давлении, который, в свою очередь, откачивался через 1 ч экспозиции. Операция повторялась трижды, после чего давление водяных паров в камере ТСП снижалось на порядок величины. За счёт конвекции газ поступал в отдалённые места камеры, заметно прогревал удалённые патрубки, а также толстостенные вставки вакуумной камеры. Экспериментальное наблюдение показало, что следующий этап подготовки стенок токамака — тлеющий разряд на гелии начался на Т-11М сразу «с зелёного свечения», т.е. со свечения нейтрального гелия, в то время как при обычной подготовке после перехода на тлеющий разряд в гелии плазма на протяжении почти двух недель продолжала светиться «белым» или «беловатым», что явно указывало на активное присутствие в плазме воды подобно тому, как это происходило в тлеющем разряде на водороде. Однако, учитывая большой объём вакуумной камеры токамака ТРТ и большой объём расхода требуемого гелия, нужно отметить высокую стоимость этого метода.

СВЧ-РАЗРЯД

Поверхность первой стенки (бланкет с защитным покрытием), обращённой к плазме, не является однородной и состоит из отдельных сегментов с образованием зон (карманов) между ними. Применение тлеющего разряда является эффективным способом очистки поверхности, обращённой к плазме. Но, как показали эксперименты на установке TEXTOR [8], тлеющий разряд не столь эффективен для очистки поверхностей в узких зазорах (в частности, между камерой и лайнером). Эффективным с этой точки зрения является СВЧ-разряд, который в качестве способа кондиционирования стенок разрядной камеры применялся ранее на установках IFT-2 [9], TEXTOR [8].

Вводимая СВЧ-мощность на частоте 2,45 ГГц составляла на установках IFT-2 и TEXTOR 2 кВт. Типичными параметрами плазмы в этих разрядах были электронная плотность $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, температура

электронов $T_e \sim 10$ эВ. В экспериментах на этих установках по кондиционированию стенок с помощью СВЧ-разряда было показано:

- эффективность очистки стенок в СВЧ-разряде и индукционном (тейлоровском) разряде при равной вкладываемой мощности примерно одна и та же (IFT-2);
- не было обнаружено существенной разницы в конечном результате процедуры очистки между тлеющим и СВЧ-разрядами. На TEXTOR в обоих случаях эффективный ионный заряд плазмы $Z_{\text{эф}}$ был уменьшен с 3 до 2;
- применение только СВЧ-разряда на установке PPP-2 позволило получить $Z_{\text{эф}} = 1$.

ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД

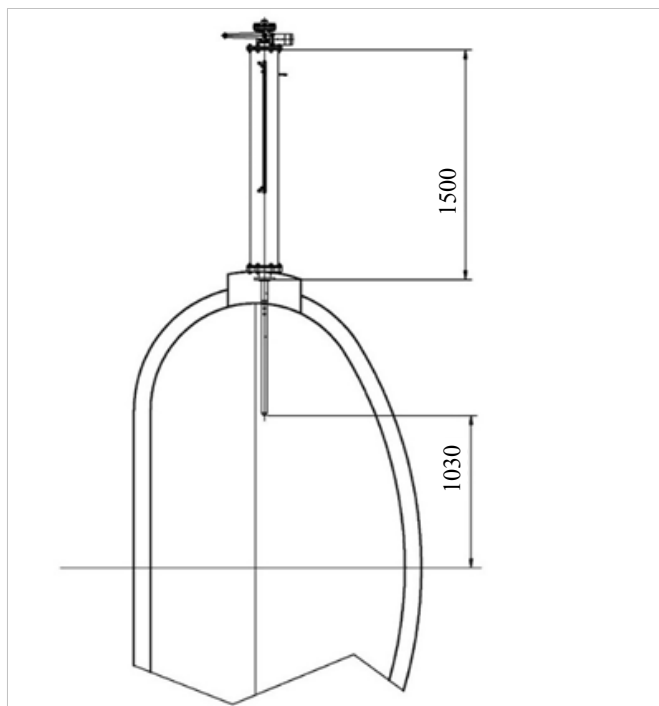


Рис. 1. Возможное размещение штыва тлеющего разряда на токамаке ТРТ

Этот тип разряда широко применяется на токамаках в силу относительной технической простоты реализации и своей эффективности. В основе этого метода лежит разряд с тлеющим катодом. Электрод (анод) вводится внутрь разрядной камеры, на который подаётся высокое положительное относительно камеры напряжение. Схема возможного размещения штыва тлеющего разряда показана на рис. 1 [4]. При напряжении 3—5 кВ в зависимости от чистоты стенок и давления рабочего газа ($P \sim 10^{-3}$ — 10^{-4} Торр) происходит пробой газа с последующим горением разряда при напряжении 300—500 В и токе в несколько ампер. Ионы рабочего газа, ускоряясь в области катодного падения напряжения, бомбардируют стенки камеры, удаляя таким образом различные примеси, препятствующие достижению максимальных параметров плазмы.

В зависимости от поставленной цели тлеющий разряд проводится в водороде (дейтерии), гелии или инертных газах. Для удаления кислорода, накопившегося на стенках камеры в процессе проведения экспериментов, применяется тлеющий разряд в водороде. Для последующего удаления водорода со стенок камеры, а также из углеродосодержащих внутрикамерных элементов, являющихся хорошим сорбентом водорода, применяется тлеющий разряд в гелии. Как правило, тлеющий разряд в среде тяжёлых инертных газов — ксеноне или аргоне применяется для удаления с поверхности карбидных плёнок. Тлеющий разряд загорается между одним или несколькими анодами, введёнными в камеру токамака, и всей стенкой камеры, служащей катодом. Напряжение между анодом и катодом при пробое газа может составлять в зависимости от материала стенки, её чистоты, давления газа и особенностей установки до 1—5 кВ и зависит от предварительной подготовки камеры и других факторов (длительность откачки, предельный вакуум, скорость натекания, условия на стенке). Достижение этих условий индивидуально для каждой установки, и его алгоритм может быть выработан только опытным путём на основе нескольких последовательных приближений. Последующее горение разряда происходит при напряжении 200—500 В с током несколько ампер [10—12].

Для проведения режима тлеющего разряда на Т-15 имелись четыре подвижных штыва. Каждый из четырёх подвижных штывей через вакуумный затвор устанавливался на фланец верхнего вертикального патрубка токамака, также обеспечивалось размещение электрода в произвольной точке от периферии до центра камеры токамака без нарушения вакуума в камере [12, 13]. При необходимости штыви могли быть удалены из камеры установки без нарушения вакуума. Материалом штыва может быть молибден, титан или графит.

КОНСТРУКЦИЯ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ТРТ

На рис. 2 показана конфигурация вакуумной камеры с нейтронной защитой на наружной поверхности.

Основные технические характеристики вакуумной камеры [4]:

Основные размеры корпуса камеры:	
высота, м . . .	3,958
наружный диаметр, м . . .	6,68
внутренний диаметр, м . . .	2,86
толщина оболочек, мм . . .	25
толщина рёбер, связывающих оболочки, мм . . .	25
количество секторов камеры для сборки на монтажной площадке, шт. . . .	4
площадь внутренней поверхности корпуса камеры, м ² . . .	120
объём камеры, м ³ . . .	70
масса корпуса камеры с патрубками, т . . .	300
Количество и апертура патрубков:	
экваториальные (1000×630 мм), шт. . . .	11
верхние (500×100 мм), шт. . . .	16
нижние для альтернативного дивертора (180×100 мм), шт. . . .	16
инжекторные (350×1000 мм), шт. . . .	3
диверторные (310/520×750 мм), шт. . . .	16
Технические характеристики:	
рабочая температура камеры, °С . . .	30
рабочее давление воды, МПа . . .	1,0 ± 0,3
температура прогрева (после разгерметизации), °С . . .	170 ± 10
давление воды в режиме прогрева, МПа . . .	Не более 1,0 ± 0,3
предельное фоновое давление, Па . . .	3×10 ⁻⁶

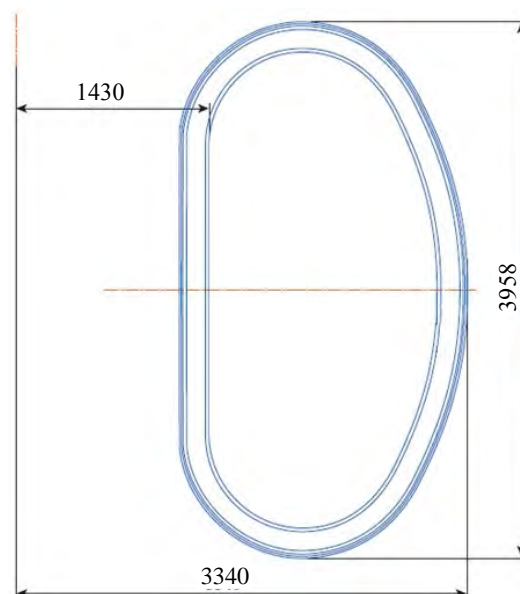


Рис. 2. Конфигурация вакуумной камеры с нейтронной защитой на наружной поверхности

ФИЗИКА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ГАЗАХ

Физика тлеющего разряда, используемого для кондиционирования вакуумных камер токамаков, состоит из двух разделов. Физические процессы, определяющие зажигание газового разряда, описываются кривыми Пашена. После пробоя можно на порядок снизить напряжение, основные процессы будут сосредоточены в узком слое вблизи катода — в катодном слое. Основы физики тлеющего разряда изложены Энгелем и Штенбеком [14]. Основные параметры: α — первый коэффициент Таунсенда, определяющий число пар заряженных частиц, образуемых электроном на единице длины; γ — второй коэффициент Таунсенда — отношение числа свободных электронов, возникающих у поверхности катода, к числу ионов, попадающих на катод. Первый коэффициент Таунсенда при малых полях может быть представлен в виде

$$\alpha = A \exp(-Bp/E). \tag{1}$$

В табл. 1 приведены величины коэффициентов A и B , заимствованные из [14]. Они получены в результате сравнения экспериментально измеренных значений α с аналитическим выражением (1).

Таблица 1. Константы A и B в уравнении (1)

Газ	A , см ⁻¹ ·Торр ⁻¹	B , В·см ⁻¹ ·Торр ⁻¹	Область применимости, см ⁻¹ ·Торр ⁻¹	Газ	A , см ⁻¹ ·Торр ⁻¹	B , В·см ⁻¹ ·Торр ⁻¹	Область применимости, см ⁻¹ ·Торр ⁻¹
He	3	34	20—150	H ₂	5	130	150—600
Ne	4	100	100—400	N ₂	12	340	100—600
Ar	14	180	100—600	CO ₂	20	470	500—1000
Kr	17	240	100—1000	H ₂ O	13	290	150—1000
Xe	26	350	200—800	Hg	20	370	200—600

Если температура газа при данных изменениях параметров газа остаётся постоянной, то закон Пашена можно сформулировать для величин давления p и расстояния L между электродами:

$$U_{\text{зак}} = \frac{B(pL)}{\ln \left[\frac{A}{\ln(1+1/\gamma)} \right] + \ln(pL)}; \quad (2)$$

$$(pL)_{\text{мин}} = \frac{e}{A} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right); \quad (3)$$

$$U_{\text{мин}} = B(pL)_{\text{мин}}. \quad (4)$$

Функция (2) имеет минимум при (3), причём её минимальное значение равно (4).

Вычисление потенциалов зажигания по формуле (2) с экспериментальными значениями констант A и B

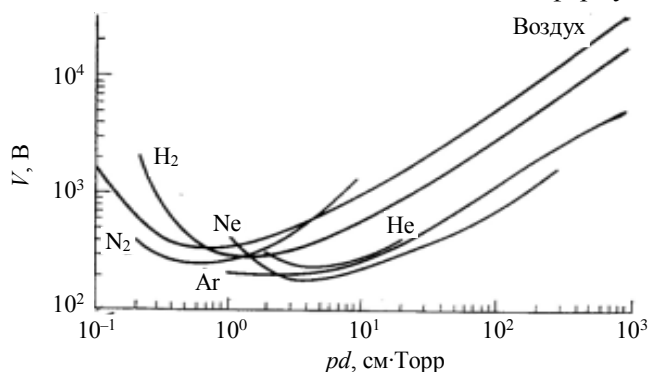


Рис. 3. Зависимости потенциалов зажигания от pd (кривые Пашена) для различных газов

даёт удовлетворительное согласие с опытом. Зависимости $V(pd)$ — так называемые кривые Пашена для нескольких газов показаны на рис. 3.

Интересны закономерности при уменьшении pd — левая ветка рисунка. Это связано с необходимостью работы по очистке стенок вакуумной камеры поджиганием разряда в рабочем газе невысокого давления $p \sim$ мТорр. Как видно из рис. 3, при $pd < (pd)_{\text{мин}}$ величина напряжения пробоя существенно возрастает. Выражение (4) для расчёта напряжения пробоя описывает $pl > (pl)_{\text{мин}}$. Потенциал зажигания резко возрастает при уменьшении $pl < (pl)_{\text{мин}}$:

$$(pl)_{\infty} = A^{-1} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) = e^{-1} (pl)_{\text{мин}}. \quad (5)$$

Например, для He согласно (2) при $pl = 2$ Торр·см $U_{\text{пр}} \sim 1,5$ кВ.

Физическая причина этого связана с тем, что при малых pl электрон испытывает мало столкновений, он может уйти на анод, не совершив ионизации [14—17].

КАТОДНЫЙ СЛОЙ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Как отмечалось во введении, в процессе прогрева камеры интенсивный процесс обезгаживания начинался при температурах 150—170 °С. Интенсивное газоотделение позволило снизить концентрацию водяных паров в камере после её прогрева и остывания до комнатных температур с давления $8 \cdot 10^{-7}$ Торр до давления $1 \cdot 10^{-7}$ Торр и уменьшить величину фонового давления с $P = 1 \cdot 10^{-6}$ Торр до $P = 1,5 \cdot 10^{-7}$ Торр. Вакуумная камера токамака и её патрубки (наружные поверхности) могут иметь достаточно высокую температуру до 170 °С. Однако обезгаживание стенок вакуумной камеры путём нагрева стенок в условиях токамака ТРТ сопряжено с некоторыми трудностями, связанными с охлаждением катушек ЭМС с помощью сверхпроводников.

Поэтому кондиционирование вакуумной камеры с помощью тлеющего разряда становится предпочтительным. Исследованы режимы тлеющего разряда в гелии и водороде и определены оптимальные условия их проведения ($P \sim 4$ мТорр, $I = 12$ А). На основе масс-спектрометрических и оже-измерений можно заключить, что процесс очистки камеры наиболее эффективен в тлеющем H_2 -разряде при температуре поверхности камеры $T < 100$ °С.

Рассмотрим ситуацию, сложившуюся после пробоя газового промежутка и сильного снижения напряжения на нём. Во всём промежутке анод—катод складываются положительный столб и катодный слой. Рассмотрим плоский слой, примыкающий к катоду при $x = 0$, а справа на расстоянии $x = d \ll L$ — положительный столб. На катоде, как и при пробое, выполняется условие вторичной эмиссии:

$$I_{\text{ек}} = \gamma I_{+\text{к}}, \quad (6)$$

где $I_{\text{ек}}$ — электронный ток с катода; $\gamma I_{+\text{к}}$ — ионный ток на катод.

Равенство (1) распространяется и на катодный слой $L = d$. С учётом (2) и (1) получим для катодного падения $V_k = E_k d$:

$$\frac{E_k}{p} = \frac{B}{C + \ln(pd)}; \quad V_k = \frac{Bpd}{C + \ln(pd)}; \quad C = \ln \frac{A}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}. \quad (7)$$

Масштаб плотности положительных ионов в слое определяется уравнением с $n_e \ll n_+$ по порядку величины:

$$n_+ = (4\pi e)^{-1} dE/dx \sim E_k/4\pi ed, \quad (8)$$

причём здесь уже подразумевается, что $E(x)$ на самом деле не «ступенька», а падает монотонно от E_k до 0 на расстоянии d . Отсюда найдём связь E_k с плотностью тока. Заменяя равенство по порядку величины просто равенством, получим

$$I = e\mu_+ n_+ E = \mu_+ E_k^2 / 4\pi d = \mu_+ V_k^2 / 4\pi d^3, \quad (9)$$

где μ_+ — подвижность ионов с учётом закона подобия;

$$\frac{I}{p^2} = \frac{(\mu_+ p) V_k^2}{4\pi (pd)^3} \quad (10)$$

или, если подставить сюда выражение для V_k :

$$\frac{I}{p^2} = \frac{(\mu_+ p) B^2}{4\pi (C + \ln(pd))^2 (pd)}. \quad (11)$$

Эта формула даёт связь плотности тока с толщиной слоя, а вместе с формулой (9) определяет параметрическую зависимость E_k и V_k от I (параметром служит pd).

Из (11) приближенно можно определить pd и подставить его в (7) для расчёта величины катодного падения

$$V_k = \frac{\mu_+ (pB)^3}{4\pi \left[\ln \frac{A}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)} + \ln(pd) \right]^3 I}. \quad (12)$$

Эта формула приближенно описывает левую часть рисунка зависимости V_k от тока, когда катодное падение уменьшается с ростом тока.

Катодное падение V_k как функция I имеет минимум. Положение и величина минимума, очевидно, совпадают в данном приближении с параметрами минимального напряжения пробоя разрядного промежутка. Удобно все формулы представить в безразмерной форме, введя в качестве масштабов величины, соответствующие минимуму функции $V_k(I)$. Обозначим эти масштабы индексом «н», а безразмерные величины — знаком «тильда»:

$$\tilde{V} = \frac{V_k}{V_n}; \quad \tilde{E} = \frac{E_k}{E_n} = \frac{E_k/p}{E_n/p}; \quad \tilde{d} = \frac{pd}{(pd)_n}; \quad \tilde{I} = \frac{I}{I_n}. \quad (13)$$

Масштабы V_n , E_n/p , $(pd)_n$ совпадают с параметрами V_{\min} , $(E/p)_{\min}$, $(pd)_{\min}$, которые даются формулами (3) и (4):

$$\frac{I_n}{p^2} = \frac{(\mu_+ p) V_n^2}{4\pi (pd)_n^3}. \quad (14)$$

Формулы (7) приобретают вид

$$\tilde{V} = \frac{\tilde{d}}{1 + \ln \tilde{d}}; \quad \tilde{E} = \frac{1}{1 + \ln \tilde{d}}; \quad \tilde{I} = \frac{1}{\tilde{d} (1 + \ln \tilde{d})^3}. \quad (15)$$

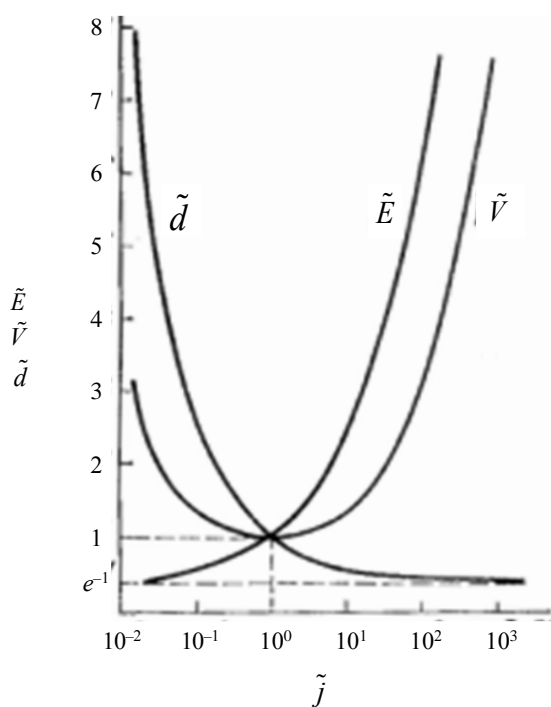


Рис. 4. Зависимость катодного падения, поля на катоде и толщины катодного слоя от плотности тока в безразмерных переменных

Зависимости поля на катоде, катодного падения и толщины катодного слоя от плотности тока, выражаемые этими формулами, показаны на рис. 4.

Асимптотически при $\tilde{I} \rightarrow \infty$ толщина катодного слоя стремится к конечному пределу $\tilde{d} \rightarrow e^{-1} = 0,37$, а катодное падение и поле растут как $\tilde{V} \sim \tilde{E} \sim \tilde{j}^{\frac{1}{2}}$. Реально при очень больших плотностях тока катод разогревается, и термоэлектронная эмиссия преобладает над вторичной. Происходит переход к дуговому разряду, где все процессы у катода протекают совсем иначе, так что формулы (15) имеют смысл только до какого-то верхнего предела по I .

В пределе $\tilde{I} \rightarrow 0$ толщина слоя d по формулам (15) неограниченно возрастает, но когда «катодный слой» вырастает до самого анода, формулы (15) теряют смысл. При $d = L$ напряжение V_k по (15) совпадает с потенциалом зажигания промежутка $V_i(pL)$, I по формуле (14) с точностью до численного коэффициента порядка единицы совпадает с характерной величиной I_L .

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Изложенная модель одномерного тлеющего разряда имеет большую область применения даже для сложной геометрии, встречающейся на практике. Это обусловлено тем, что реальные размеры площади, поставляющей ток на стенки токамака (катод), существенно больше толщины катодного слоя. Более того, с увеличением подаваемого в цепь тока ток захватывает новые участки на поверхности катода. Катодное падение потенциала и толщина катодного слоя остаются постоянными до тех пор, пока поверхность катода не будет покрыта полностью. При этом значения катодного падения и плотности катодного тока совпадают с минимумом V_k и I_k на рис. 4. Тлеющий разряд, горящий в этом режиме, называется нормальным. Соблюдение постоянной плотности тока при увеличении полного тока в электрической цепи доказано путём проведения двумерных численных расчётов [19] (рис. 5, 6). Видно, что с ростом тока I в цепи плотность тока на катоде не изменяется. Это говорит о росте катодного пятна пропорционально току, что соответствует закону нормальной плотности тока.

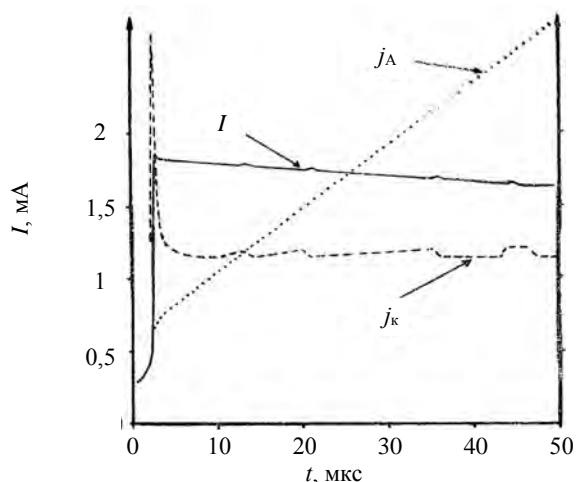


Рис. 5. Изменение со временем полного тока I (мА), плотности тока на катоде j_k и плотности тока на аноде j_A . Напряжение на источнике питания 700 В

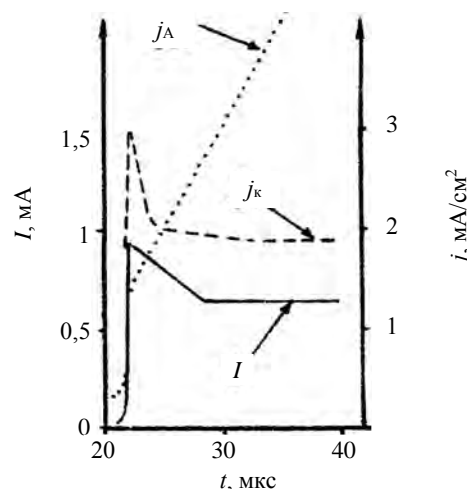


Рис. 6. Изменение со временем полного тока I (мА), плотности тока на катоде j_k и плотности тока на аноде j_A . Напряжение на источнике питания 500 В

Значения $V_n(pd)_n$ совпадают с параметрами для пробоя разрядного промежутка [3, 4]. Плотность тока нормального разряда J_n приближенно определяется из выражения (14). Например, для неона $V_n = 150$ В, $(pd)_n = 0,72$ см·Торр, $J_n = 6 \cdot 10^{-6}$ А/(см·Торр)², при $p = 1$ Торр $J_n = 6 \cdot 10^{-6}$ А/см². Для кондиционирования вакуумной камеры токамака ТРТ, площадь внутренней поверхности которой 120 м², в электрической цепи необходимо поддерживать ток 7,2 А. Сопоставление экспериментальных и теоретических значений нормального тлеющего разряда для различных газов представлено в табл. 2 [20].

Т а б л и ц а 2. Сопоставление экспериментальных и теоретических значений нормального тлеющего разряда для различных газов

Газ	U_k , В		j/p^2 , мкА·(см·мм рт.ст.) ⁻²		p/k , см·мм рт.ст.	
	Эксперимент	Расчёт	Эксперимент	Расчёт	Эксперимент	Расчёт
Ne	59—177	143	2—5	1,6	1,30—1,45	2,6
Ne	75—220	154	5—18	1,2	0,64—1,62	2,1
Ar	64—165	146	20—160	4,5	0,29—0,33	0,9
Kr	215	196	43	2,1	0,26	1,1
Xe	306	212	16	6,2	0,23	0,7
H ₂	94—276	195	64—110	23,0	0,16—1,00	1,5
N ₂	157—233	213	380—400	15,0	0,31—0,42	0,7

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье описаны различные способы кондиционирования вакуумной камеры токамаков. Наиболее простым способом кондиционирования является прогрев камеры до необходимых температур. Например, для удаления воды с поверхности, десорбции водорода и дейтерия из углеродосодержащих конструкций в токамаках применяется прогрев камеры до температур 150—400 °С [18]. Однако обезгаживание стенок вакуумной камеры путём нагрева стенок в условиях токамака ТРТ сопряжено с некоторыми трудностями, связанными с охлаждением катушек ЭМС из сверхпроводников. Поэтому кондиционирование вакуумной камеры с помощью тлеющего разряда становится предпочтительным. Исследованы режимы тлеющего разряда в гелии и водороде, определены оптимальные условия их проведения ($P \sim 4$ Торр, $I = 12$ А). На основе масс-спектрометрических и оже-измерений можно заключить, что процесс очистки камеры наиболее эффективен в тлеющем H₂-разряде при невысоких температурах поверхности камеры $T < 100$ °С. Для расчёта потенциала зажигания разряда в вакуумной камере достаточно воспользоваться кривыми Пашена при pd , при котором напряжение пробоя минимально. Необходимо учитывать, что уменьшение pd меньше $(pd)_{\min}$ приводит к резкому росту напряжения пробоя всех газов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ильгисонис В.И., Ильин К.И., Новиков С.Г., Оленин Ю.А. О программе российских исследований в области управляемого термоядерного синтеза и плазменных технологий. — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 11, с. 963—969.
2. Гладуш Г.Г., Лазукин А.В., Рудов А.В., Родионов Н.Б. Инфраструктура системы криогенного обеспечения токамака с реакторными технологиями. — Вестник МЭИ, 2023, № 3, с. 130—137.
3. ITER Physics Basis. — Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, № 12, p. 2579.
4. Антропов Д.А., Бондарь А.В., Кедров И.В. и др. Криостат и вакуумная камера TRT. — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 12, с. 1146—1151.
5. Alkhimovich V.A., Vertiporokh A.N., Igon'kina G.B., Khvostenko P.P. et al. T-15 plasma chamber design and testing. — Plasma Devices and Operations, 1992, vol. 2, Issue 1, p. 27—46.
6. Garnov V.N., Kabanovsky S.V., Khvostenko P.P. et al. OHMIC BAKING.
7. Морозов В.А., Шербак А.Н., Мирнов С.В. Альтернативная возможность в технологии начальной подготовки разрядной камеры токамака к плазменному эксперименту на примере ТСП и Т-11М. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 5—10.
8. Sakamoto Y. Proc. — In: IX-th Intern. Vacuum Congress. Madrid, 1983, p. 716.
9. Sakamoto Y., Ishibe Y., Yano K. et al. Electron cyclotron resonance discharge leaning of JFT-2 Tokamak (Jaeri). — J. Nucl. Mater., 1980, vol. 93—94, p. 333—337.
10. Hagelaar G.I.M., Kogut D., Douai D., Pitts R.A. Modelling of tokamak glow discharge cleaning I: physical principles. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2015, vol. 57, 025008 (14 p.).
11. Saibene G. et al. Review of vacuum vessel conditioning procedures at IET and their impact on plasma operation. — J. Nucl. Mater., 1995, vol. 220—222, p. 617—622.

12. **Khvostenko P.P., Alexandrov E.V., Anashkin I.O. et al.** Design and testing of protective graphite shield for tokamak-15 discharge chamber and moveable electrodes for glow discharge. — In: Proc. of the 20th Sym. on Fusion Technology. Marseille, France, 7—11 September 1998, vol. 1, p. 169—172; System upgrade for wall conditioning of tokamak-15 discharge chamber. — In: Proc. of the 19th Symp. on Fusion Technology. Lisbon, Portugal, 16—20 September 1996, vol. 1, p. 515; Cleaning of IFT-2 Tokamak (Iaeri). — J. Nucl. Mater., 1980, vol. 93—94, p. 333—337.
13. **Дулла Н.А.** Glow discharge techniques for conditioning high vacuum systems. — J. Vac. Sci. Technol., 1988, vol. A6 1276—1287.
14. **Энгель А., Штеенбек М.** Физика и техника газового разряда. — М.: ОНТИ. 1935.
15. **Смирнов Б.М.** Физика слабоионизованного газа. — М.: Наука, 1978.
16. **Райзер Ю.П.** Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980.
17. **Грановский В.Л.** Электрический ток в газе (установившийся ток). — М.: Наука, 1971.
18. **Wang Junru A.B., Hu Jiansheng A., Yu Yaowei A., Cao Bin A.** Recovery of vacuum condition and plasma performance after vessel vent in EAST tokamak. — Vacuum, 2021, vol. 183, p. 109854.
19. **Гладуш Г.Г., Самохин А.А.** Теоретическое рассмотрение электродинамической неустойчивости тлеющего разряда. Закон нормальной плотности тока: Препринт ИАЭ-3103, 1978. 21 с.
20. **Ward A.L.J.** — Appl. Phys., 1962, vol. 33, p. 2789.



Алексей Сергеевич Воронов, Ph.D. degree in Chemical Engineering, первый заместитель генерального директора по науке; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
voronov@triniti.ru



Геннадий Григорьевич Гладуш, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
gladush@triniti.ru



Артем Владимирович Рудов, младший научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
rudov.a@triniti.ru

Статья поступила в редакцию 4 марта 2024 г.

После доработки 5 апреля 2024 г.

Принята к публикации 10 апреля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 40—48.

УДК 538.971

ИСПЫТАНИЯ ВОЛЬФРАМОВОЙ ОБЛИЦОВКИ ДИВЕРТОРА В ПЛАЗМЕННОЙ УСТАНОВКЕ ПЛМ

*В.П. Будаев^{1,2}, С.Д. Федорович¹, А.В. Дедов¹, Д.И. Кавыркин^{1,3}, А.В. Карпов^{1,2}, М.В. Лукашевский¹,
А.В. Захаренков¹, М.В. Губкин¹, К.В. Чан¹, К.А. Rogozin^{1,2}, А.А. Коньков¹, А.И. Губанова¹*

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

³ОИВТ РАН, Москва, Россия

Созданная плазменная установка ПЛМ используется для испытаний теплозащитной облицовки внутрикамерных компонентов термоядерного реактора стационарными плазменными потоками с параметрами, аналогичными пристеночной и диверторной плазме токамака. ПЛМ представляет собой линейную магнитную ловушку с мультикасповой схемой магнитного поля. Особенностью установки является стационарный режим многочасовой работы с замагниченной плазмой с высокими параметрами. Вольфрамовые модули, изготовленные по технологии дивертора ИТЭР, испытаны стационарными нагрузками на материал от ~1 до ~5 МВт/м². Для дополнительной нагрузки на вольфрам во время плазменных испытаний использовался лазер с мощностью, моделирующей уровень ЭЛМов. Не наблюдалось значительных макроскопических изменений поверхности, крупномасштабных трещин или раскалываний на поверхности, значительной эрозии вольфрамового образца при плазменных испытаниях. Были выявлены следы дуговых процессов на обращенной к плазме вольфрамовой поверхности при плазменных испытаниях. Планируются дополнительные испытания вольфрамовой охлаждаемой облицовки внутрикамерных компонентов с целью оценки их эрозии в ИТЭР и выработки рекомендаций конструкций теплозащитной облицовки камеры ТИН.

Ключевые слова: материалы термоядерного реактора, вольфрам, плазменно-тепловые испытания, дивертор, первая стенка, ИТЭР.

TESTING OF TUNGSTEN PLASMA-FACING COMPONENTS OF A DIVERTOR IN PLM PLASMA DEVICE

*V.P. Budaev^{1,2}, S.D. Fedorovich¹, A.V. Dedov¹, D.I. Kavyrshin^{1,3}, A.V. Karpov^{1,2}, M.V. Lukashevsky¹,
A.V. Zakharenkov¹, M.V. Gubkin¹, Q.V. Tran¹, K.A. Rogozin^{1,2}, A.A. Konkov¹, A.I. Gubanova¹*

¹National Research University, «MPEI», Moscow, Russia

²NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

³Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The created plasma device PLM-M is used to test the heat-shielding lining of the in-vessel components of a thermonuclear reactor with steady-state plasma having parameters similar to the near-wall and divertor plasma of a tokamak. The PLM-M is a linear magnetic trap with a multicusp magnetic field. A special feature of the device is the many hours of steady state operation with magnetized plasma of high parameters. Tungsten modules manufactured using ITER divertor technology have been tested with high-heat loads from ~1 to ~5 MW/m². There were no significant macroscopic surface changes, large-scale cracks or splits on the surface, or significant erosion of the tungsten layout during plasma tests. For additional load on the tungsten during plasma tests, a laser with a power simulating the level of ELMs was used. Traces of arcs were detected on the plasma-facing tungsten surface of the model during plasma tests. Additional tests of cooled tungsten modules of in-vessel components are planned in order to estimate their erosion in the ITER and develop recommendations for in-vessel component design for the FNS.

Key words: nuclear fusion materials, tungsten, high heat flux plasma tests, divertor, first wall, ITER.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-49-57

ВВЕДЕНИЕ

Для обеспечения сооружения термоядерного источника нейтронов (ТИН) на основе токамака-реактора в России проводятся исследования и разработка охлаждаемых теплозащитных облицовок дивертора и первой стенки. Взаимодействие плазмы с материалами, обращенными к плазме, в токамаке будет в значительной мере определять максимально достижимые параметры плазмы в реакторе и срок его службы [1]. Материал теплозащитной облицовки камеры реактора будет подвергаться тепловой нагрузке, которая будет максимальной в зоне контакта магнитной сепаратрисы с диверторными пластинами. Вольфрам планируется использовать для изготовления компонентов первой стенки и дивертора в

установках реакторного масштаба: в ИТЭР будут эксплуатироваться вольфрамовый дивертор [2, 3] и первая стенка, рассматриваются вопросы использования вольфрама в ТИН и реакторе ДЕМО.

Ожидаемые плазменно-тепловые нагрузки на пластины дивертора (на основании расчётов для ИТЭР [2]) в токамаке масштаба ИТЭР в стационарной стадии DT-разряда будут достигать $\sim 10\text{--}15\text{ МВт}\cdot\text{м}^{-2}$, приводя к повышению температуры поверхности материала в среднем до $\sim 1100\text{ }^\circ\text{C}$. На первую стенку плазменно-тепловая нагрузка будет более $1\text{ МВт}/\text{м}^2$. В срывах и ЭЛМах импульсные кратковременные нагрузки на диверторные пластины будут достигать величины гигаваттного масштаба $0,6\text{--}3,5\text{ ГВт}\cdot\text{м}^{-2}$ [4], что будет приводить к периодическим повышениям температуры материала до величины, близкой к температуре плавления вольфрама. Такие мощные нагрузки могут привести к перегреву поверхности, формированию трещин и даже плавлению вольфрама [1]. Поэтому необходимо оценить последствия возможного плавления и растрескивания вольфрама, рекристаллизации, формирования неоднородных и пористых слоёв на поверхности вольфрамовых пластин при критических и субкритических тепловых нагрузках, образования пылевых частиц после разрушения таких слоёв.

Исследования стойкости вольфрама при мощных плазменно-тепловых нагрузках выполнялись в экспериментах на токамаках JET, AUG, T-10, Alcator C-Mod, стеллараторе LHD, линейных плазменных установках, импульсных плазменных ускорителях типа КСПУ-Т, в электронно- и ионно-лучевых установках, в лазерных экспериментах [1, 5—8].

Следует отметить, что некоторые важные процессы, которые могут приводить к разрушению вольфрамовых пластин дивертора в термоядерном реакторе (ИТЭР, ТИН и ДЕМО), не исследовались в экспериментах. По этой причине требуется проведение дополнительных исследований, направленных на разработку элементов охлаждаемой теплозащитной облицовки камеры разрабатываемого термоядерного источника нейтронов ТИН, термоядерных реакторов ИТЭР и ДЕМО, а также на обеспечение экспериментальных исследований в токамаках Т-15МД и ТРТ.

Исследования предыдущих лет [1, 5—13] показали перспективность применения для задач испытаний внутрикамерных компонентов реакторов линейных установок с замагниченной плазмой — симуляторов дивертора. Для этих целей сооружена установка ПЛМ на базе прототипа [14—16], в 2021—2023 гг. проведена значительная модернизация этой установки. Установка ПЛМ с параметрами, аналогичными параметрам нескольких самых мощных установок в мире, не имеет аналогов в России. В статье представлены описание установки ПЛМ и первые результаты плазменных испытаний вольфрамовых компонентов, которые могут быть рассмотрены как прототипы компонентов теплозащитной облицовки первой стенки и дивертора термоядерного реактора.

ПЛАЗМЕННАЯ УСТАНОВКА ПЛМ

Плазменная установка ПЛМ (плазменный линейный мультикап) (рис. 1) сооружена на основе прототипа [14—16]. Установка представляет собой линейную магнитную ловушку с мультикасповой схемой магнитного удержания плазмы. Используются продольное магнитное поле, создаваемое катушкой с током, и система радиальных магнитных полей, которые формируются постоянными неодимовыми магнитами. В результате создаётся мультикасповая конфигурация магнитного поля — восьмипольный мультикасп. Особенностью этой установки является стационарный режим многочасового удержания плазмы, что представляет преимущество для испытаний кандидатных материалов термоядерного реактора, исследований физики турбулентной плазмы, отработки плазменных технологий. Мощный плазменный поток в ПЛМ применяется для испытания материалов и внутрикамерных конструкций термоядерного реактора, а также для облучения материалов с целью их модификации и достижения новых физико-химических свойств.



Рис. 1. Плазменная установка ПЛМ

Установка ПЛМ (рис. 2) состоит из разрядной камеры, вакуумной и газовой системы, магнитной системы. Ток в плазменном разряде создаётся и поддерживается системой питания из источников постоянного тока. Для диагностики плазмы используются оптическая эмиссионная спектроскопия и зондовые методы.

Разрядная камера установки водоохлаждаемая, диаметром 0,16 м и длиной 0,72 м, имеет цилиндрическую форму и изготовлена из нержавеющей немагнитной стали. Разрядная камера имеет патрубки, используемые для диагностики плазмы и установки в камере испытываемых образцов и конструкций. Своим выходным фланцем разрядная камера соединена с ресиверной камерой большого объёма (1 м диаметром и 1 м длиной), изготовленной из нержавеющей немагнитной стали.

Продольное магнитное поле до 0,03 Тл в разрядной вакуумной камере установки создаётся катушкой соленоида, установленной поверх разрядной камеры (см. рис. 2). Питание катушки продольного магнитного поля обеспечивается стабилизированным источником питания. Для создания мультипольной магнитной конфигурации (аналог «палок Иоффе») применяются постоянные магниты. Неодимовые магниты марки N45H размером 45×15×15 мм с магнитной индукцией 1,32—1,38 Тл (на поверхности) располагаются внутри восьми закреплённых вдоль разрядной камеры установок кассет из немагнитной стали, создавая магнитное поле [15]. Вблизи стенок камеры, где радиальная компонента поля максимальна, магнитная индукция определяется, в основном, азимутальной компонентой полей постоянных магнитов восьмиполусной системы. Вблизи стенок вакуумной камеры она достигает 0,2 Тл.

Катод из тантала установлен на торцевом фланце разрядной камеры. Плазменный поток истекает из разрядного промежутка через отверстие в медном аноде диаметром 3,5 см.

Ресиверная камера обеспечивает приём плазменных потоков, истекающих из магнитной ловушки. Такая схема моделирует потоки плазмы в градиентных магнитных полях, например, в диверторе токамака, а также условия для отработки технологии плазменного электрореактивного двигателя.

Для вакуумной откачки используются безмасляные форвакуумные насосы и турбомолекулярный насос, соединённые через вакуумные задвижки с ресиверной камерой. Насосы обеспечивают эффективную откачку. В режиме подготовки эксперимента в разрядной камере давление остаточных газов не превышает $1 \cdot 10^{-6}$ Торр, в ресивере — $6 \cdot 10^{-7}$ Торр, что обеспечивает высокие характеристики плазменного разряда при проведении экспериментов. Для дегазации стенки ресивера, имеющей большую площадь, используется система её прогрева до температуры 80 °С нагревателями, установленными поверх камеры. Дегазация стенок разрядной камеры достигается в рабочих плазменных разрядах, в которых высокая тепловая нагрузка приводит к эффективной очистке стенок.

В проведённых экспериментах гелий использовался как плазмообразующий газ, который подавался через автоматически регулируемые клапаны в зону катода с расходом 0,15 г/см³. Для поддержания постоянства расхода используется регулируемая заслонка на выходе из вакуумной камеры к системе откачки. Давление в камере установки при этом составляет $(2—4)10^{-2}$ Торр. Газовая система установки включает в себя сменные газовые баллоны большой ёмкости и допускает использование в экспериментах в качестве плазмообразующих газов аргона, азота, водорода, ксенона и криптона.

Плазма в разрядной камере ПЛМ генерируется в результате процесса ступенчатой ионизации электронным ударом атомов плазмообразующего газа (гелия), который натекает через регулируемый клапан в разрядную вакуумную камеру. Необходимая для процесса ступенчатой ионизации плотность тока электронов обеспечивается электронной термоэмиссией с катода, изготовленного из тантала. Нагрев плазмы осуществляется током в плазменном разряде в электрическом поле между катодом и заземлённым анодом. Система питания и конструкция катода позволяют достичь ток в плазменном разряде до

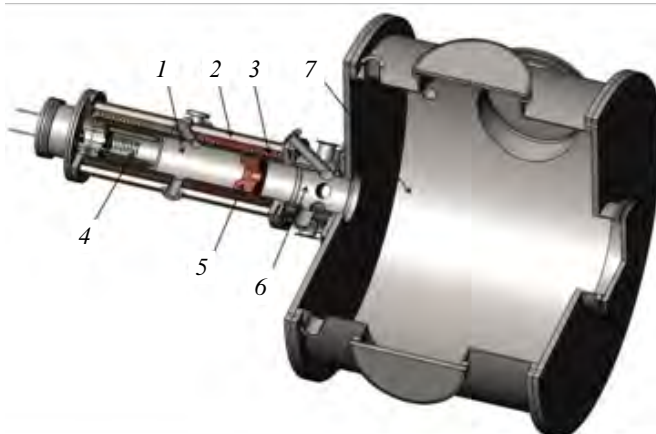


Рис. 2. Схема конструкции установки ПЛМ: 1 — разрядная камера; 2 — постоянные магниты; 3 — соленоид продольного магнитного поля; 4 — катод; 5 — анод; 6 — секция ВЧ-нагрева плазмы; 7 — ресиверная камера

50 А. В разряде достигается мощность энерговклада до ~5 кВт. При испытаниях и плазменной обработке материалов для дополнительной тепловой нагрузки на поверхность используется мощный неодимовый лазер, обеспечивающий уровень мощности нагрузки, аналогичный ЭЛМам и срывам в токамаке реакторного масштаба.

Концевая секция разрядной камеры предназначена для установки системы высокочастотного (ВЧ) нагрева плазмы. Водоохлаждаемая геликоновая антенна, питающаяся от генератора с частотой 13 МГц и мощностью 4 кВт, обеспечивает возможность дополнительного нагрева плазмы, истекающей из разрядной камеры. Использование нагрева плазмы на частоте ионно-циклотронного резонанса позволяет отрабатывать технологии плазменного двигателя с компонентами известной схемы, предлагаемой, в том числе, для безэлектродного плазменного реактивного двигателя.

Система электропитания состоит из стабилизированных источников питания суммарной мощностью более 10 кВт для поддержания стационарного многочасового плазменного разряда — более 500 мин за дневную рабочую смену. Система охлаждения рабочей камеры и параметры всех систем ПЛМ обеспечивают такую длительность эксплуатации. Параметры плазменной установки ПЛМ:

Продольное магнитное поле на оси, Тл . . .	До 0,03
Магнитное поле вблизи стенок камеры, Тл . . .	До 0,2
Длина разрядной камеры, м . . .	0,72
Внутренний диаметр разрядной камеры, м . . .	0,16
Диаметр горячей зоны плазменного цилиндрического разряда, см . . .	3,5
Длительность плазменного разряда — стационарный режим, мин . . .	Более 500
Ток плазменного разряда, А . . .	До 50
Плотность плазмы, м^{-3} . . .	От 10^{17} до 10^{20}
Электронная температура, до 10 эВ с фракцией горячих электронов, эВ . . .	До 50
Ионный поток из плазмы на металлический тестовый образец, $\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$. . .	Более $3\cdot 10^{21}$
Доза облучения на испытываемые материалы, м^{-2} . . .	10^{23} — 10^{25}
Мощность плазменно-тепловой нагрузки на испытываемые образцы и конструкции, МВт/м ² : в стационаре . . .	От 1 до 10
при использовании неодимового лазера . . .	Импульсные гигаваттные нагрузки
Рабочий газ . . .	Гелий, водород, аргон, азот, криптон, ксенон

Регулирование давления плазмообразующего газа и тока в плазме обеспечивает достижение различных параметров плазмы, что используется при исследованиях и испытаниях материалов внутрикамерных конструкций.

Установка ПЛМ с параметрами, аналогичными параметрам нескольких самых мощных установок в мире, включая NAGDIS-II (Япония) [8] и MAGNUM-PSI (Евросоюз) [17], не имеет аналогов в России.

Параметры установки ПЛМ превышают параметры многих ранее построенных плазменных установок для испытаний термоядерных материалов [16, табл. 1]. В сравнении с ПЛМ лишь несколько установок в мире имеют некоторое превышение параметров плазмы, включая NAGDIS-II (Япония) [8], MAGNUM-PSI (Евросоюз) с параметрами $n_e \sim 10^{20}$ — 10^{21} м^{-3} и $T_e \sim 1$ —5 эВ [17], PROTO-MPEX (США) с целевыми параметрами $n_e \geq 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_e \geq 20$ и $T_i \geq 30$ эВ [18]. При этом длительный стационарный многочасовой разряд и возможности испытаний материалов и модулей в плазме с параметрами ПЛМ, аналогичными пристеночной плазме токамака, имеют решающее значение для целей исследования взаимодействия плазма—стенка в задачах развития реакторных технологий.

Для диагностики плазмы на ПЛМ используется оптическая эмиссионная спектроскопия в диапазоне 200—1100 нм и погружаемые в плазму подвижные многоэлектродные зонды Ленгмюра. Данные зондовых измерений позволяли определять распределение концентрации электронов по радиусу цилиндрического разряда, а отношение измеренных интенсивностей спектральных линий атома гелия HeI и единственной наблюдаемой в спектре линии иона гелия HeII 468,5 нм — температуры электронов.

На основе анализа зарегистрированных оптических спектров в рамках корональной модели описания плазмы в экспериментах определялась электронная температура, которая в зависимости от мощности разряда и режима работы составляла величину от 1 до 10 эВ.

Зондовая диагностика состоит из сборки ленгмюровских зондов (размер одного цилиндрического зонда: длина 3 и диаметр 1 мм), позволяет измерять локальные параметры плазмы, что необходимо для измерения тепловых потоков на материалы, исследования средних и турбулентных характеристик плазмы. Измеренные с помощью этой диагностики параметры плазмы при испытаниях в зависимости

от режимов разряда: температура электронов плазмы от 1 до 10 эВ, плотность электронов от $0,5 \cdot 10^{19}$ до $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Такие мощные плазменные потоки могут применяться для испытаний материалов и конструкций внутрикамерных компонентов термоядерного реактора [7—9], отработки плазменных технологий и технологии электрореактивного двигателя для космических применений [10].

Для обеспечения испытаний вольфрамовых макетов при плазменных стационарных нагрузках на материал от ~ 1 до $\sim 5 \text{ МВт/м}^2$ в работе применялась система охлаждения, разработанная на основе метода интенсивного охлаждения газожидкостным потоком теплоносителя [19]. Основанием для применения системы охлаждения испытуемых макетов были оценки ожидаемых нагрузок на вольфрамовые модули облицовки дивертора ИТЭР [1, 2]. Охлаждение испытуемых вольфрамовых модулей осуществлялось прокачкой теплоносителя через продольный цилиндрический канал в медном блоке модуля (рис. 3). Охлаждение выполнялось дисперсным водовоздушным потоком. Давление воды в потоке системы охлаждения 3,6 атм., давление воздуха — 8 атм., расход воды — 1 л/мин, расход воздуха — 45 л/мин. Параметры системы охлаждения макета выбирались с учётом предельной температуры эксплуатации спая вольфрамового блока с медной подложкой макета, которая должна быть менее $\sim 600 \text{ }^\circ\text{C}$.

ИСПЫТАНИЯ ВОЛЬФРАМОВЫХ МОДУЛЕЙ ТЕПЛОЗАЩИТНОЙ ОБЛИЦОВКИ ВНУТРИКАМЕРНЫХ КОМПОНЕНТОВ

Для испытаний прототипов теплозащитной облицовки камеры термоядерного реактора были изготовлены вольфрамовые модули. Каждый модуль имел размер $42 \times 30 \times 20 \text{ см}$, состоял из восьми вольфрамовых кубиков, припаянных к медному блоку (см. рис. 3) по технологии, используемой для изготовления теплозащитной облицовки дивертора ИТЭР (см. [3] и ссылки там). Для охлаждения вольфрамового модуля методом протока теплоносителя в медном блоке просверлен продольный канал. Для измерения температуры модуля в различных точках использовались кабельные термопары типа хромель—алюмель с внешним диаметром защитной стальной оболочки 1 мм. Горячий спай термопары устанавливался в каналы в медном блоке с обеспечением теплового контакта.

Для испытаний вольфрамовый модуль устанавливался в плазменную установку ПЛИМ — в центральную зону цилиндрического плазменного разряда (между катодом и анодом) (рис. 4).



Рис. 3. Вольфрамовый модуль теплозащитной облицовки дивертора после испытаний в плазме ПЛИМ, установлены термопары для измерения тепловых потоков

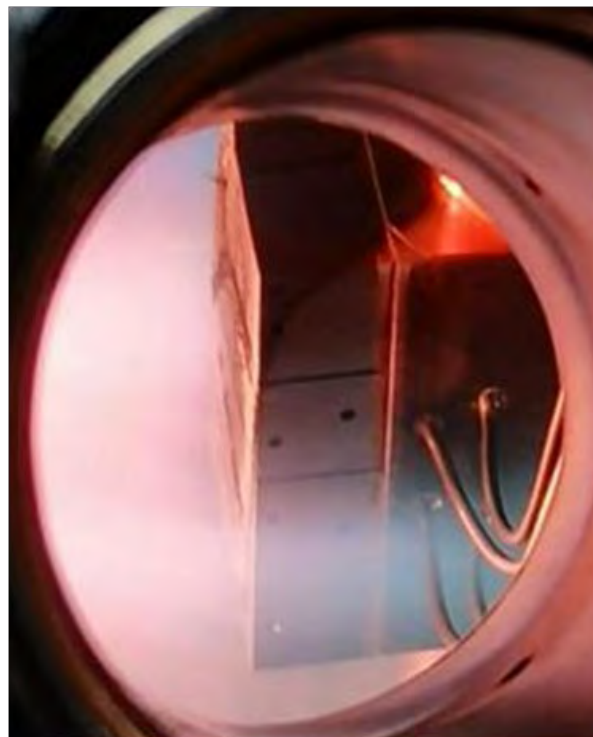


Рис. 4. Вольфрамовый модуль теплозащитной облицовки дивертора при испытании в плазменной установке ПЛИМ

Параметры рабочего режима и плазменного разряда в установке ПЛМ при испытании вольфрамового модуля:

Ток плазменного разряда, А . . .	1,5
Индукция продольного магнитного поля на оси, Тл . . .	0,03
Индукция магнитного поля в зоне каспов, Тл . . .	0,2
Мощность нагрева катода, Вт . . .	1700
Ускоряющее напряжение между катодом и анодом, В . . .	180
Давление рабочего газа гелия в разрядной камере, Торр . . .	$5,3 \cdot 10^{-2}$
Длительность стационарного плазменного разряда, ч . . .	6

Измерения характеристик приповерхностной плазмы проводились с помощью зондовой, оптической, теплофизической диагностик. Зондовая диагностика состояла из четырёх ленгмюровских зондов, установленных на подвижном манипуляторе для ввода в плазму. Для определения температуры плазмы и элементного состава приповерхностной плазмы использовался анализ зарегистрированных оптических спектров из зоны приповерхностной плазмы с помощью оптической диагностики.

Для создания дополнительной нагрузки на вольфрамовую поверхность в плазме использовался мощный импульсный лазер Nd:YAG модели LQ529A с энергией импульса излучения 500 мДж и длительностью импульса 10—12 нс (10 импульсов в секунду), с импульсными нагрузками уровня ЭЛМов. В экспериментах лазерный луч фокусировался на поверхности вольфрамового модуля в области максимальной или близкой к максимальной плазменной нагрузки. Форма пятна луча на поверхности — эллипс (малый диаметр 0,42 мм, большой диаметр 2,2 мм). Площадь пятна при фокусировке на поверхности 0,725 мм². Лазерная нагрузка на поверхности образца могла достигать величины $69 \cdot 10^8$ Дж·м⁻²·с^{-1/2}, что превышает пороговую величину плавления вольфрама. Данные, полученные с помощью оптической диагностики приповерхностной плазмы, подтвердили испарение вольфрама с поверхности облучаемого плазмой вольфрама. На рис. 5 показаны спектры, зарегистрированные в момент (1) без лазерного облучения и (2) с лазерным облучением поверхности испытуемого вольфрамового модуля в плазме ПЛМ. В период между импульсами лазерного облучения не наблюдалось интенсивного излучения в линиях вольфрама, что свидетельствует о стойкости поверхности к плазменному воздействию. В моменты воздействия лазера на поверхность зарегистрировано увеличение интенсивности линий спектра в спектральном диапазоне 300—350 нм с множеством не разрешённых спектрометром линий вольфрама, поступившего в плазму в результате лазерного воздействия. Также наблюдалось увеличение уровня континуума, связанное, вероятно, с увеличением концентрации электронов из-за поступления в плазму легко ионизируемой примеси — вольфрама. Характеристики микроэрозии при лазерном воздействии связаны, в основном, с известными процессами воздействия лазерного излучения на материалы.

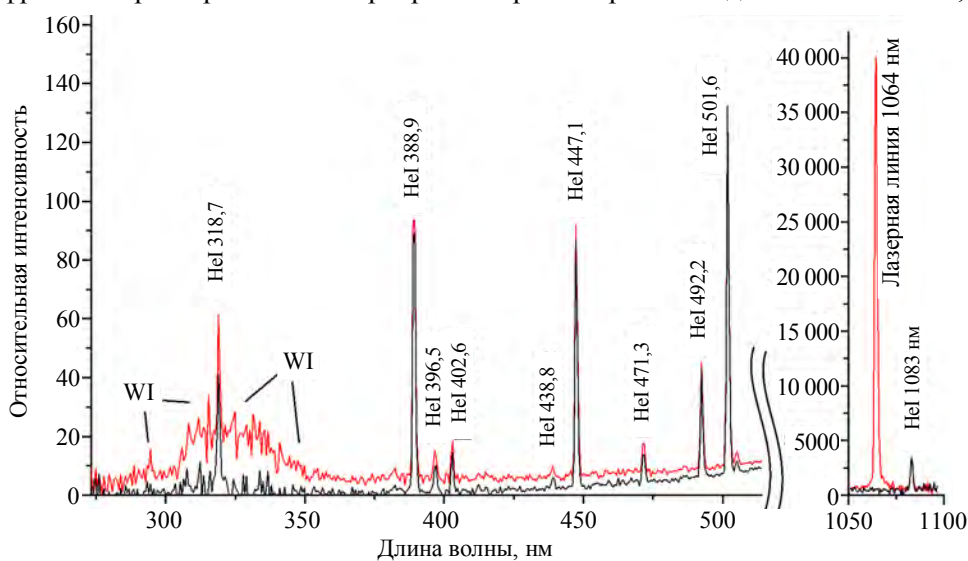


Рис. 5. Изменение спектра излучения плазмы при лазерном облучении вольфрама: спектр в момент до импульса лазера (—), спектр во время импульсного лазерного воздействия на поверхность (—). Цифрами указаны длины волн спектральных линий. В инфракрасном диапазоне показана спектральная линия гелия и зарегистрированное в момент импульса излучение лазера

Процессами воздействия лазерного излучения на материалы.

Проведённый анализ поверхности после плазменных испытаний не выявил макроскопических изменений поверхности вольфрамового модуля, таких как макроскопические крупномасштабные трещины, раскалывание, крупномасштабная эрозия за период испытания в течение 6 ч. Вместе с тем область, облучённая лазером, была заметно повреждена.

При плазменных испытаниях вольфрамовых макетов в установке ПЛИМ регистрировались спектры излучения гелиевой плазмы, которые использовались для оценки концентрации и температуры электронов. Значения концентрации электронов и атомов составляли соответственно $n_e = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $n_a = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, температура электронов была около 1 эВ. На рис. 6 показан спектр излучения, зарегистрированный спектрометром из зоны вблизи взаимодействия плазмы с поверхностью. На спектре, кроме атомарных линий гелия и линии водорода H_α серии Бальмера, наблюдался рост континуума с длиной волны, связанный с излучением нагретой поверхности вольфрама, обращённой к плазме. Используя спектр континуума (по методике анализа линейного участка роста в координатах Вина), оценена температура поверхности вольфрама, которая составила 1850 К. Эта температура достаточно высокая — выше пороговой температуры рекристаллизации вольфрама. После выхода на стационарный режим во время испытаний был достигнут тепловой баланс, и эта температура оставалась неизменной, воздействие лазерных импульсов приводило лишь к кратковременному перегреву поверхности образца в зоне контакта лазерного луча с поверхностью.

Расчётные оценки показали, что для обеспечения стационарной эксплуатации вольфрамовых модулей с используемой конструкцией (см. рис. 3) при плазменных нагрузках более 1 МВт/м^2 необходимо использовать системы охлаждения. Был разработан метод интенсивного охлаждения вольфрамового модуля для эксплуатации в стационарном плазменном разряде с плазменными стационарными нагрузками на материал от ~ 1 до $\sim 5 \text{ МВт/м}^2$. Использовалось охлаждение газожидкостным потоком теплоносителя [19]. Охлаждение вольфрамового модуля осуществлялось прокачкой теплоносителя через продольный цилиндрический канал в медном блоке.

Для измерения эрозии обращённой к плазме поверхности проведены плазменные испытания в установке ПЛИМ [6] вольфрамового модуля с подключённой системой охлаждения. Охлаждение выполнялось дисперсным водовоздушным потоком. Давление воды в потоке системы охлаждения 3,6 атм., давление воздуха 8 атм., расход воды 1 л/мин, расход воздуха 45 л/мин. Ток плазменного разряда при испытаниях модуля 6,1 А, длительность плазменного облучения 120 мин. В таком режиме испытаний нагрузка на поверхность модуля составляла более 1 МВт/м^2 , оцененная на основе расчёта теплового потока на поверхность с использованием измеренных параметров приповерхностной плазмы и измеренных термопарами значений температуры вольфрама.

После плазменных испытаний в установке ПЛИМ вольфрамового модуля не наблюдалось крупномасштабных разрушений и оплавления модуля.

Не наблюдалось значительных макроскопических изменений поверхности вольфрама (исначально гладкой), крупномасштабных трещин или раскалываний на поверхности, значительной эрозии вольфрамового модуля после плазменных испытаний в ПЛИМ в течение двух часов. На изображении поверхности, полученном в оптическом микроскопе, были выявлены следы дуговых процессов на обращённой к плазме вольфрамовой поверхности (рис. 7). Планируется провести детальный анализ характеристик такого дугового процесса для оценки его вклада в эрозию.

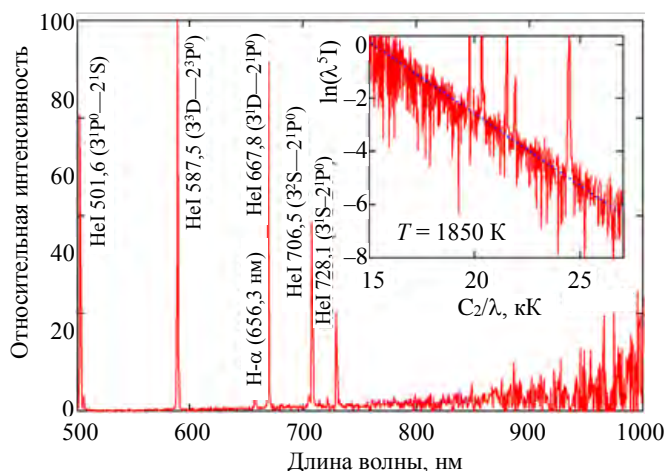


Рис. 6. Спектр излучения гелиевой плазмы из приповерхностной зоны при испытании вольфрамового макета, показана длинноволновая область спектра

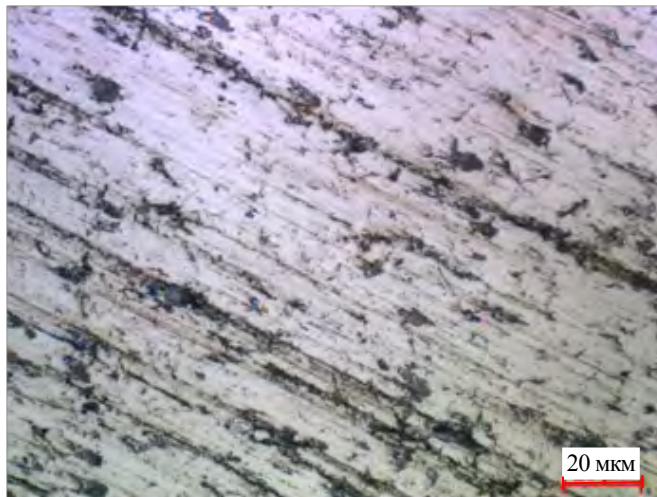


Рис. 7. Изображение поверхности вольфрамового модуля, полученное в оптическом микроскопе

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданная в НИУ «МЭИ» плазменная установка ПЛМ используется для испытаний теплозащитной облицовки внутрикамерных компонентов термоядерного реактора стационарными плазменными потоками с параметрами, аналогичными пристеночной и диверторной плазме токамака. ПЛМ представляет собой линейную магнитную ловушку с мультикасповой схемой магнитного поля, создаваемого катушкой с током и постоянными неодимовыми магнитами, формирующими восьмипольный мультикасп. Особенностью установки является стационарный режим многочасовой работы с замагниченной плазмой с высокими параметрами плазмы.

В ПЛМ были испытаны два охлаждаемых вольфрамовых макета, изготовленных по технологии, используемой при изготовлении модулей теплозащитной облицовки дивертора ИТЭР. Для дополнительной нагрузки на вольфрам во время плазменных испытаний в ПЛМ использовался неодимовый лазер с мощностью, моделирующей уровень ЭЛМов. Проведённый анализ поверхности после плазменных испытаний не выявил макроскопических изменений (значительной эрозии, крупномасштабных трещин и раскалывания) поверхности вольфрамового модуля после плазменных испытаний в ПЛМ, на обращённой к плазме вольфрамовой поверхности были выявлены следы дуговых процессов. По результатам испытаний вольфрамового макета в ПЛМ и с учётом ожидаемых нагрузок на вольфрамовые модули облицовки дивертора ИТЭР был выбран режим работы системы охлаждения макета для выполнения плазменных испытаний в ПЛМ стационарными нагрузками на материал от 1 до 5 МВт/м². Планируются дополнительные испытания в ПЛМ вольфрамовых охлаждаемых макетов облицовки внутрикамерных компонентов с целью оценки их эрозии в ИТЭР и разработки конструкций теплозащитной облицовки камеры ТИН.

Работы на ПЛМ выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (FSWF-2023-0016), спектроскопическая диагностика плазмы выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 21-79-10281).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будаев В.П. Результаты испытаний вольфрамовых мишеней дивертора при мощных плазменно-тепловых нагрузках, ожидаемых в ИТЭР и токамаках реакторного масштаба (обзор). — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 4, с. 5—33.
2. Pitts R.A. et al. A full tungsten divertor for ITER: physics issues and design status. — J. Nucl. Mater., 2013, vol. 438, p. 48—56.
3. Loarte A. et al. Progress on the application of ELM control schemes to ITER scenarios from the non-active phase to DT operation. — Nucl. Fusion, 2014, vol. 54, p. 033007.
4. Ueda Y., Coenen J.W., De Temmerman G., Doerner R.P., Linke J., Philipps V., Tsitrone E. Research status and issues of tungsten plasma facing materials for ITER and beyond. — Fusion Eng. Des., 2014, vol. 89, p. 901—906.
5. Budaev V.P., Martynenko Yu.V., Karpov A.V. et al. Tungsten recrystallization and cracking under ITER-relevant heat loads. — J. Nucl. Mater., 2015, vol. 463, p. 237—240.
6. Будаев В.П., Федорович С.Д., Лукашевский М.В. и др. Плазменная установка НИУ «МЭИ» для испытаний тугоплавких металлов и создания высокопористых материалов нового поколения. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 3, с. 23—36.
7. Budaev V.P., Fedorovich S.D., Dedov A.V. et al. High-heat flux tests of tungsten divertor mock-ups with steady-state plasma and e-beam. — Nuclear Materials and Energy, 2020, vol. 25, p. 100816.
8. Budaev V.P., Fedorovich S., Dedov A. et al. High-heat flux tests of fusion materials with stationary plasma in the PLM device. — Fusion Engineering and Design, 2020, vol. 155, p. 111694.
9. Ван Оост Г., Дедов А.В., Будаев В.П. Материалы обращённых к плазме компонентов термоядерных реакторов-токамаков: требования, термостабилизация, испытания (обзор). — Теплоэнергетика, 2021, № 3, с. 18—35.
10. Budaev V.P., Fedorovich S.D., Frick P.G. et al. Plasma magnetic trap of linear multi-cusp configuration — the component of a plasma propulsion rocket engine. — Magnetohydrodynamics, 2019, vol. 55 (1—2), p. 31—38.
11. Дедов А.В. Обзор современных методов интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении. — Теплоэнергетика, 2019, № 12, с. 18—54.

НИУ «МЭИ», 111250 МОСКВА, УЛ. КРАСНОКАЗАРМЕННАЯ 14, РОССИЯ



Вячеслав Петрович Будаев, профессор; в.н.с., д.ф.-м.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия budaev@mail.ru



Сергей Дмитриевич Федорович, к. техн. н., доцент, награждён медалью «В память 850-летия Москвы» fedorovichsd@mail.ru



Алексей Викторович Дедов, д. техн. н., член-корреспондент РАН, заведующий кафедрой, директор Института тепловой и атомной энергетики (ИТАЭ) dedovav@mpei.ru



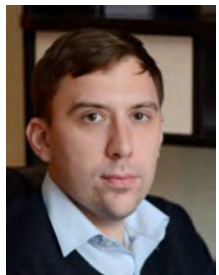
Дмитрий Игоревич Кавыршин, доцент, с.н.с., к.ф.-м.н.; ОИВТ РАН, 125412 Москва, ул. Ижорская 13, стр. 2, Россия dimakav@rambler.ru



Алексей Владиславович Карпов, ведущий инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Михаил Владимирович Лукашевский, к. техн. н., доцент



Александр Валентинович Захаренков, доцент, к. техн. н.



Михаил Константинович Губкин, доцент, к.ф.-м.н.



Винь Чан Куанг, аспирант



Константин Андреевич Рогозин, аспирант; инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Алексей Александрович Коньков, аспирант



Анастасия Ивановна Губанова, магистрант

Статья поступила в редакцию 15 января 2024 г.

После доработки 16 января 2024 г.

Принята к публикации 17 января 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 49—57.

УДК 533.924

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНЫХ ПОТОКОВ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ НА ПОВЕРХНОСТЬ ВОЛЬФРАМОВОЙ МИШЕНИ С ПОМОЩЬЮ ИНФРАКРАСНОЙ ПИРОМЕТРИИ

С.Д. Лиджигорьяев^{1, 2}, Д.А. Бурмистров^{1, 3}, В.В. Гаврилов¹, И.М. Позняк^{1, 2}, А.В. Пушина^{1, 2}, Д.А. Топорков^{1, 2}

¹ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, Троицк, Россия

²НИУ «Московский физико-технический институт», Долгопрудный, МО, Россия

³НИУ «Московский энергетический институт», Москва, Россия

Проведено исследование теплового воздействия мощных (800—1000 Дж/см², 10—15 мкс) водородных плазменных потоков на мишень из вольфрама. Измерения проводились с использованием разработанного быстрого инфракрасного трёхволнового пирометра в диапазоне температуры материала 270—5800 К и с временным разрешением 0,1 мкс. Показано, что температура поверхности облучаемой мишени за время воздействия достигает температуры кипения вольфрама (≈ 5800 К). Численными методами определена тепловая мощность, поглощаемая мишенью $q(t)$. Полученная путём интегрирования $q(t)$ плотность поглощённой мишенью энергии (≈ 35 Дж/см²) совпадает с величиной, измеренной термометрическим калориметром.

Ключевые слова: ИТЭР, дивертор, пирометр, вольфрам, измерение температуры, излучательная способность, плазменные потоки, плазменные ускорители.

STUDY OF THE THERMAL IMPACT OF POWERFUL HYDROGEN PLASMA FLOWS ON THE SURFACE OF A TUNGSTEN TARGET USING INFRARED PYROMETRY

S.D. Lidzhigoriaev^{1, 2}, D.A. Burmistrov^{1, 3}, V.V. Gavrilov¹, I.M. Poznyak^{1, 2}, A.V. Pushina^{1, 2}, D.A. Toporkov^{1, 2}

¹JSC «SRC RF TRINITI», Moscow, Troitsk, Russia

²MIPT (NRU), Moscow region, Dolgoprudny, Russia

³NRU MPEI, Moscow, Russia

The research investigated the thermal effects of powerful (800—1000 J/cm², 10—15 μ s) hydrogen plasma flows on a tungsten target. Measurements were conducted using a developed fast infrared three-wavelength pyrometer within the material temperature range of 270—5800 K and a time resolution of 0.1 μ s. It was demonstrated that the surface temperature of the irradiated target reached the boiling point of tungsten (≈ 5800 K), during the exposure. Using numerical methods, the thermal power absorbed by the target $q(t)$, was determined. The energy density absorbed by the target (≈ 35 J/cm²) obtained by integrating $q(t)$ coincides with the value measured by a thermocouple calorimeter.

Key words: ITER, divertor, pyrometer, tungsten, temperature measurement, emissivity, plasma flows, plasma accelerators.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-58-65

ВВЕДЕНИЕ

Исследование взаимодействия плазмы с обращёнными к плазме элементами термоядерных установок, в частности с дивертором и материалами первой стенки, представляет собой важную задачу при реализации управляемого термоядерного синтеза. В Международном термоядерном реакторе ИТЭР защитное покрытие диверторных пластин будет изготовлено из вольфрама [1]. Во время переходных плазменных процессов тепловые нагрузки на пластины дивертора могут достигать гигаваттного масштаба, что может приводить к повреждению диверторных пластин, вызвав их плавление, испарение и хрупкое разрушение [2]. Одними из наиболее серьёзных последствий воздействия плазменно-тепловых нагрузок на материал являются движение расплавленного слоя по поверхности, образование трещин, хрупкое разрушение и потеря массы пластин за счёт капельной эрозии и испарения с поверхности [3]. Эрозия защитных покрытий под действием экстремальных тепловых потоков может сопровождаться не только поступлением тяжёлых примесей в горячую плазму, что повлечёт за собой сокращение времени её жизни, но и сокращением срока службы дивертора. Возникает необходимость в прогнозировании последствий воздействия высокоэнергетических плазменных потоков на поверхность обращённых к плазме элементов. Для разработки и проверки расчётно-теоретических моделей [4, 5], описывающих поведение защитных покрытий вакуумной камеры и дивертора ИТЭР, необходимы экспериментальные данные о поведении материалов под действием интенсивных плазменных потоков. В частности, для моделирования прогресса материалов тепловым импульсом необходимы

экспериментальные данные о тепловом воздействии плазмы на материалы: тепловой нагрузке на поверхность, поглощаемой энергии и динамике температуры на поверхности. Для более точного прогнозирования эрозии вольфрама необходимо учитывать дополнительные механизмы передачи энергии на поверхность, такие как формирование дуговых эффектов, появление искр и неамбиполярность плазменного потока [6]. Однако в рамках данного исследования не проводился анализ процессов, происходящих в приповерхностном плазменном слое. Наша работа была ориентирована на изучение воздействия результирующего теплового потока на поверхность облучаемой мишени.

Метод спектральной пирометрии предназначен для измерения температуры по оптическим спектрам теплового излучения объектов, об излучательной способности которых нет подробных данных [7]. Процесс измерения включает в себя регистрацию непрерывного спектра излучения в широком диапазоне длин волн, сравнение полученного спектра со спектром чёрного тела и определение искомой температуры на основе интенсивности спектра. Спектральная пирометрия находит применение в различных областях, таких как физика высоких давлений [8], горения и взрыва [9], газоразрядной плазмы [10], нанотехнологий [11], технологий лазерной обработки материалов [12, 13]. В случаях, когда необходимо изучать нестационарные температурные процессы, проводят последовательную регистрацию спектров теплового излучения. Однако устройства на основе ПЗС-спектрометров имеют минимальное время накопления спектров в 1 мс, что делает невозможным исследование быстропротекающих процессов с временным разрешением порядка 1 мкс и менее. Кроме того, по зарегистрированному спектру теплового излучения искомая термодинамическая температура не может быть определена непосредственно, так как во многих случаях неизвестна зависимость спектральной излучательной способности от температуры и длины волны. Поэтому возникает необходимость в разработке устройства, которое позволило бы регистрировать температуру поверхности материалов с неизвестной излучательной способностью с высоким временным разрешением. В работах [14, 15] приводятся результаты применения двухволнового (3—4 мкм) пирометра, позволяющего регистрировать динамику температуры материалов с временным разрешением 1—2 мкс под действием мощных (10^7 Вт/см²) плазменных потоков с длительностью ≈ 15 мкс. Однако для измерения температур выше 3000 К предпочтительно расширить спектральный диапазон пирометра до длин волн менее 1 мкм.

В данной работе представлены результаты измерения температуры поверхности вольфрамовой мишени, находящейся под воздействием мощных потоков водородной плазмы, с использованием быстрого инфракрасного трёхволнового пирометра. Он является модифицированной версией устройства, представленного в работе [16], на более современном оборудовании. Помимо результатов измерения температуры поверхности вольфрама, в нашей работе приводятся результаты численного определения плотности поглощаемой поверхностью мощности теплового потока, а также результаты calorиметрических измерений распределения плотности поглощённой энергии по поверхности мишени.

УСТАНОВКА МК-200 И ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Работа выполнялась в АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» на установке МК-200 [17], состоящей из коаксиального электродинамического плазменного ускорителя и цилиндрической вакуумной камеры длиной 3 м, стыкующейся с камерой мишени.

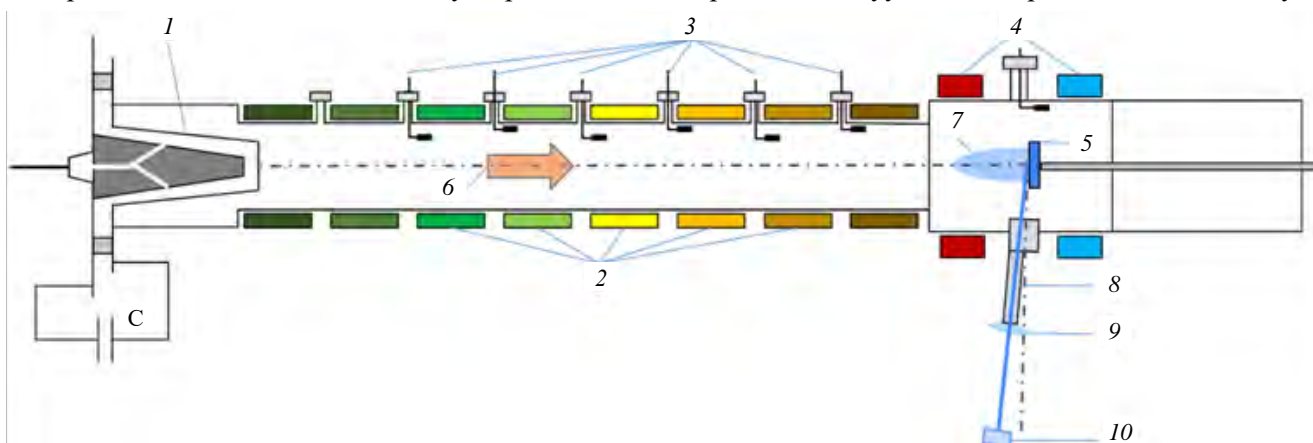


Рис. 1. Схема экспериментов на установке МК-200: 1 — импульсный плазменный ускоритель; 2 — катушки магнитного поля; 3 — магнитные зонды; 4 — катушки Гельмгольца; 5 — вольфрамовая мишень (калориметр); 6 — плазменный поток; 7 — мишенная плазма; 8 — система патрубков; 9 — линза; 10 — пирометр

щейся с мишенной камерой, в торце которой устанавливалась облучаемая мишень (рис. 1). Источником питания ускорителя является конденсаторная батарея ёмкостью ≈ 1080 мкФ. Эксперименты проводились при напряжении на конденсаторной батарее ускорителя ≈ 16 кВ. В этих условиях МК-200 генерирует водородный плазменный поток, головная часть которого движется в течение 10—15 мкс со скоростью $(2\text{—}4)10^7$ см·с⁻¹ в продольном магнитном поле с нарастающей индукцией от 1 Тл вблизи ускорителя до 2 Тл в мишенной камере. Энергия направленного движения протонов при этом составляет 0,8—1,8 кэВ, а плотность частиц в плазменном потоке $(2\text{—}4)10^{15}$ см⁻³. Энергосодержание плазменного потока в проведённых экспериментах составляло ≈ 50 кДж при диаметре потока 8—10 см, что соответствует плазменно-тепловой нагрузке в мишенной камере 800—1000 Дж/см². Температура электронов T_e для описанных условий лежит в диапазоне 10—20 эВ при плотности $n_e \approx 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, а температура ионов $T_i \approx 80$ эВ [18].

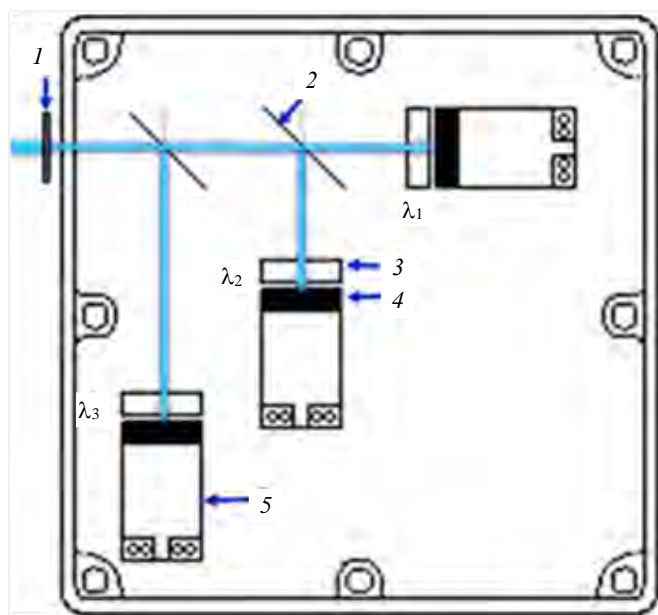


Рис. 2. Схема пиromетра: 1 — диафрагма; 2 — светоделительные пластины; 3 — светофильтры; 4 — фотодиоды; 5 — усилители сигналов фотодиодов

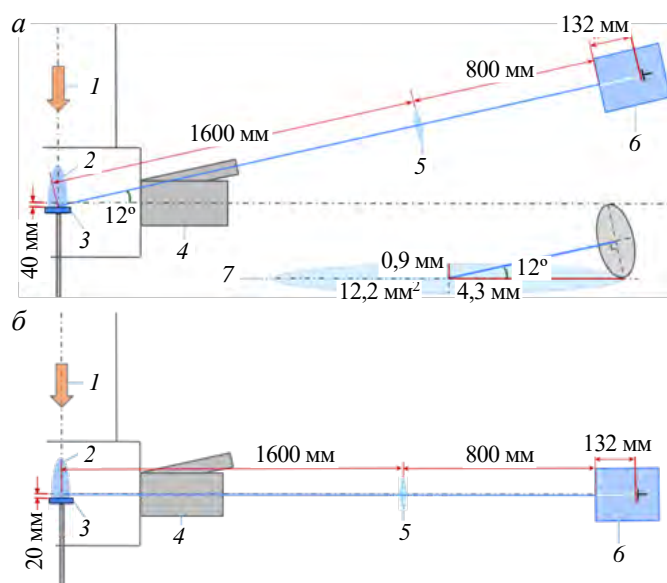


Рис. 3. Схема измерения температуры поверхности вольфрамовой мишени (а) и схема эксперимента по исследованию влияния излучения приповерхностного плазменного слоя (б): 1 — плазменный поток; 2 — мишенная плазма; 3 — вольфрамовая мишень; 4 — система патрубков; 5 — линза; 6 — пиromетр; 7 — регистрируемая поверхность

Для исследования динамики температуры поверхности облучаемой мишени был разработан трёхволновой инфракрасный пиromетр, схема которого показана на рис. 2. Он состоит из светоделительных пластин (50%), разделяющих световой пучок, диаметром ≈ 1 мм, интерференционных инфракрасных светофильтров с полушириной пропускания $\Delta\lambda = 10$ нм на длины волн $\lambda_1 \approx 850$ нм, $\lambda_2 \approx 1064$ нм, $\lambda_3 \approx 1550$ нм, фотодиодов ФД-256 (λ_1), ФД9Э-111 (λ_2) и ФД-10ГА (λ_3), а также усилителей сигналов фотодиодов. Для снижения амплитуды сигналов на входе в пиromетр была расположена диафрагма диаметром 1 мм. Временное разрешение пиromетра определяется временным разрешением используемых фотодиодов и составляет 0,1 мкс. Спектральный диапазон $\lambda_3\text{—}\lambda_1$, в котором находятся максимумы излучения абсолютно чёрного тела в температурном диапазоне 2000—5000 К, вполне согласуется с измеряемой температурой вольфрама — от точки плавления 3700 до точки кипения 5800 К.

Схема измерения температуры показана на рис. 3, а. Оптическая ось пиromетра располагалась под углом 12° к поверхности мишени, что обеспечивало регистрацию излучения из геометрического центра мишени — с поверхности, ограниченной эллипсом (см. рис. 3, а, 7), площадью ≈ 12 мм². Излучение с поверхности вольфрама фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 60 см на линзовые входы фотодиодов, усиленные сигналы с которых регистрировались осциллографом. Предварительно была проведена оценка вклада излучения приповерхностного плазменного слоя в результаты измерений по схеме, показанной на рис. 3, б, в которой оптическая ось пиromетра была направлена параллельно плоскости мишени на расстоянии 20 мм от неё. Результаты показали, что излучение приповерхностного слоя не вносит значительного вклада в полезный сигнал.

Для измерения поглощённой мишенью энергии и анализа её распределения по поверхности мишени одновременно с пирометром использовался многоканальный термопарный калориметр. Чувствительными элементами калориметра являлись восемь термопар, закреплённых на тыльной прямоугольной плоскости вольфрамовой пластины-мишени размером 12×14 см и толщиной 8 мм. Мишень-калориметр в поперечном сечении плазмопровода полностью перекрывала плазменный поток. Поглощённая калориметром энергия на единицу площади поверхности Q определялась по разнице температуры на задней поверхности мишени до и через ≈ 1 с после облучения плазмой, что соответствует времени выравнивания температуры по толщине пластины [19].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим результаты эксперимента по облучению вольфрамовой мишени высокоэнергетичным водородным плазменным потоком. В ходе эксперимента с помощью пирометра была получена динамика яркостной температуры поверхности вольфрама для длин волн λ_1 , λ_2 , λ_3 (рис. 4).

Как видно на графике, в первые 5 мкс наблюдается изгиб, который соответствует процессу плавления вольфрама, а также область в диапазоне 15—20 мкс, соответствующая процессу кристаллизации. Основываясь на этом факте, ввиду того, что на данном участке кривой измеренная температура материала должна соответствовать температуре плавления вольфрама, была проведена дополнительная калибровка. Калибровка заключалась в том, что коэффициенты излучения были скорректированы таким образом, чтобы данные особенности соответствовали температуре плавления вольфрама ≈ 3700 К. При этом в окрестности точки кипения учитывалась зависимость коэффициентов излучения от температуры, а после 15 мкс — зависимость коэффициента излучения от состояния поверхности вольфрама при его кристаллизации.

Зависимость коэффициента излучения от состояния поверхности можно объяснить образованием микротрещин, в которых поток теплового излучения многократно отражается перед выходом с фронтальной поверхности мишени. Во время импульсных тепловых нагрузок на материал, когда время воздействия значительно меньше времени, необходимого для равномерного выравнивания температуры по толщине образца, возникает неоднородное распределение температуры с большим градиентом вглубь облучаемой мишени. Вследствие этого в течение теплового воздействия лишь тонкий слой материала успевает нагреться до температуры, превышающей точку плавления. Этот процесс сопровождается появлением механических напряжений в материале из-за его теплового расширения, что может привести к механическому разрушению вольфрама, включая образование микротрещин на его поверхности. Поверхность мишени после воздействия на неё плазменным потоком исследовалась с помощью электронного микроскопа. Масштаб трещин показан на рис. 5.

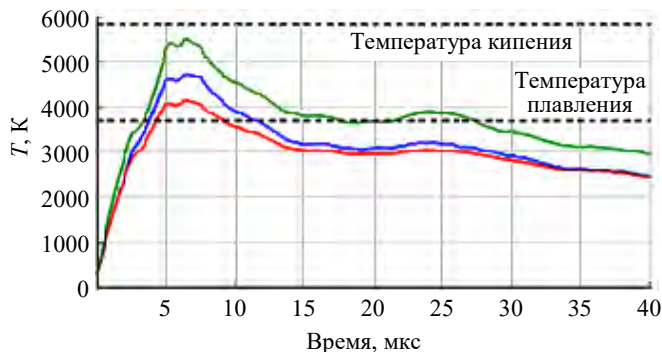


Рис. 4. Динамика яркостной температуры поверхности вольфрамовой мишени: — 1550, — 1064, — 850 нм

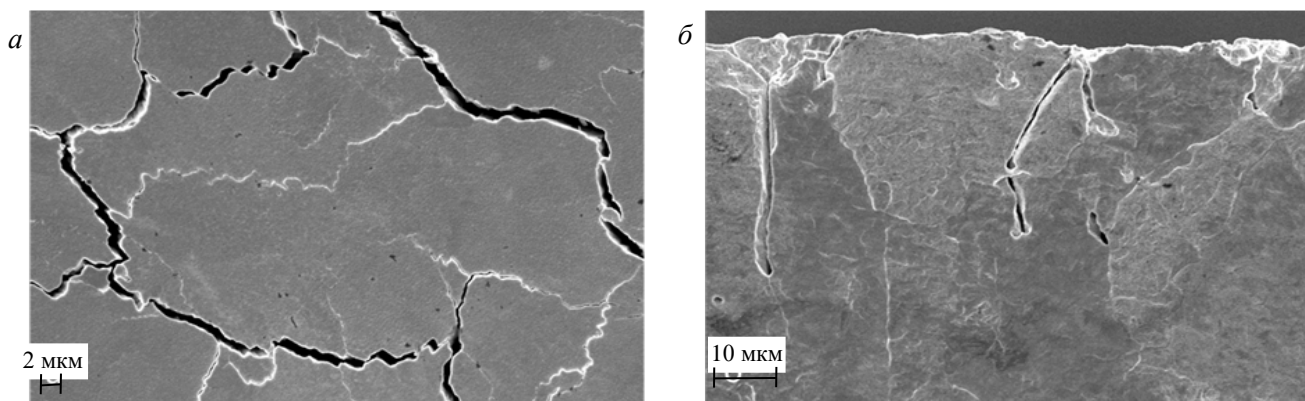


Рис. 5. Микроструктура поверхности вольфрамовой мишени (а) и шлифа сечения вольфрамовой мишени после облучения водородным плазменным потоком (б)

Исследование микроструктуры шлифов сечения вольфрамовой мишени (см. рис. 5, б) показало, что средняя ширина трещин не превышает 1 мкм, а их глубина доходит до 30 мкм. В этом случае с увеличением количества отражений внутри трещины коэффициент излучения полости $\tilde{\epsilon}$ значительно увеличивается [20].

«Эффективный», усреднённый по площади поверхности, контролируемой пирометром коэффициент излучения после образования трещин ϵ' можно оценить по формуле

$$\epsilon'(\lambda) = \frac{\epsilon(\lambda)S + \tilde{\epsilon}(\lambda)\tilde{S}}{S + \tilde{S}}, \quad (1)$$

где \tilde{S} — площадь, занятая трещинами; S — неизменённая часть площади.

В таблице представлены коэффициенты излучения, определённые дополнительной калибровкой с учётом поправок, связанных с состоянием поверхности вольфрама. В работах [21, 22] приводятся данные о коэффициентах излучения вольфрама вблизи точки плавления, облучаемого импульсными тепловыми нагрузками. В первой работе коэффициент ϵ для длин волн 509—906 нм рассчитывался из формулы Планка на основе квазистационарных измерений температуры при помощи быстрого шестиволнового пирометра. Во второй работе коэффициент излучения при температуре плавления вольфрама аппроксимировался линейной функцией $\epsilon(\lambda, T) = m\lambda + b$, в которой коэффициенты m и b определялись из экспериментальных данных при $\lambda = 1030$ нм. Значения коэффициентов $\epsilon = 0,364$ при $T = 2995$ К в первом случае, $\epsilon = 0,344$ при $T = 3695$ К хорошо коррелируют с нашими данными для канала $\lambda = 1064$ нм.

Коэффициенты излучения вольфрама, рассчитанные дополнительной калибровкой

λ , нм	ϵ			ϵ'
	2750, К	3695, К	5828, К	
1550	0,23	0,61	0,63	0,60
1064	0,34	0,37	0,36	0,40
850	0,36	0,71	0,80	0,97

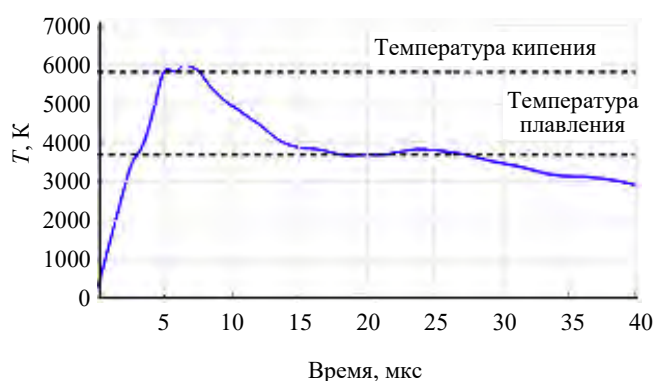


Рис. 6. Динамика температуры в центре вольфрамовой мишени

Результаты определения динамики температуры поверхности вольфрамовой мишени с учётом изменений коэффициента излучения, вызванных увеличением температуры и образованием трещин на поверхности мишени, показаны на рис. 6. В начальный момент времени ($t = 0$) температура образца соответствует комнатной (293 К). В первые несколько микросекунд наблюдается монотонный нагрев поверхности до температуры плавления вольфрама ≈ 3700 К. Далее поверхность мишени нагревается до температуры кипения ≈ 5800 К, после чего

происходит медленное остывание мишени. На графике видна область, где температура меняется слабо (14—24 мкс), что связано с процессом кристаллизации вольфрама. Результаты показали, что длительность существования расплавленного слоя вольфрама в экспериментах составляет ≈ 25 мкс. Увеличение температуры после 24 мкс происходит из-за нагрева мишени более медленной хвостовой частью плазменного потока.

Одновременно с измерением температуры были проведены калориметрические измерения распределения плотности поглощённой энергии по поверхности мишени. Распределение Q , показанное на

рис. 7, имеет куполообразную форму с максимумом ≈ 42 Дж/см², локализованным на расстоянии ≈ 2 см от центра образца. При этом в геометрическом центре, в области пирометрических измерений, значение Q составляет ≈ 37 Дж/см².

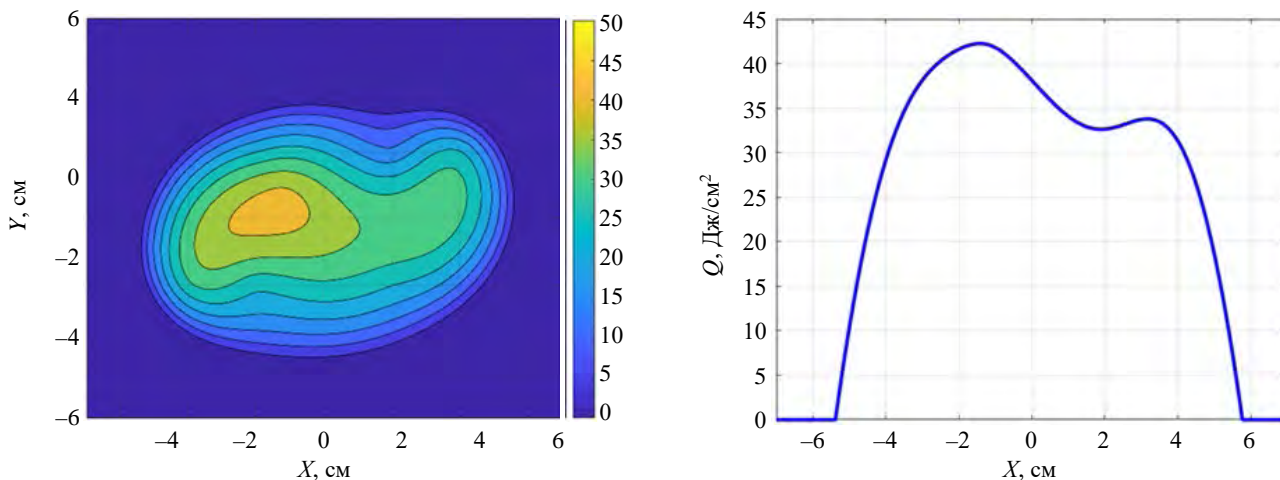


Рис. 7. Пространственное распределение плотности поглощённой мишенью энергии, $Q_{\max} = 42$ Дж/см²

Располагая результатами измерения временного хода температуры поверхности мишени, можно восстановить динамику плотности поглощаемой мишенью тепловой мощности $q(t)$. Для этого было использовано решение задачи теплопроводности для полуограниченной области $x \geq \chi(t)$:

$$\frac{\partial U(x, t)}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial x^2}, \quad x \geq \chi(t), \quad t \geq 0, \quad (2)$$

в ходе решения которой была определена зависимость температуры от времени t и координаты x $U(x, t)$ путём решения уравнения теплопроводности с начальным условием $U(x, 0) = U_0, x \geq \chi(0)$, где U_0 — комнатная температура, и граничным условием $U[\chi(t), t] = \mu(t)$, где $\mu(t)$ — полученная в эксперименте зависимость температуры. Функция $\chi(t) = \frac{M}{\rho N_a} N(t)$ описывает зависимость толщины испаряемого слоя от времени и определяет положение границы, где $N(t)$ — количество испаренных атомов, которое вычислялось на основе уравнения Герца—Кнудсена $\frac{dN}{dt} = PN_a \sqrt{\frac{1}{2\pi MR\mu(t)}}$ и уравнения Клаузиуса—

Клапейрона $P = P_0 \exp\left[\frac{L_{\text{кип}} M}{R} \left(\frac{1}{U_0} - \frac{1}{\mu(t)}\right)\right]$; $L_{\text{кип}}$ — удельная теплота парообразования; ρ — плотность;

P — давление пара; N_a — постоянная Авогадро; M — молярная масса; R — универсальная газовая постоянная; P_0 — атмосферное давление.

Динамика плотности поглощаемого мишенью теплового потока $q(t)$ определялась путём дифференцирования по времени плотности поглощённой мишенью энергии $Q(t + dt) = \int c\rho[U(x, t + dt) - U(x, t)]dx + Q(t)$, где c — удельная теплоёмкость материала. В решении учитывались потери энергии на излучение с поверхности мишени по закону Стефана—Больцмана, а также энергия, уносимая испаренными атомами вольфрама: $q^{\text{кип}}(t) = L_{\text{кип}} \frac{M}{N_a} \frac{dN(t)}{dt}$. Поглощение/выделение энергии в процессе фазовых переходов учитывалось с помощью введения скачков в функцию удельной теплоёмкости материала

$$c(T) = c_{\text{мат}}(T) + \frac{L_{\text{пл}}}{\sqrt{2\pi}(T_{\text{пл}})} e^{-\frac{(T-T_{\text{пл}})^2}{2(T_{\text{пл}})^2}} + \frac{L_{\text{кип}}}{\sqrt{2\pi}(T_{\text{кип}})} e^{-\frac{(T-T_{\text{кип}})^2}{2(T_{\text{кип}})^2}}, \quad (3)$$

здесь $c_{\text{мат}}(T)$ — теплоёмкость в температурном диапазоне от начальной до $T_{\text{кип}}$; $T_{\text{пл}}$ и $T_{\text{кип}}$ — температу-

ры плавления и кипения; $L_{пл}$ и $L_{кип}$ — удельная теплота плавления и парообразования соответственно. Скачки в теплоёмкости описывались функциями Гаусса с полушириной $\approx 1\%$ от температуры фазового перехода: $\Delta T_{пл} \approx 0,01 T_{пл}$, $\Delta T_{кип} \approx 0,01 T_{кип}$.

Проведём оценки энергии, уносимой испаренным вольфрамом. Для этого воспользуемся формулой для расчёта скорости испарения в вакууме [4, 5]

$$\frac{dN [M^{-2}]}{dt [c]} = \frac{P_0 N_a}{\sqrt{2\pi MR}} \exp\left(\frac{L_{кип} M}{RU_0}\right) \mu(t)^{\frac{1}{2}} \exp\left[-\frac{L_{кип} M}{R\mu(t)}\right] = 8,167 \times 10^{34} \mu(t) [K]^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{94\,670}{T [K]}\right), \quad (4)$$

где $\frac{dN}{dt}$ — количество частиц, испаряемых в единицу времени с единицы площади поверхности. Энергия, необходимая для испарения такого количества вольфрама за всё время взаимодействия с мишенью, не превышает $0,4$ Дж/см².

Результаты численного определения $q(t)$ показаны на рис. 8 совместно с динамикой температуры поверхности вольфрамовой мишени. Максимальное значение $q(t)$ достигается в момент, когда поверхность разогревается до максимальной температуры

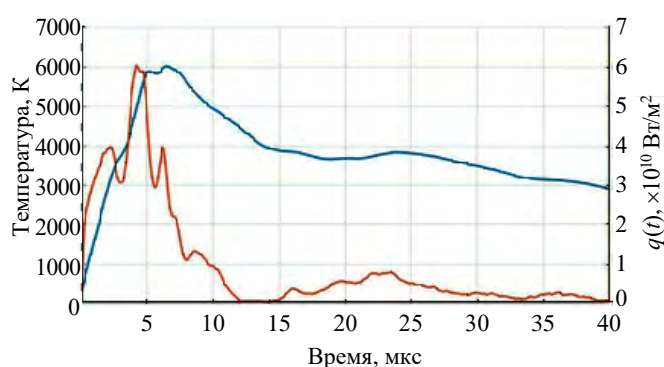


Рис. 8. Динамика температуры поверхности вольфрамовой мишени (—) и плотности поглощаемого мишенью теплового потока (—)

и составляет $\approx 6 \cdot 10^{10}$ Вт/м². Это более чем на порядок меньше падающего на мишень теплового потока $\approx 8 \cdot 10^{11}$ Вт/м². На графике видно, что в моменты фазовых переходов, когда поверхность достигает температуру около 3700 К и 5800 К, появляются характерные провалы. Эти провалы свидетельствуют о процессах, происходящих во время фазовых переходов, при которых скорость роста температуры поверхности замедляется и происходит уменьшение градиента температуры вглубь материала. Плотность поглощаемой мишенью энергии, полученная путём интегрирования $q(t)$, составляет ≈ 35 Дж/см², что соответствует плотности

энергии Q , измеренной калориметром (см. рис. 7) в геометрическом центре, и существенно ниже падающей тепловой нагрузки (800—1000 Дж/см²) на мишень.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование теплового воздействия мощных потоков водородной плазмы на поверхность вольфрамовой мишени. Продемонстрирована динамика температуры поверхности вольфрама за всё время воздействия плазменного потока. Показано, что температура поверхности облучаемой мишени под действием водородного плазменного потока с плотностью энергии 800—1000 Дж/см² и длительностью 10—15 мкс достигает температуры кипения вольфрама ≈ 5800 К. Особенности, наблюдаемые на импульсе тепловой мощности, поглощаемой мишенью, синхронизированы с фазовыми переходами вольфрама — плавлением, кипением и кристаллизацией. Численным методом определена динамика плотности поглощаемого мишенью теплового потока $q(t)$. Полученная путём интегрирования $q(t)$ плотность поглощённой мишенью энергии (≈ 35 Дж/см²) совпадает с величиной, измеренной термометром.

Работа выполнена в рамках Государственных контрактов от 29.04.2021 № Н.4ю.241.09.21.1114 и от 28.04.2022 № Н.4к.241.09.22.1074.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

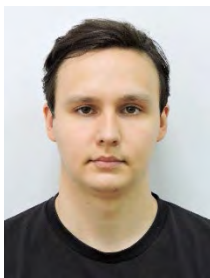
1. **Pitts R.A. et al.** Physics basis for the first ITER tungsten divertor. — Nuclear Materials and Energy, 2019, vol. 20, p. 100696.
2. **Будаев В.П.** Результаты испытаний вольфрамовых мишеней дивертора при мощных плазменно-тепловых нагрузках, ожидаемых в ИТЭР и токамаках реакторного масштаба (обзор). — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 4, с. 5—33.
3. **Мартыненко Ю.В.** Повреждение пластин дивертора ИТЭР при срывах. — Там же, 2021, т. 44, вып. 3, с. 111.
4. **Pshenov A.A., Eksaeva A.A., Krashenninikov S.I., Marenkova E.D.** Vapor shielding of solid targets exposed to high heat flux. — Physics Procedia, 2015, vol. 71, p. 14—19.

5. Skovorodin D.I., Pshenov A.A., Arakcheev A.S., Eksaeva E.A., Marenkov E.D., Krasheninnikov S.I. Vapor shielding models and the energy absorbed by divertor targets during large ELMs. — *Physics of Plasmas*, 2016, vol. 23, p. 022501.
6. Будаев В.П., Химченко Л.Н., Грашин С.А., Карпов А.В. Эффекты дугообразования при действии плазмы на вольфрамовые компоненты первой стенки в токамаке. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2019, т. 42, вып. 1, с. 51.
7. Магунов А.Н. Спектральная пирометрия. — М.: Физматлит, 2012.
8. Kavner A., Nugent C. Precise measurements of radial temperature gradients in the laser-heated diamond anvil cell. — *Review of Scientific Instruments*, 2008, vol. 79, p. 024902.
9. Obertacke R., Wintrich H., Wintrich F., Leipertz A. A New Sensor System for Industrial Combustion Monitoring and Control using UV Emission Spectroscopy and Tomography. — *Combustion Science and Technology*, 1996, vol. 121, № 1—6, p. 133.
10. Ракчеева Л.П. Измерение температуры нагретых тел с высоким пространственным разрешением с помощью цифрового фотоаппарата. Методическое пособие. — Электронный ресурс, 2009; URL: <https://studylib.ru/doc/2021460/izmerenie-temperatury-nagretyh-tel-s-vysokim-prostranstvennym-razresheniem>.
11. Sveningsson M. et al. Blackbody radiation from resistively heated multiwalled carbon nanotubes during field emission. — *Applied Physics Letters*, 2002, vol. 81, № 6, p. 1095.
12. Muller M. et al. Temperature measurement of laser heated metals in highly oxidizing environment using 2D single-band and spectral pyrometry. — *J. of Laser Applications*, 2012, vol. 24, p. 022006.
13. Onuseit V. et al. Space-resolved Spectrometric Measurements of the Cutting Front. — *Physics Procedia*, 2011, vol. 12, Pt. A, p. 584.
14. Сотникова Г.Ю., Александров С.А., Воронин А.В., Уржумцев Н.А. Применение метода двухспектральной пирометрии для измерения температуры поверхности материалов, находящихся под воздействием плазменной струи. — *Прикладная физика*, 2022, № 5, с. 88.
15. Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Капралов А.А., Токарев В.А., Сотникова Г.Ю. Исследование температуры поверхности, контактирующей с плазмой, методом двухцветной пирометрии. — *Журнал технической физики*, 2023, т. 93, вып. 5, с. 622.
16. Борисов И.И. и др. Спектроскопия взаимодействия импульсных плазменных потоков с поверхностью на установке МКТ. — *Физика плазмы*, 1994, т. 20, № 1, с. 81.
17. Костюшин В.А. и др. Плазменная установка МК-200. — *Приборы и техника эксперимента*, 2023, № 6, с. 28—43.
18. Житлухин А.М., Илюшин И.В., Сафронов В.М., Скворцов Ю.В. Исследование взаимодействия встречных плазменных потоков в продольном магнитном поле. — *Физика плазмы*, 1982, т. 8, вып. 3, с. 509.
19. Лиджигорьев С.Д., Бурмистров Д.А., Гаврилов В.В., Костюшин В.А., Позняк И.М., Пушина А.В., Топорков Д.А. Защита вольфрамовой мишени от воздействия мощного потока водородной плазмы с помощью азотной газовой завесы. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2023, т. 46, вып. 2, с. 63—71.
20. Huang J. Experimental Study on the Thermal Infrared Spectral Variation of Fractured Rock. — *Remote Sens*, 2021, vol. 13(6), p. 1191.
21. Müller A.P., Cezairliyan A. Radiance Temperatures (in the Wavelength Range 519—906 nm) of Tungsten at Its Melting Point by a Pulse-Heating Technique. — *Intern. J. of Thermophysics*, 1993, vol. 14, № 3, p. 511.
22. Muller M. et al. Temperature measurement of laser heated metals in highly oxidizing environment using 2D single-band and spectral pyrometry. — *J. of Laser Applications*, 2012, vol. 24, № 2, p. 022006-1.

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» 108840 МОСКВА, ТРОИЦК, УЛ. ПУШКОВЫХ, ВЛ. 12, РОССИЯ



Санджи Джангарович Лиджигорьев, н.с.; аспирант; МФТИ, 141701 Долгопрудный, МО, Институтский пер. 9, Россия
sandji96@mail.ru



Даниил Алексеевич Бурмистров, м.н.с.; аспирант; НИУ «МЭИ», 111250 Москва, Красноказарменная ул. 14, стр. 1, Россия
burmistrov@trinit.ru



Валерий Васильевич Гаврилов, в.н.с., д.ф.-м.н.
vvgavril@trinit.ru



Игорь Михайлович Позняк, руководитель проекта, к.ф.-м.н.; доцент; МФТИ, 141701 Долгопрудный, МО, Институтский пер. 9, Россия
teufida@gmail.com



Анита Викторовна Пушина, м.н.с.; студент; МФТИ, 141701 Долгопрудный, МО, Институтский пер. 9, Россия
anitaowl@yandex.ru



Дмитрий Анатольевич Топорков, с.н.с.; ассистент; МФТИ, 141701 Долгопрудный, МО, Институтский пер. 9, Россия
toporkov@trinit.ru

Статья поступила в редакцию 8 декабря 2023 г.

После доработки 6 апреля 2024 г.

Принята к публикации 10 апреля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 58—65.

УДК 533.924

ЭФФЕКТ ЭКРАНИРОВКИ ВОЛЬФРАМА ВИСМУТОМ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ПОТОКА ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Д.А. Топорков^{1, 2}, Д.А. Бурмистров^{1, 3}, В.А. Барсук¹, В.В. Гаврилов¹,
С.В. Карелов¹, Н.С. Климов¹, С.Д. Лиджигорьяев^{1, 2}, А.В. Пушина^{1, 2}

¹ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Москва, Россия

²НИУ Московский физико-технический институт, Москва, Долгопрудный, МО, Россия

³Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

Представлены результаты исследования воздействия мощного потока водородной плазмы, создававшейся импульсным ускорителем 2МК-200, на слой висмута толщиной 7,5 мкм, предварительно вакуумно напылённого на вольфрамовую пластину 30×30×3 мм. При плотности энергии плазменного потока ≈ 600 Дж/см² длительностью ≈ 15 мкс мишень с висмутом благодаря эффекту экранировки адсорбировала ≈ 12 Дж/см². На фронтальной поверхности висмута температура, измеренная спектральным пирометром, не превышала ≈ 1900 К за всё время воздействия водородной плазмы. Приводятся данные спектроскопии излучения приповерхностной плазмы, согласно которым свечение плазмы висмута в спектральном диапазоне $\Delta\lambda \approx 2$ —20 нм локализовано вблизи поверхности на расстоянии ≤ 4 —6 см. Скорость испарения висмута за одно воздействие при указанных параметрах плазменного потока составляла по толщине $\approx 0,5$ мкм.

Ключевые слова: импульсный плазменный ускоритель, висмут, паровая экранировка, спектральный пирометр.

THE EFFECT OF TUNGSTEN SHIELDING WITH BISMUTH UNDER THE INFLUENCE OF POWERFUL FLOW OF HYDROGEN PLASMA

D.A. Toporkov^{1, 2}, D.A. Burmistrov^{1, 3}, V.A. Barsuk¹, V.V. Gavrilov¹, S.V. Karelov¹, N.S. Klimov¹,
S.D. Lidzhioriaev^{1, 2}, A.V. Pushina^{1, 2}

¹State Research Center of Russian Federation Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research, Moscow, Troitsk, Russia

²NRU Moscow Institute of Physics and Technology, Moscow region, Dolgoprudny, Russia

³National Research University MPEI, Moscow, Russia

The study results of an effect of powerful hydrogen plasma flow created by the 2МК-200 pulsed accelerator on a 7.5 microns thick layer of bismuth previously vacuum-sprayed onto a 30 × 30 × 3 mm tungsten plate are presented. At an energy density of the plasma flow at the level of ≈ 600 J/cm² with a duration of ≈ 15 μ s, the target with bismuth, due to the screening effect, absorbed ≈ 12 J/cm². On the frontal surface of bismuth, the temperature measured by a spectral pyrometer did not exceed ≈ 1900 K during the entire exposure to hydrogen plasma. The spectroscopy data of near-surface plasma radiation are presented, according to which the radiation of bismuth plasma in the spectral range $\Delta\lambda \approx 2$ —20 nm is localized near the surface at a distance of ≤ 4 —6 cm. The rate of bismuth evaporation per exposure at the specified plasma flow parameters was ≈ 0.5 microns in thickness.

Key words: pulsed plasma accelerator, bismuth, vapor screening, spectral pyrometer.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-66-72

ВВЕДЕНИЕ

Импульсные плазменные ускорители, являясь генераторами мощных потоков плазмы, находят широкое применение как в работах по моделированию воздействия плазменно-тепловых нагрузок на различные материалы, в том числе на диверторные вольфрамовые пластины строящегося токамака-реактора ИТЭР [1, 2], так и в разрабатываемом импульсно-периодическом источнике нейтронов для гибридных термоядерных реакторов [3]. В этих проектах по созданию источника энергии на основе управляемого термоядерного синтеза одной из ключевых проблем является устойчивость материалов реакторной камеры при тепловых нагрузках на поверхность до 1 кДж/см² при длительности воздействия ≥ 10 мкс. К настоящему времени именно плазменные ускорители [4, 5] обеспечивают необходимый уровень плазменно-тепловых нагрузок на испытываемые материалы. Среди решаемых при этом задач особо выделяются две: первая — исследование эффекта экранировки собственными парами материала, образующимися на начальной стадии взаимодействия, вторая — разработка численной модели процесса экранировки и её экспериментальная проверка. Поскольку явным лидером в этих опытах среди облучаемых тугоплавких материалов является вольфрам, то и в исследованиях взаимодействия мощных плазменных потоков с материалами к нему проявляется повышенный интерес.

Ранее в серии экспериментов [6] исследовалось образование трещин после воздействия водородного плазменного потока в чистом вольфраме и в вольфраме, покрытом тонким, толщиной несколько микрон, легкоплавким металлом — висмутом. Мотивацией такой постановки эксперимента послужила уверенность, что в ИТЭР формирование напылённого слоя будет происходить в результате осаждения бериллия, испаренного с первой стенки токамака, на поверхность диверторных пластин. Однако объявление висмута бериллиево-подобным металлом является не совсем корректным в силу большого атомного номера висмута ($Z = 83$). К тому же в настоящее время принято решение отказаться от бериллия и использовать вольфрам как в диверторе ИТЭР, так и на первой стенке. При этом необходимо будет иметь защитное покрытие на первой стенке, а возможно, и в диверторе. Перспективным материалом для защитного покрытия в ИТЭР и для существующих и создающихся термоядерных установок можно считать карбид бора B_4C [7], важной отличительной особенностью которого является возможность его нанесения на контактирующую с плазмой поверхность и возобновления в течение разряда токамака. В итоге если вопрос бериллиево-подобности висмута можно считать полностью закрытым, то для выяснения первопричины влияния висмута на снижение образования трещин в вольфраме потребовались дополнительные эксперименты. В данной работе представлены результаты исследования теплового воздействия мощного потока водородной плазмы на вольфрамовую мишень со слоем висмута с привлечением диагностик, контролирующих параметры примешенной плазмы и температуру фронтальной поверхности мишени непосредственно в процессе взаимодействия.

УСТАНОВКА МК-200

В работе представлены результаты исследований, проведённых на установке МК-200 [8]. Водородный плазменный поток с энергосодержанием ≈ 50 кДж, длительностью ≈ 15 мкс и плотностью ионов в потоке на уровне $(2-4)10^{15}$ см^{-3} со скоростью $(4-6)10^7$ $\text{см}\cdot\text{с}^{-1}$ и соответствующей кинетической энергией протонов $0,8-1,8$ кэВ транспортировался в вакуумной камере диаметром 21 см, длиной ≈ 4 м с продольным магнитным полем, нарастающим с 1 Тл на выходе из ускорителя до 2 Тл в мишенной камере. При величине индукции магнитного поля в зоне расположения мишени 2 Тл диаметр плазменного потока составлял ≈ 10 см, что обеспечивало плазменно-тепловую нагрузку на поверхность мишени ≈ 600 Дж/см². Схема эксперимента на установке МК-200 показана на рис. 1.

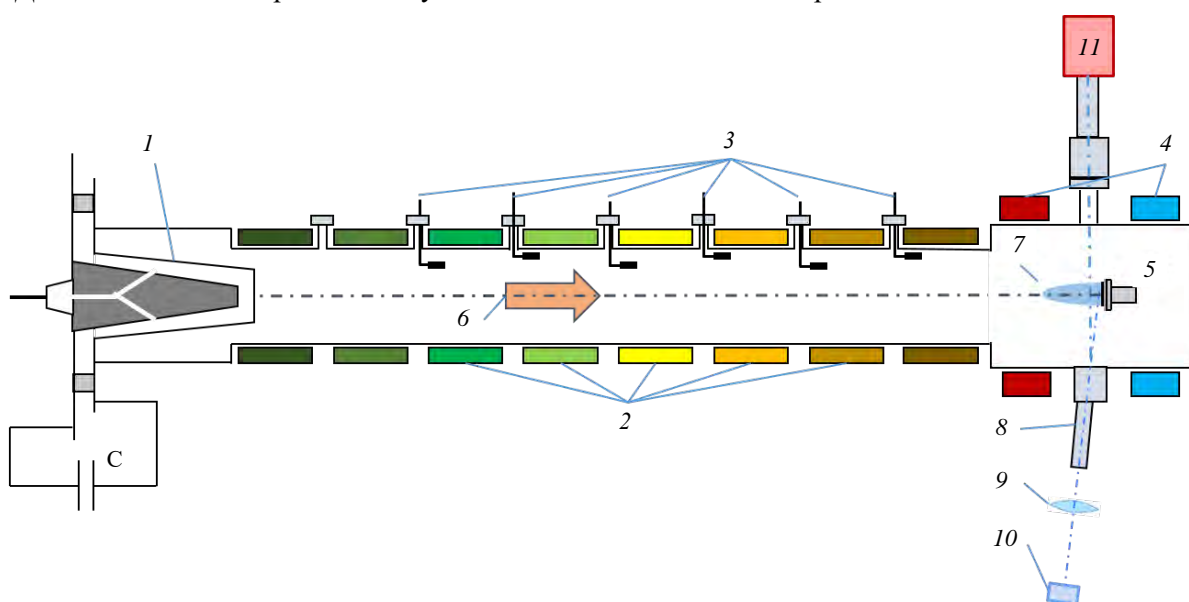


Рис. 1. Схема эксперимента на установке МК-200: 1 — импульсный плазменный ускоритель; 2 — катушки магнитного поля; 3 — магнитные зонды; 4 — катушки Гельмгольца; 5 — мишень; 6 — плазменный поток; 7 — мишенная плазма; 8 — система патрубков; 9 — линза; 10 — пирометр; 11 — спектрометр

В экспериментах использовался вольфрам листовой высокой точности марки В99,95-МП производства АО «Полема». Основой мишени являлась вольфрамовая пластина 30×30 мм толщиной 3 мм, на фронтальную поверхность которой был предварительно напылён висмут толщиной 7,5 мкм. Напыление

проводилось методом резистивного термического испарения висмута в вакуумной установке ВУП-4. Подготовка вольфрама под напыление проходила в ультразвуковой мойке в растворах кальцинированной соды, а затем дистиллированной воды с последующей промывкой этиловым спиртом и обдувкой в струе сухого азота. Это обеспечивало приемлемую адгезию покрытия. Неоднородность напылённого слоя висмута по толщине не превышала 2—3%. Толщина напылённого слоя определялась гравиметрически с использованием аналитических микровесов. На тыльной стороне мишени была закреплена термопара. Термопарный калориметр измерял энергию, поглощённую мишенью в каждом пуске.

В состав диагностического комплекса входили инфракрасный трёхволновой ($\lambda_1 = 850$ нм, $\lambda_2 = 1064$ нм, $\lambda_3 = 1550$ нм, $\Delta\lambda = 10$ нм) пирометр для измерения температуры поверхности мишени с временным разрешением 0,1 мкс [10] и спектрометр ВУФ-МР [11] с пропускающей дифракционной решёткой $d = 200$ нм для регистрации спектров излучения плазмы с пространственным разрешением в диапазоне длин волн 1—25 нм с помощью ПЗС-камеры ALEX-s Greateyes 2k512 BI.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Была проведена серия из двадцати последовательных пусков, в ходе которых контролировалась динамика температуры центральной зоны фронтальной поверхности мишени площадью ≈ 12 мм² и регистрировалось спектрометром ВУФ-МР излучение примешенной плазмы с пространственным разрешением вдоль оси камеры взаимодействия. Ключевые параметры экспериментов — энергозапас ёмкостного накопителя, газовая загрузка импульсного плазменного ускорителя и распределение индукции продольного магнитного поля в камере транспортировки и взаимодействия — поддерживались постоянными на протяжении всех двадцати пусков для обеспечения стабильных плазменно-тепловых нагрузок на мишень.

В течение всей серии пусков свечение плазмы не распространялось далее 4—6 см от поверхности мишени. Типичный вид спектра на первых 15 пусках показан на рис. 2, а и с 16-го по 20-й пуски — на рис. 2, б. Ввиду большого количества спектральных линий висмута и умеренного ($\approx 0,4$ нм) спектрального разрешения спектрографа анализ спектрального состава с целью идентификации линий невозможен. Однако сопоставление спектра, показанного на рис. 2, а, и опубликованных спектров висмута [12] позволяет сделать вывод о наличии свечения ионов висмута Bi^{5+} — Bi^{35+} . Столь широкий диапазон кратностей ионизации в нашем случае объясняется интегральной по времени регистрацией спектров ПЗС-камерой.

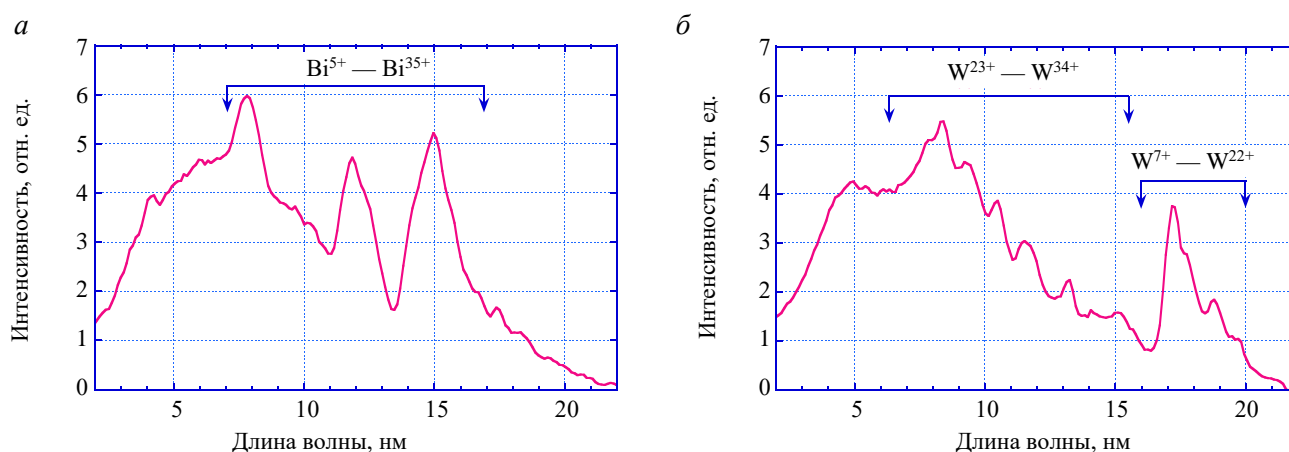


Рис. 2. Типичные спектры излучения мишени плазмы: а — на первых 15 пусках; б — после 15-го пуска

Начиная с 16-го пуска, регистрировалось излучение со спектром, показанным на рис. 2, б и характерным для ионов вольфрама W^{7+} — W^{34+} [13]. Кардинальное изменение спектра означает, что слой напылённого висмута окончательно испарился в 15-м пуске. Таким образом, в среднем за один пуск испарялось $\approx 0,5$ мкм висмута. Отметим, что на всех зарегистрированных спектрах в коротковолновой области присутствует непрерывное излучение с максимумом вблизи ≈ 5 —6 нм, что согласно [14] соответствует электронной температуре мишени плазмы на уровне ≈ 100 —120 эВ.

На рис. 3, *a* (2-й пуск) и 3, *б* (15-й пуск) показана динамика измеренной температуры поверхности висмута и соответственно рассчитанной температуры на границе висмут/вольфрам. Точность измерения температуры поверхности мишени пирометром была не хуже ± 50 К. Вычисление проводилось программой, которая по экспериментальным данным пирометра восстанавливала динамику распределения температуры по толщине мишени, включая динамику температуры на границе раздела висмут/вольфрам. Таким образом, решалась обратная задача теплопроводности вглубь мишени с граничным условием на температуру фронтальной поверхности мишени по данным пирометра. Эти вычисления позволили также определить поглощаемую мишенью тепловую энергию для каждого пуска.

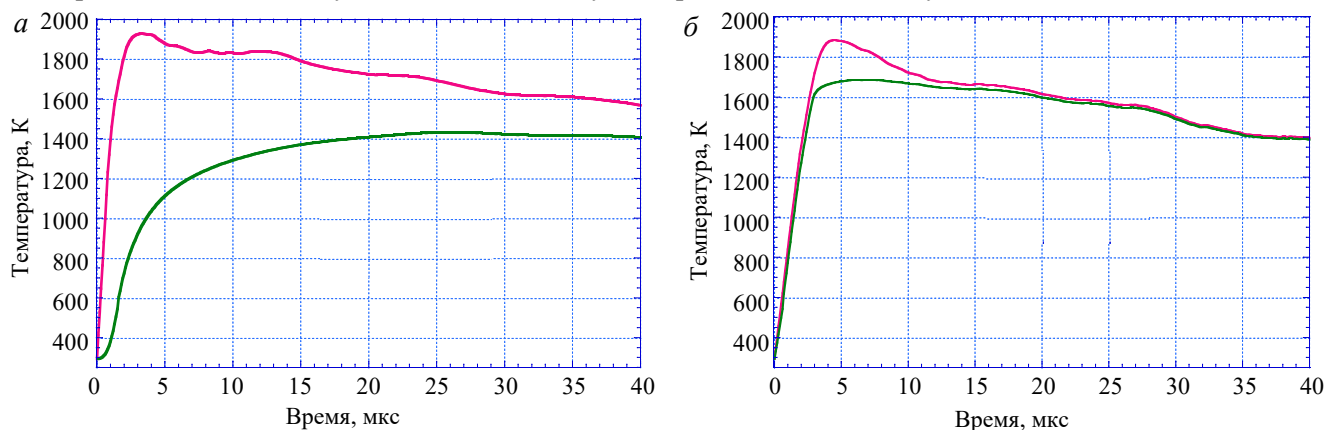


Рис. 3. Измеренные температуры $T(Bi)$ (—) фронтальной поверхности висмута толщиной 7 мкм (2-й пуск) (*a*), 0,5 мкм (15-й пуск) (*б*) и соответствующие им вычисленные температуры $T(W)$ (—) на границе висмут—вольфрам

В то время как максимальная температура фронтальной поверхности мишени достигала только температуры кипения висмута, температура на границе висмут—вольфрам (см. рис. 3, *a*) была далека от температуры плавления вольфрама (3695 К). Аналогичная картина (см. рис. 3, *б*) наблюдалась и в ходе «финального» 15-го пуска, перед которым на мишени, по оценке, оставался слой висмута толщиной $\approx 0,5$ мкм.

С 16-го (рис. 4, *a*) по 20-й (рис. 4, *б*) пуск пирометр фиксировал динамику температуры поверхности мишени с максимальными значениями выше температуры плавления вольфрама. Рост максимальной температуры поверхности после 16-го пуска связан, вероятно, с продолжавшимся снижением влияния паров висмута, ещё остававшегося на поверхности мишени в ходе пусков после 15-го.

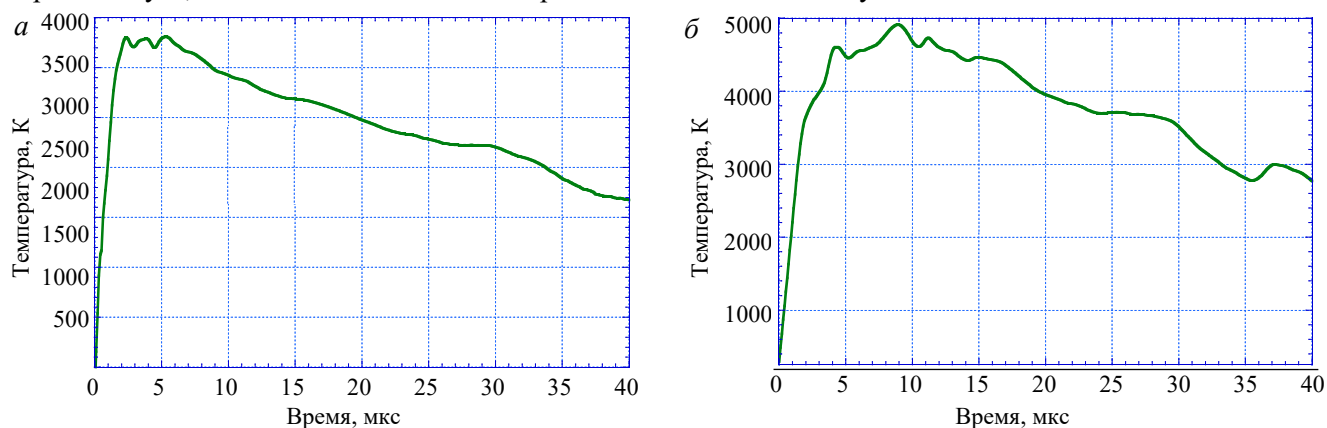


Рис.4. Измеренная температура фронтальной поверхности мишени: *a* — 16-й пуск; *б* — 20-й пуск

Вычисленная для каждого пуска тепловая энергия, поглощённая мишенью (рис. 5), находилась на уровне ≈ 12 Дж/см² при взаимодействии с висмутом (1—15-й пуски) и 25—35 Дж/см² при взаимодействии с вольфрамом (16—20-й пуски). Таким образом, в наших условиях эксперимента эффект экранировки вольфрама слоем висмута толщиной $\geq 0,5$ мкм приводит к значительному снижению поглощаемой мишенью энергии и в итоге к максимально достигаемой вольфрамом температуре, намного

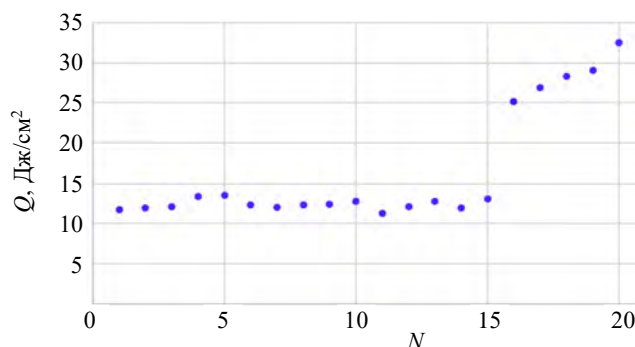


Рис. 5. Энергия, поглощённая вольфрамовой мишенью, в каждом из 20 последовательных пусков

ниже температуры плавления вольфрама. Именно это является первопричиной эффекта защиты висмутом вольфрама от образования трещин при взаимодействии в мощными водородными плазменными потоками. Напомним, что согласно справочным данным вольфрам при температуре 1650 °С имеет самый высокий предел прочности на разрыв.

На рис. 6 показаны фотографии мишени: поверхность висмута на вольфраме перед первым пуском (а) и вольфрама без висмута после 20-го пуска (б). Исследование микроструктуры шлифов сечения вольфрамовой мишени показало, что глубина трещин достигает до 30 мкм, а ширина — до 2 мкм.

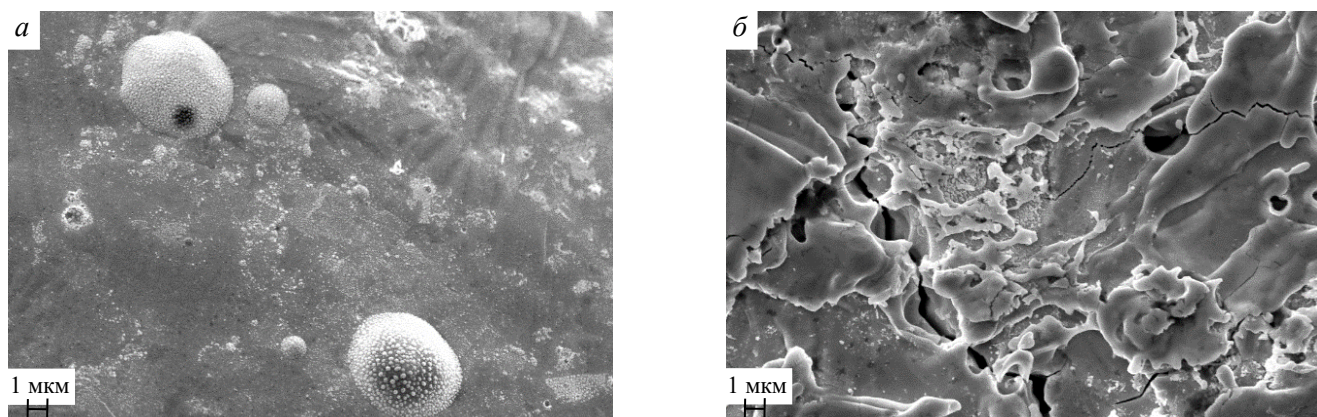


Рис. 6. Поверхность висмута на вольфраме перед первым пуском (а) и вольфрама без висмута после 20-го пуска (б)

Всё многообразие процессов модификации поверхностных слоёв чистого вольфрама под действием плазменно-тепловых нагрузок не являлось предметом данного исследования. Но можно, например, отметить, что следов дугообразования, в том числе множественного, которое является важным каналом передачи энергии от приповерхностной плазмы к вольфраму в токамаках [15], в наших экспериментальных условиях не наблюдалось.

Наличие слоя висмута приводит к значительному снижению максимальной температуры на фронтальной поверхности мишени по сравнению с экспериментами с чистым вольфрамом. Полученные с помощью инфракрасного трёхволнового пирометра данные показали, что максимальная температура поверхности мишени с висмутом за время воздействия достигала 1900 К, незначительно превышая температуру кипения висмута. Поглощённая вольфрамовой мишенью энергия при этом составляла ≈ 12 Дж/см², что почти вдвое меньше, чем в экспериментах по экранировке вольфрама с помощью азотной газовой завесы ≈ 25 Дж/см² [11], и в четыре раза меньше, чем в экспериментах с незащищённым чистым вольфрамом ≈ 50 Дж/см² [16]. Несмотря на более эффективную экранировку вольфрама висмутом по сравнению с азотной газовой завесой, следует учитывать радикальное преимущество газовой завесы как возобновляемой защиты в отличие от безвозвратно испаряющегося слоя висмута. Кроме этого, наличие азотной газовой завесы перед мишенью препятствует распространению паров вольфрама на расстояния более 1 см вдоль силовых линий магнитного поля навстречу налетающему плазменному потоку [11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате воздействия высокоэнергетичного ≈ 600 Дж/см² потока водородной плазмы длительностью ≈ 15 мкс на вольфрамовую мишень с вакуумно напылённым слоем висмута толщиной $\geq 0,5$ мкм мишень висмут/вольфрам поглощает ≈ 12 Дж/см².

Благодаря низкой температуре кипения висмута происходит интенсивное испарение $\approx 0,5$ мкм за одно воздействие и формирование экранирующего слоя, излучающегося в диапазоне длин волн $\lambda = 2$ —20 нм. Максимальная температура вольфрама, на который нанесён слой висмута, за всё время взаимодействия остаётся почти вдвое меньше температуры плавления вольфрама, что значительно снижает возможные температурные напряжения, являющиеся причиной формирования трещин на вольфраме.

Однако предложение использовать слой висмута в качестве возможной защиты вольфрама бесперспективно по причине невозобновляемости слоя. В то время как наличие возобновляемой азотной газо-

вой завесы не только снижает тепловую нагрузку на вольфрам, но и препятствует распространению паров вольфрама на расстояние более 1 см от поверхности.

Результаты данного исследования получены при проведении работ в рамках Государственного контракта № Н.4к.241.09.22.1074 от 28.04.2022.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будаев В.П. Результаты испытаний вольфрамовых мишеней дивертора при мощных плазменно-тепловых нагрузках, ожидаемых в ИТЭР и токамаках реакторного масштаба (обзор). — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 4, с. 5—33.
2. Pitts R.A., Bonnina X., Escourbiaca F. et al. Physics basis for the first ITER tungsten divertor. — Nuclear Materials and Energy, 2019, vol. 20, p. 100696.
3. Бахтин В.П., Еськов В.Г., Житлухин А.М., Смирнов В.П., Топорков Д.А., Умрихин Н.М., Фортов В.Е., Черковец В.Е. Нейтронные источники для гибридных реакторов на основе сталкивающихся сгустков. — В сб.: АтомТех-2013. Доклады отраслевой научной конференции. НИЯУ МИФИ, 3—4 апреля 2013 г. — М.: МИФИ, 2013, с. 29—36.
4. Позняк И.М., Архипов Н.И., Карелов С.В., Сафронов В.М., Топорков Д.А. Свойства примесей вольфрама, образующихся в плазме при облучении вольфрамовых мишеней мощными плазменными потоками. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 1, с. 70—79.
5. Климов Н.С., Коваленко Д.В., Подковыров В.Л., Кочнев Д.М., Ярошевская А.Д., Урлова Р.В., Козлов А.Н., Коновалов В.С. Экспериментальное исследование интегральных характеристик потока плазмы и разряда квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя с собственным магнитным полем. — Там же, 2019, т. 42, вып. 3, с. 52—63.
6. Klimov N., Barsuk V., Yaroshevskaya A., Danilina N., Putrik A., Podkovyrov V., Kovalenko D., Zhitlukhin A. Experimental study of the cracks formation on the pure tungsten and the tungsten, which is covered by layer of Be-like materials, under plasma heat loads relevant to ITER transient plasma events. — In: 17th International Conference on Fusion Reactor Materials (ICFRM-17). Aachen, Germany, October 11—16, 2015.
7. Позняк И.М., Алябьев И.А., Подковыров В.Л., Барсук В.А., Цыбенко В.Ю., Бирюлин Е.З., Федулаев Е.Д., Новоселова З.И. Поведение вольфрама с покрытием из карбида бора при воздействии интенсивных плазменных потоков. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 1, с. 99—110.
8. Костюшин В.А., Позняк И.М., Топорков Д.А., Бурмистров Д.А., Журавлев К.В., Лиджигорьев С.Д., Усманов Р.Р., Цыбенко В.Ю., Немчинов В.С. Плазменная установка МК-200. — Приборы и техника эксперимента, 2023, № 6, с. 28—34.
9. Житлухин А.М., Илюшин И.В., Сафронов В.М., Скворцов Ю.В. Исследование взаимодействия встречных плазменных потоков в продольном магнитном поле. — Физика плазмы, 1982, т. 8, вып. 3, с. 509—518.
10. Лиджигорьев С.Д., Бурмистров Д.А., Гаврилов В.В., Позняк И.М., Пушина А.В., Топорков Д.А. Исследование теплового воздействия мощных потоков водородной плазмы на поверхность вольфрамовой мишени с помощью инфракрасной пирометрии. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 67—74.
11. Лиджигорьев С.Д., Бурмистров Д.А., Гаврилов В.В., Костюшин В.А., Позняк И.М., Пушина А.В., Топорков Д.А. Защита вольфрамовой мишени от воздействия мощного потока водородной плазмы с помощью азотной газовой завесы. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 2, с. 63—71.
12. Liu L., Sullivan G.O., Reily F.O., Long E., Wang X., Dunne P. EUV spectral analysis of ns-laser produced bismuth plasmas at 8—17 nm. — Optics Express, 1974, vol. 25, № 9, p. 1974—1985.
13. Spectr-W3 Database on Spectroscopic Properties of Atoms and Ions; <http://spectr-w3.snz.ru/splines.phtml>.
14. Диагностика плазмы. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. — М.: Мир, 1967. 299 с.
15. Будаев В.П., Химченко Л.Н., Грашин С.А., Карпов А.В. Эффекты дугообразования при действии плазмы на вольфрамовые компоненты первой стенки в токамаке. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 51—56.
16. Skovorodin D.I., Pshenov A.A., Arakcheev A.S., Eksaeva E.A., Marenkov E.D., Krashenninnikov S.I. Vapor shielding models and the energy absorbed by divertor targets during transient events. — Physics of Plasmas, 2016, vol. 23, 022501, p. 1—8.

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 МОСКВА, ТРОИЦК, УЛ. ПУШКОВЫХ, ВЛ. 12, РОССИЯ



Дмитрий Анатольевич Топорков, с.н.с.; ассистент; МФТИ, 141701 Долгопрудный, МО, Институтский пер. 9, Россия
toporkov@triniti.ru



Даниил Алексеевич Бурмистров, м.н.с.; аспирант; НИУ «МЭИ», 111250 Москва, Красноказарменная ул. 14, стр. 1, Россия
burmistrov@triniti.ru



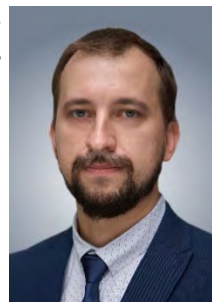
Владимир Андреевич Барсук, ведущий инженер



Валерий Васильевич Гаврилов, в.н.с., д.ф.-м.н.
vvgavril@triniti.ru



Сергей Владимирович Карелов, н.с.
karelov@triniti.ru



Николай Сергеевич Климов, директор по науке и стратегии, директор отделения, к.ф.-м.н.



Санджи Джангарович Лиджигоряев, м.н.с.; аспирант; МФТИ, 141701 Долгопрудный, МО, Институтский пер. 9, Россия
sandji96@mail.ru



Анита Викторовна Пушина, м.н.с.; студент; МФТИ, 141701 Долгопрудный, МО, Институтский пер. 9, Россия
anitaowl@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 22 декабря 2023 г.
После доработки 16 марта 2024 г.
Принята к публикации 10 апреля 2024 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 66—72.

УДК 621.384.6

ЧАСТОТНО-ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ДЛЯ МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

В.В. Куркучев¹, Н. Абед^{1,3}, А.В. Иванов^{1,3}, И.В. Кандауров¹, Д.А. Никифоров^{1,2}¹Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия²Центр коллективного пользования «Сибирский кольцевой источник фотонов» Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Институт катализа им. Г.К. Борескова Сибирского отделения Российской академии наук», Новосибирск, Россия³Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

Дивертор является одним из наиболее энергонагруженных элементов конструкции экспериментального токамака ИТЭР. При штатных режимах работы токамака дивертор испытывает как стационарные тепловые нагрузки, так и быстрые тепловые удары вследствие переходных процессов в плазме. Наибольшую опасность для целостности дивертора представляют ЭЛМы — квазипериодические неустойчивости в приграничной области плазмы. В настоящее время для смягчения вызываемых ЭЛМ-термоударов выбран подход, заключающийся в уменьшении энергосодержания в отдельном ЭЛМ за счёт увеличения их частоты (до 30—60 Гц). При этом из-за высокой частоты следования импульсов ожидается $\sim 10^8$ ЭЛМ-событий в течение предполагаемого срока службы дивертора. Столь большое количество импульсов может приводить к термоциклической усталости материала дивертора, появлению сети микротрещин и оплавлению вольфрама по краям этих трещин вследствие нарушения теплопроводности. В ИЯФ СО РАН разрабатывается экспериментальный стенд для изучения усталостной стойкости материалов для облицовки дивертора и первой стенки под действием ЭЛМ-подобных тепловых ударов при общем количестве последних $\geq 10^7$. Для имитации тепловых ударов предполагается использовать электронный пучок, работающий в частотно-импульсном режиме. В представляемой статье приводятся описание прототипа источника электронного пучка для материаловедческих исследований и результаты характеристики его параметров на испытательном стенде. В экспериментах был получен ток пучка 10 А при величине ускоряющего напряжения 19 кВ. Продемонстрирована работа источника с частотой до 10 Гц при длительности импульса 1 мс. С помощью изображающей диагностики на основе люминесцентной керамики было измерено распределение тока по сечению пучка при транспортировке в расходящемся магнитном поле. Достигнутые параметры соответствуют удельной мощности 1,27 ГВт/м², что удовлетворяет требованиям к пучку для материаловедческих приложений в интересах будущих установок термоядерного класса.

Ключевые слова: импульсный электронный пучок, накаливаемый катод, вольфрамовый дивертор, переходные тепловые нагрузки.

REPEATED PULSE ELECTRON BEAM SOURCE FOR MATERIALS TEST APPLICATIONS

V.V. Kurkuchekov¹, N. Abed^{1,3}, A.V. Ivanov^{1,3}, I.V. Kandaurov¹, D.A. Nikiforov^{1,2}¹Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia²Center for Collective Use Siberian Circular Photon Source of the Federal State Budgetary Institution of Science Federal Research Center Institute of Catalysis named after G.K. Boreskov of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia³Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia

Divertor is one of the most energy-loaded elements of the ITER experimental tokamak. During the ITER operation, the divertor experiences both stationary thermal loads and rapid thermal impacts due to transient processes in the plasma. The potentially most harmful transients during normal operation are edge-localized modes (ELMs). To mitigate the thermal impacts caused by ELMs, a current approach involves reducing the energy content of individual ELM by increasing their frequency (up to 30—60 Hz). Due to the high pulse repetition rate, $\sim 10^8$ ELM events are expected during the foreseen lifetime of the divertor components. Such a large number of pulses can lead to thermocyclic fatigue of the divertor material, the formation of a microcracks network and melting along the cracks edges due to heat conduction failure. In the BINP, an experimental stand to study the plasma-faced materials performance under the influence of a large ($\geq 10^7$) number of ELM-like thermal impacts is developing. To simulate the thermal impact on the material surface, a pulsed electron beam is planned to use. In the present article, the prototype of an electron beam source for materials test research and the results of the beam characterization experiments are described. In experiments on electron beam generation, a beam current of 10 A at an accelerating voltage of 19 kV was achieved. The beam pulse duration of 1 ms at frequencies up to 10 Hz was demonstrated. Using imaging diagnostics based on luminescent ceramics, the beam current distribution was measured. The achieved beam parameters correspond to a specific power of 1.27 GW/m², which meets the requirements for materials test applications in the interests of fusion-class facilities.

Key words: repeated electron beam pulses, thermionic cathode, tungsten divertor, transient thermal loads.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-73-79

ВВЕДЕНИЕ

Ключевая проблема для перспективных токамаков реакторного класса — выбор материалов, способных противостоять тепловым нагрузкам, обусловленным интенсивными потоками плазмы и частиц на об-

ращённые к плазме поверхности вакуумной камеры установки. Наибольший уровень тепловых нагрузок на стенку токамака имеет место в области дивертора. Для крупнейшего строящегося токамака ИТЭР в 2013 г. в качестве единственного материала облицовки дивертора был выбран вольфрам [1, 2], поскольку он обладает высокой температурой плавления, устойчив к распылению и низкому накоплению трития.

Работа токамака в режимах с высоким коэффициентом термоядерного усиления $Q_{DT} = 10$ (что является целью для ИТЭР) связана с возникновением так называемых ЭЛМ-событий [3] (англ. ELM — Edge Localized Modes) — квазипериодических неустойчивостей в приграничной области плазмы, приводящих к быстрым выбросам энергии и частиц на поверхность обращённых к плазме элементов облицовки дивертора и первой стенки. Таким образом, суммарная тепловая нагрузка на поверхность материала складывается из стационарной нагрузки (принята ~ 10 МДж·м⁻² в диверторе ИТЭР) и быстрых тепловых ударов вследствие ЭЛМ-событий.

Для больших токамаков естественная частота возникновения ЭЛМов находится на уровне 1—3 с⁻¹ [4] при характерной длительности термоудара в диапазоне сотен микросекунд. Для ИТЭР нагрузка на облицовку дивертора при неуправляемых ЭЛМах оценивается на уровне ≥ 2 МДж·м⁻² при характерном времени достижения максимальной температуры поверхности 0,5 мс [5, 6]. Такой уровень нагрузок находится много выше порога плавления вольфрама и является заведомо неприемлемым. Соответственно необходимо использование тех или иных способов «смягчения» ЭЛМ-нагрузок.

В настоящее время задача смягчения вызываемых ЭЛМ-термоударов рассматривается по двум направлениям: полное устранение таких событий (что, видимо, вряд ли достижимо в режимах с $Q_{DT} = 10$) либо уменьшение энергосодержания в отдельных ЭЛМах за счёт искусственного увеличения частоты возникновения последних. На основании результатов экспериментов с плазменными ускорителями [7] для вольфрамового дивертора ИТЭР был принят предельный уровень нагрузки 0,5 МДж·м⁻² в единичном ЭЛМе, что соответствует частоте контролируемых ЭЛМов в диапазоне 30—60 с⁻¹ [5].

Тепловые нагрузки выше порога плавления вольфрама (около 1,1 МДж·м⁻² при длительности 0,5 мс) способны вызвать повреждение облицовки дивертора ИТЭР вследствие буквально единичного ЭЛМ-события. Однако даже ЭЛМы с энергосодержанием кратно ниже порогового при большом количестве повторений вызывают термоциклическую усталость материала, приводящую к деформации поверхности, появлению сети микротрещин и оплавления вольфрама по краям этих трещин вследствие нарушения теплопроводности.

Детально эти явления были изучены в экспериментах на установке JUDIT 2 [8] в Юлихском исследовательском центре, где быстрый нагрев вольфрамовой мишени производился сфокусированным электронным пучком, сканирующим поверхность образца площадью около 1 см² по специальному алгоритму [9]. Было показано, что нагрузки на уровне 0,13 МДж·м⁻², с частотой 25 с⁻¹ при длительности нагрева 0,48 мс приводят к образованию сети микротрещин на поверхности вольфрама после 10⁶ термоударов [10, 11].

Вместе с этим, как было указано в работе [6], при частоте контролируемых ЭЛМов в десятки герц 10⁶ ЭЛМ-событий набираются менее чем за 100 рабочих разрядов ИТЭР в термоядерном режиме. Таким образом, вопрос об устойчивости вольфрамовой облицовки к длительным циклическим ЭЛМ-нагрузкам сравнительно малой мощности на протяжении срока службы дивертора ИТЭР ($\sim 8 \cdot 10^6$ с в термоядерной фазе) оставляет простор для исследований.

В ИЯФ СО РАН ранее была создана установка ВЕТА (Beam of Electrons for materials Test Applications) [12, 13] на основе источника электронного пучка с плазменным катодом. Задачей установки являлось изучение *in situ* процессов, происходящих на поверхности вольфрама при импульсных тепловых нагрузках, сопоставимых с ожидаемыми в ИТЭР. Электронный пучок позволял моделировать термоудары на площади 1—2 см² длительностью от 0,1 до 1 мс с уровнем нагрузки как заведомо ниже порога плавления вольфрама, так и значительно выше, вплоть до разбрызгивания материала. Существенным недостатком установки является низкая частота повторения импульсов (0,02 с⁻¹).

В настоящее время в ИЯФ СО РАН разрабатывается экспериментальный стенд для изучения усталостной стойкости тугоплавких материалов для облицовки дивертора и первой стенки под действием ЭЛМ-подобных тепловых ударов при общем количестве последних $\geq 10^7$.

Для имитации теплового воздействия на поверхность предполагается использовать электронный пучок, работающий в частотно-импульсном режиме. В общем виде концепция работы экспериментального стенда заключается в следующем: пучок, сформированный в электронной пушке с термокатодом, транспортируется в ведущем магнитном поле на испытываемую мишень и одновременно создаёт равномерную тепловую нагрузку на поверхности последней в области площадью около 1 см^2 . Для обеспечения тепловых нагрузок на уровне $0,5 \text{ МДж} \cdot \text{м}^{-2}$ на поверхности вольфрамовой мишени требуется мощность электронного пучка 80 кВт при длительности импульса 1 мс (исходя из площади отпечатка пучка на мишени, равной 1 см^2 , и с учётом коэффициента поглощения энергии падающего пучка $\approx 0,6$ для вольфрама). Для уменьшения фона сопутствующего тормозного излучения и удешевления конструкции модулятора ускоряющего напряжения энергию электронов целесообразно выбрать не выше 30 кэВ . Частота следования импульсов пучка должна быть не ниже $20\text{—}30 \text{ с}^{-1}$, что позволит достичь необходимого числа импульсов тепловой нагрузки на мишени за разумное экспериментальное время.

В представляемой статье приводятся описание прототипа источника электронного пучка для материаловедческих исследований и результаты измерения его параметров на испытательном стенде.

ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Схема экспериментального стенда для измерения характеристик электронного пучка показана на рис. 1. В состав стенда входят вакуумная камера с внешней катушкой магнитного поля, электронная пушка с термокатодом, высоковольтный модулятор и системы питания накала пушки и магнитного поля, а также система регистрации параметров пучка.

Электронная пушка на основе термокатода с косвенным накалом была разработана и изготовлена в ИЯФ СО РАН. Пушка предназначена для работы в ведущем магнитном поле и позволяет использовать широкую номенклатуру катодных узлов с эмиттером из LaB_6 , разработанных в ИЯФ СО РАН [14, 15] (рис. 2).

Катоды из гексаборида лантана обладают высокой плотностью тока эмиссии, сравнительно мало чувствительны к плохим вакуумным условиям, отравлению кислородом, парами воды и при эксплуатации в рабочем диапазоне температуры $1650\text{—}2200 \text{ К}$ имеют рабочий ресурс более 1000 ч [16]. Для первых экспериментов была выбрана кольцевая форма эмиттера для достижения большего первеанса, транспортируемого на коллектор пучка. Внешний диаметр эмиттера составил 16 мм , внутренний — 8 мм . Величина ускоряющего зазора составляет $7,8 \text{ мм}$.

Генерация и транспортировка электронного пучка происходили в стационарном аксиально-симметричном ведущем магнитном поле, создаваемом внешней катушкой с внутренним диаметром обмотки 280 мм и внешним — 507 мм . Катушка содержит 288 витков медной шины $8 \times 8 \text{ мм}$ с внутренним каналом диаметром 5 мм для прокачки охлаждающей дистиллированной воды. Ин-

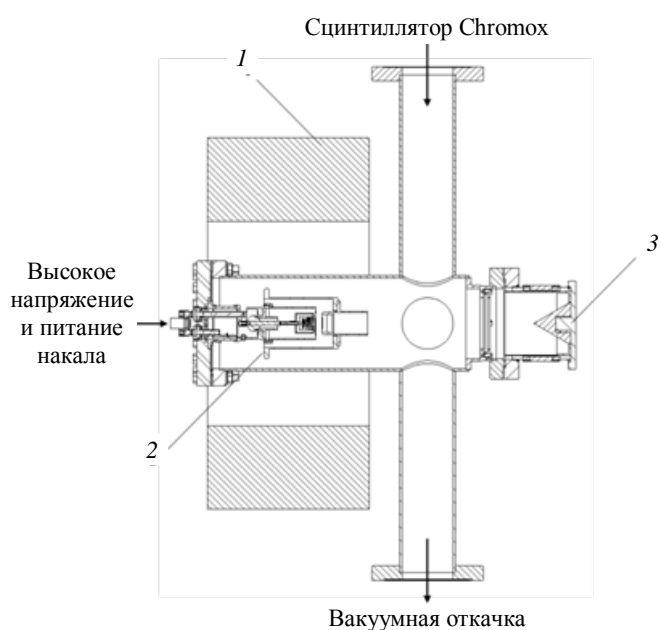


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 — катушка магнитного поля; 2 — электронная пушка с термокатодом; 3 — цилиндр Фарадея

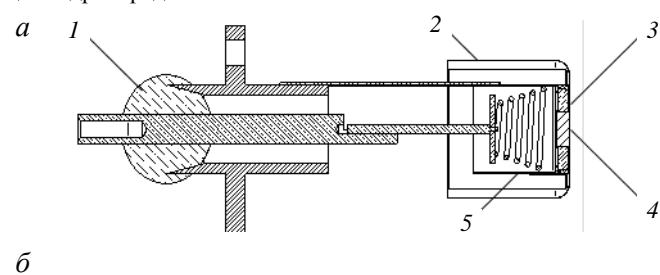


Рис. 2. Схема катодного узла: 1 — проходной изолятор; 2 — тепловые экраны; 3 — вставка LaB_6 ; 4 — центральная вставка (тантал с графитовой оправой); 5 — накальный элемент (спираль из вольфрама) (а); фото катодных узлов с различной геометрией эмиттирующей области (б)

дукция магнитного поля в среднем сечении на оси составляет 80 мТл на 100 А тока в обмотке. Питание катушки производилось от регулируемого источника постоянного тока MeanWell RST-10000-48, который позволяет получать максимальный ток в нагрузке до 200 А. Тепловыделение в катушке при токе 100 А составляет 1,3 кВт.

Схема питания источника пучка показана на рис. 3. Модулятор, формирующий импульсы ускоряющего напряжения, работает по принципу частичного разряда накопительной ёмкости. Коммутация накопителя на нагрузку производится с помощью разработанного в ИЯФ СО РАН высоковольтного ключа на основе 12 последовательно соединённых IGBT-транзисторов IXEL40N400. Модулятор позволяет формировать квазипрямоугольные импульсы ускоряющего напряжения амплитудой до 30 кВ, длительностью от 20 мкс, с частотой повторения до 100 Гц. Управление транзисторным ключом производится по оптоволокну, длительность ускоряющих импульсов и интервал между ними задаются программным образом. Средняя мощность генерируемого пучка ограничивается в первую очередь мощностью высоковольтного выпрямителя, заряжающего ёмкостной накопитель. Для зарядки последнего использовался источник питания ИПЭ-6-30-1.1 (30 кВ, 6 кВт) производства компании «Инситек» (Томск).

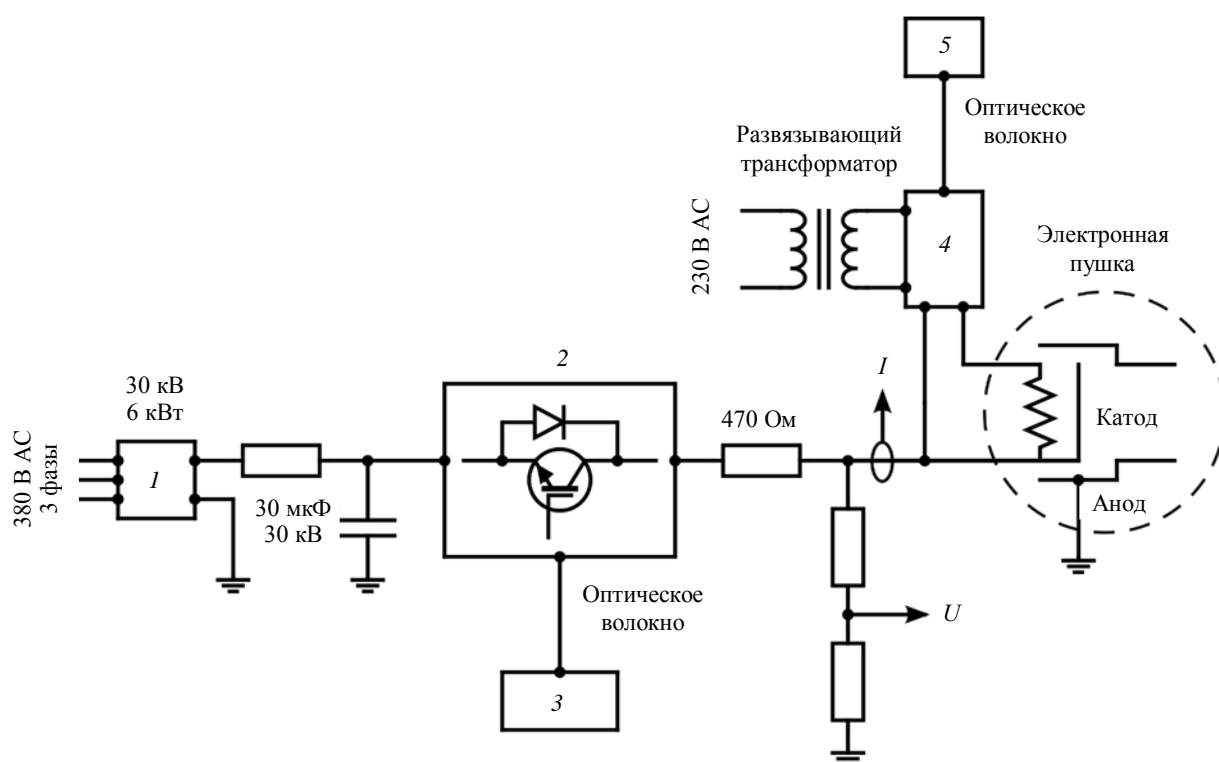


Рис. 3. Схема питания источника электронного пучка: 1 — высоковольтный источник ИПЭ-6-30-1.1; 2 — транзисторный ключ; 3 — генератор управляющих импульсов; 4 — питание накала катода; 5 — управление накалом

Питание накала катода производилось постоянным током с помощью регулируемого источника MeanWell SPV-300-12. Источник тока и система управления накалом смонтированы на изолированной платформе и при работе источника находятся под ускоряющим потенциалом. Управление током накала осуществляется по оптическому каналу Ethernet. Максимально возможная мощность накала составляет 300 Вт.

Вакуумная камера с уплотнениями из меди прогревалась и откачивалась до остаточного давления $\sim 1 \cdot 10^{-6}$ Па турбомолекулярным и магниторазрядным насосами. При работе с пучком турбомолекулярный насос выключался из-за опасения воздействия на него рассеянного поля магнитной катушки. Типичное остаточное давление в камере при работе с пучком было на уровне $3 \cdot 10^{-4}$ Па.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Зависимость между мощностью накала и температурой катода находилась с помощью яркостного оптического пирометра ЭОП-66 [17] на специальном стенде. Температура на поверхности LaB₆-эмиттера около 1900 К достигалась при мощности накала 270 Вт. Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) электронного пучка проводилось при величине магнитного поля в центре катушки

0,08 Тл. Источник работал с длительностью импульса 1 мс на частоте 1 Гц из-за ограничения по тепловой нагрузке на цилиндр Фарадея (кратковременно производились включения на частоте 10 Гц). Ускоряющее напряжение измерялось резистивным делителем, ток в цепи ускоряющего напряжения и ток на цилиндр Фарадея измерялись с помощью датчиков типа LEM LF 210. На рис. 4 показаны ВАХ электронной пушки при различных температурах катода.

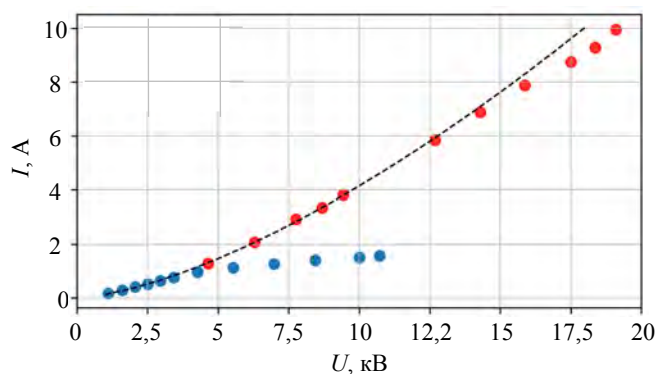


Рис. 4. Вольтамперная характеристика диодной пушки с кольцевым катодом для различных температур поверхности катода: ---- — Ultra Sam, ● — 1600, ● — 1900 К

Пунктиром изображена расчётная ВАХ в режиме работы с ограничением тока эмиссии пространственным зарядом. Численное моделирование выполнялось с помощью программного пакета UltraSAM [18] для реальной геометрии пушки, вакуумной камеры и магнитного поля. Расчётный микропереванс пучка был равен 4,28 мк. Экспериментальные данные, полученные при температуре катода около 1600 К, показаны синими кружками (см. рис. 4). Видно, что для этой температуры при напряжении около 5 кВ пушка переходит в режим работы с ограничением тока эмиссионной способностью катода. При температуре катода около 1900 К ВАХ совпадает с расчётной практически во всём диапазоне ускоряющих напряжений. Максимальный ток пучка 10 А был достигнут при напряжении на катоде 19 кВ, что соответствует удельной мощности в пучке 1,27 ГВт/м² (в пересчёте на площадь LaV₆-эмиттера).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА ПУЧКА

В контексте моделирования тепловых нагрузок важно знать распределение мощности электронного пучка на исследуемом образце. Пушка с кольцевым катодом была спроектирована из расчёта получения равномерного распределения плотности тока в кольцевом сечении пучка. Для экспериментального изучения данной характеристики была создана визуализирующая диагностика на основе сцинтиллятора Chromox AF995R [19], который представляет собой пластину из корундовой керамики, допированной трёхвалентным хромом, толщиной 1,5 мм и диаметром 80 мм. Этот сцинтиллятор обладает высоким световыходом и хорошо переносит тепловые удары. Для нивелирования эффектов, связанных с накоплением заряда на керамике, на поверхность последней был напылён слой хрома толщиной 20 нм. Пластина сцинтиллятора с помощью вакуумной подвижки вводилась в пучок с наклоном 45° к его оси, свечение регистрировалось быстрой цифровой камерой SDU-285, установленной перпендикулярно направлению пучка.

Для предотвращения быстрой деградации металлического напыления и разрушения сцинтиллятора измерения проводились при сниженной мощности пучка. Типичное изображение пучка в поперечном сечении показано на рис. 5, а. Ток эмиссии здесь составлял 1,5 А при ускоряющем напряжении 10 кВ и

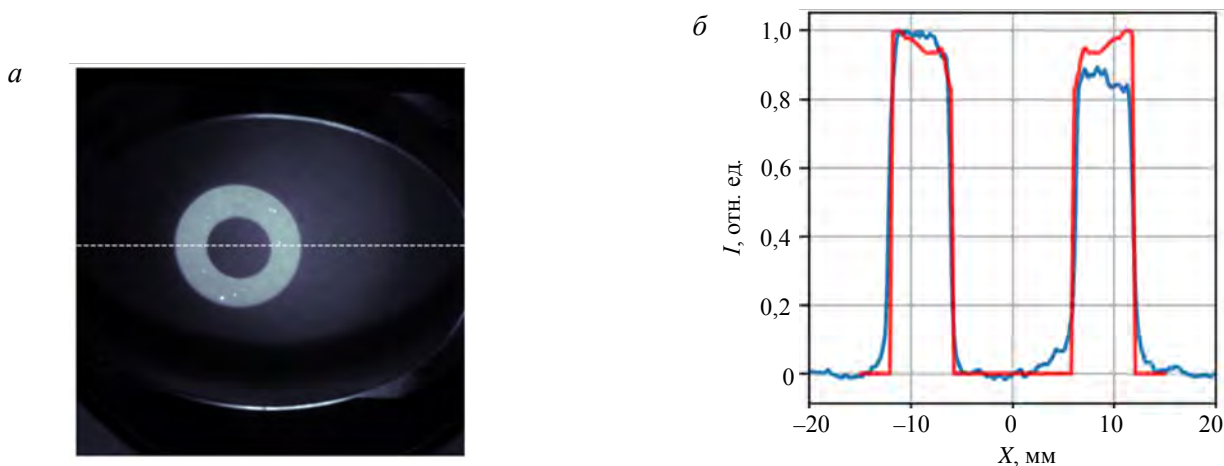


Рис. 5. Снимок отпечатка пучка на сцинтилляторе с металлическим напылением (а) и сравнение фотометрического профиля отпечатка пучка, измеренного экспериментально (—), и распределения плотности тока пучка (—), полученного с помощью численного моделирования (б)

длительности импульса 1 мс. Ведущее магнитное поле имело расходящуюся конфигурацию. Величина магнитной индукции составляла ~ 80 и $33,5$ мТл в области катода и мишени соответственно.

На рис. 5, б показан фотометрический профиль, измеренный вдоль пунктирной линии (см. рис. 5, а), в сопоставлении с результатами численных расчётов, выполненных с помощью пакета UltraSAM. Диаметр пучка на мишени составил 22 мм. Как видно, неравномерность тока в сечении пучка не превышает 20%. Наблюдаемые на снимке яркие точки сохраняют своё местоположение на сцинтилляторе при изменении положения пучка на мишени и, по-видимому, связаны с дефектами металлического напыления. Удовлетворительное совпадение расчётов и результатов измерений создаёт основу для использования имеющихся численных моделей в дальнейшей работе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан частотно-импульсный источник электронного пучка на основе термокатада с косвенным накалом. В первых экспериментах на испытательном стенде получен ток пучка 10 А при ускоряющем напряжении 19 кВ. Продемонстрирована работа источника на частоте 10 Гц при длительности импульса 1 мс.

С помощью визуализирующей диагностики на основе люминесцентной керамики произведены измерения распределения тока по сечению пучка при транспортировке в расходящемся магнитном поле. Продемонстрировано, что распределение тока пучка однородно по сечению, неравномерность тока не превышает $\sim 20\%$.

Достигнутые параметры пучка соответствуют удельной мощности $1,27$ ГВт/м². Достигнутый уровень плотности мощности удовлетворяет требованиям к пучку для материаловедческих приложений и поддержку проектов будущих установок термоядерного класса.

Авторы выражают искреннюю благодарность В.А. Садчикову за разработку и изготовление высоковольтного IGBT-ключа, А.Ф. Ровенских за помощь в автоматизации экспериментов и Д.А. Старостенко за любезно предоставленное вакуумное оборудование. Авторы глубоко признательны Л.Н. Вячеславу и Ю.А. Труневу за проявленный интерес к работе и полезные обсуждения.

В части создания диагностик пучка, систем питания накала и магнитного поля, высоковольтного модулятора работа выполнялась при поддержке грантом РФФИ 22-72-00037. В остальной части работа выполнялась при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проекты № FWGM-2022-0014, FWUR-2024-0041).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pitts R.A.** A full tungsten divertor for ITER: Physics issues and design status. — *J. of Nuclear Materials*, 2013, vol. 438, p. S48—S56.
2. **Hirai T. et al.** Status of technology R&D for the ITER tungsten divertor monoblock. — *Ibid.*, 2015, vol. 463, p. 1248—1251.
3. **Zohm H.** The physics of edge localized modes (ELMs) and their role in power and particle exhaust. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1996, vol. 38, № 8, p. 1213.
4. **Lang P.T. et al.** ELM control strategies and tools: status and potential for ITER. — *Nuclear Fusion*, 2013, vol. 53, № 4, p. 043004.
5. **Loarte A. et al.** Characteristics of type I ELM energy and particle losses in existing devices and their extrapolation to ITER. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2003, vol. 45, № 9, p. 1549.
6. **Pitts R.A. et al.** Physics basis for the first ITER tungsten divertor. — *Nuclear Materials and Energy*, 2019, vol. 20, p. 100696.
7. **Klimov N. et al.** Experimental study of PFCs erosion under ITER-like transient loads at plasma gun facility QSPA. — *J. of Nuclear Materials*, 2009, vol. 390, p. 721—726.
8. **Majerus P. et al.** The new electron beam test facility JUDITH II for high heat flux experiments on plasma facing components. — *Fusion Eng. and Des.*, 2005, vol. 75, p. 365—369.
9. **Loewenhoff T. et al.** Experimental simulation of Edge Localised Modes using focused electron beams-features of a circular load pattern. — *J. of Nuclear Materials*, 2011, vol. 415, № 1, p. S51—S54.
10. **Loewenhoff T. et al.** Tungsten and CFC degradation under combined high cycle transient and steady state heat loads. — *Fusion Eng. and Des.*, 2012, vol. 87, № 7—8, p. 1201—1205.
11. **Linke J. et al.** Performance of different tungsten grades under transient thermal loads. — *Nuclear Fusion*, 2011, vol. 51, № 7, p. 073017.
12. **Vyacheslavov L. et al.** Novel electron beam based test facility for observation of dynamics of tungsten erosion under intense ELM-like heat loads. — *AIP Conference Proceedings*. AIP Publishing, 2016, vol. 1771, № 1.
13. **Vyacheslavov L.N. et al.** Diagnostics of the dynamics of material damage by thermal shocks with the intensity possible in the ITER divertor. — *Physica Scripta*, 2018, vol. 93, № 3, p. 035602.
14. **Son H.J. et al.** Electron gun and collector for RAON EBIS charge breeder. — *J. of Instrumentation*, 2021, vol. 16, № 09, p. T09001.

15. **Kondrashev S. et al.** Advanced EBIS charge breeder for rare isotope science project, — In: Proc. of 7th Intern. Particle Accelerator Conf. (IPAC'16), 2016, p. 1304—1307.
16. **Kuznetsov G.** High temperature cathodes for high current density. — Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1994, vol. 340, № 1, p. 204—208.
17. **Комитет стандартов, мер и измерительных приборов.** Пирометры оптические. Реестр при ЭОП-66 под № 1530—69. URL: <https://nd-gsi.ru/grsi/010xx/01530-69.pdf>.
18. **Ivanov A.V., Tiunov M.A.** ULTRASAM-2D code for simulation of electron guns with ultra high precision. — In: Proc. of EPAC-2002, Paris, 2002, p. 1634—1636.
19. **McCarthy K.J. et al.** Characterization of the response of chromium-doped alumina screens in the vacuum ultraviolet using synchrotron radiation. — J. of Applied Physics, 2002, vol. 92, № 11, p. 6541—6545.



Виктор Викторович Куркучеков, с.н.с., к.ф.-м.н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева 11, Россия
V.V.Kurkuchekov@inp.nsk.su



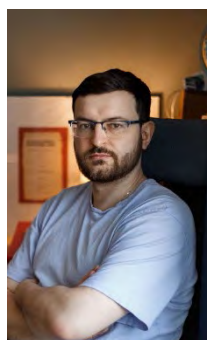
Набиль Абед, м.н.с.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева 11, Россия; НГТУ, 630073 Новосибирск, пр-т К. Маркса 20, Россия
N.Abed@inp.nsk.su



Андрей Вячеславович Иванов, с.н.с., к.ф.-м.н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева 11, Россия; НГТУ, 630073 Новосибирск, пр-т К. Маркса 20, Россия
A.V.Ivanov@inp.nsk.su



Игорь Васильевич Кандауров, н.с.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева 11, Россия
I.V.Kandaurov@inp.nsk.su



Данила Алексеевич Никифоров, н.с., к.ф.-м.н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева 11, Россия; ИК СО РАН, 630090 Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева 5, Россия
D.A.Nikiforov@inp.nsk.su

Статья поступила в редакцию 6 февраля 2024 г.

После доработки 6 апреля 2024 г.

Принята к публикации 10 апреля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 73—79.

УДК 669.292.5;620.186.5

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ОТЖИГОВ НА ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ И МИКРОТВЁРДОСТЬ КАРБИДНОУПРОЧНЁННОГО СПЛАВА V—Cr—W—Zr

И.В. Смирнов^{1,2}, И.А. Дитенберг^{1,2}, К.В. Гриняев^{1,2}, А.Н. Тюменцев^{1,2}, Ю.П. Пинжин^{1,2},
Д.А. Осипов^{1,2}, А.Д. Коротаев^{1,2}, В.М. Чернов^{3,4}, М.М. Потепенко³

¹Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия

²НИИ Томский государственный университет, Томск, Россия

³АО «ВНИИИМ имени академика А.А. Бочвара», Москва, Россия

⁴Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Проведено исследование влияния отжига в интервале от 700 до 1600 °С на особенности микроструктуры и значения микротвёрдости сплава V—Cr—W—Zr после термомеханической обработки. Обнаружено, что в результате прокатки в сплаве V—Cr—W—Zr происходит формирование текстурных волокон α , γ , θ . Установлено, что структурное состояние после термомеханической обработки стабильно до 800 °С. При 900 °С происходит активизация первичной рекристаллизации, которая при 1000 °С охватывает весь объём материала. В температурном интервале 1100—1400 °С протекают процессы собирательной рекристаллизации. Вторичная рекристаллизация активизируется при 1500 °С. В условиях первичной, собирательной и вторичной рекристаллизации на фоне ориентационного роста зёрен наблюдается исчезновение текстурных компонентов θ -волокна. Установлено, что в температурном интервале 1500—1600 °С происходит частичное перераспределение W. Проведён анализ влияния среднего размера зёрен на значения микротвёрдости сплава. Обсуждаются основные механизмы упрочнения материала.

Ключевые слова: сплавы ванадия, термомеханическая обработка, микроструктура, текстура, микротвёрдость, процессы релаксации, термическая стабильность.

INFLUENCE OF ANNEALING TEMPERATURE ON THE MICROSTRUCTURE FEATURES AND MICROHARDNESS OF CARBIDE-STRENGTHENED V—Cr—W—Zr ALLOY

I.V. Smirnov^{1,2}, I.A. Ditenberg^{1,2}, K.V. Grinyaev^{1,2}, A.N. Tyumentsev^{1,2}, Yu.P. Pinzhin^{1,2},
D.A. Osipov^{1,2}, A.D. Korotaev^{1,2}, V.M. Chernov^{3,4}, M.M. Potapenko³

¹Institute of Strength Physics and Materials Science SB RAS, Tomsk, Russia

²National Research Tomsk State University, Tomsk, Russia

³JSC Bochvar High-Technology Research Institute for Inorganic Materials, Moscow, Russia

⁴National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

A study of the influence of annealing in the range from 700 to 1600 °C on the microstructure features and microhardness values of the V—Cr—W—Zr alloy after thermomechanical treatment was carried out. It was found that as a result of rolling in the V—Cr—W—Zr alloy, texture fibers α , γ , θ are formed. It has been established that the structural state after thermomechanical treatment is stable up to 800 °C. At 900 °C, primary recrystallization is activated, which at 1000 °C covers the entire volume of the material. Collective recrystallization processes occur in the temperature range of 1100—1400 °C. Secondary recrystallization is activated at 1500 °C. Under conditions of primary, collective and secondary recrystallization, against the background of orientational grain growth, the disappearance of the textural components of the θ -fiber is observed. It was established that in the temperature range of 1500—1600 °C a partial redistribution of W occurs. The influence of the average grain size on the microhardness values of the alloy was analyzed. The main mechanisms of material strengthening are discussed.

Key words: vanadium alloys, thermomechanical treatment, microstructure, texture, microhardness, relaxation processes, thermal stability.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-80-91

ВВЕДЕНИЕ

Малоактивируемые сплавы ванадия системы V—Me(Cr, W, Ta)—Zr являются перспективными конструкционными материалами для термоядерных и ядерных реакторов [1, 2]. Важно заметить, что изучаемая система сплавов по сравнению с системой V—Ti—Cr является более устойчивой к воздействию водорода из внешней среды, так как Ti является активным гидридообразующим элементом [3]. В системе V—Me(Cr, W, Ta)—Zr основным фазообразующим элементом является Zr, который характеризуется

более высокой химической активностью по отношению к примесям внедрения (С, О, N) по сравнению с другими матричными элементами [2, 4, 5]. Как известно [6—8], образование твёрдых растворов и выделение частиц вторых фаз переводит подобные материалы в разряд гетерофазных, уровень прочностных свойств которых во многом определяется реализацией твёрдорастворного и дисперсного типов упрочнения.

Деформация прокаткой является одним из основных способов деформационной обработки металлических материалов давлением, используемым как в промышленном получении листовых заготовок, так и в качестве этапа термомеханических обработок (ТМО) [9]. В соответствии с современными представлениями [10, 11], формирование в гетерофазных материалах высокодефектного структурного состояния приводит к изменению специфики протекания диффузионных процессов и, как следствие, механизмов трансформации микроструктуры при последующих термических и химико-термических обработках.

Как известно [12—15], основными системами скольжения ОЦК-сплавов являются $\{110\}\langle 111\rangle$, $\{112\}\langle 111\rangle$ и $\{123\}\langle 111\rangle$. В связи с этим при деформации прокаткой наблюдается преимущественно поворот определённых кристаллографических плоскостей вокруг выделенных направлений в образце, в частности, вокруг направления прокатки (НП) и вокруг направления нормальной плоскости прокатки (НН). Таким образом, происходит формирование частичных осевых текстур, которые содержат основные компоненты текстуры прокатки:

— частичное α -волокно ($\langle 110\rangle\parallel\text{НП}$), включающее $\{100\}\langle 110\rangle$ — $\{112\}\langle 110\rangle$ — $\{111\}\langle 110\rangle$. Ориентация зёрен такого волокна меняется между $\{100\}\langle 110\rangle$, $\{112\}\langle 110\rangle$ и $\{111\}\langle 110\rangle$ путём поворота вокруг направления $\langle 110\rangle$, которое параллельно НП;

— частичное γ -волокно ($\langle 111\rangle\parallel\text{НН}$), включающее $\{111\}\langle 110\rangle$ — $\{111\}\langle 112\rangle$. В данном случае ориентация зёрен меняется от $\{111\}\langle 110\rangle$ до $\{111\}\langle 112\rangle$ путём поворота вокруг направления $\langle 111\rangle$, которое параллельно НН;

— частичное θ -волокно ($\langle 100\rangle\parallel\text{НН}$), включающее $\{001\}\langle 110\rangle$ — $\{001\}\langle 100\rangle$. Ориентировка зёрен этого волокна меняется между $\{001\}\langle 110\rangle$ и $\{001\}\langle 100\rangle$ путём поворота вокруг направления $\langle 100\rangle$, которое параллельно НН.

Основная методика изучения частичных осевых текстурных компонентов состоит в вычислении функций распределения ориентации (ФРО) кристаллитов, так как их анализ в отличие от анализа прямых или обратных полюсных фигур позволяет однозначно описать текстуру и выявить области рассеяния ориентировок вокруг максимумов плотности вероятности в ориентационном пространстве [12]. Данный метод заключается в построении четырёхмерного массива данных, где каждой точке через координаты в трёхмерном пространстве сопоставляется ориентация кристалла через эйлеровские углы поворота по методу Бунге — φ_1 , Φ , φ_2 , а через цвет данной точки определяется вероятность этой ориентировки. В результате текстурные волокна (α , γ , θ и т.д.) изображаются в виде выделенных определённым цветом областей в трёхмерном (φ_1 , Φ , φ_2) пространстве ориентаций (рис. 1, а). Для удобства анализа текстурных компонентов в материалах с ОЦК-решёткой используют сечения трёхмерного пространства при $\varphi_2 = 0^\circ$ и $\varphi_2 = 45^\circ$, так как такие сечения содержат все основные текстурные компоненты (рис. 1, б, в) [15, 16].

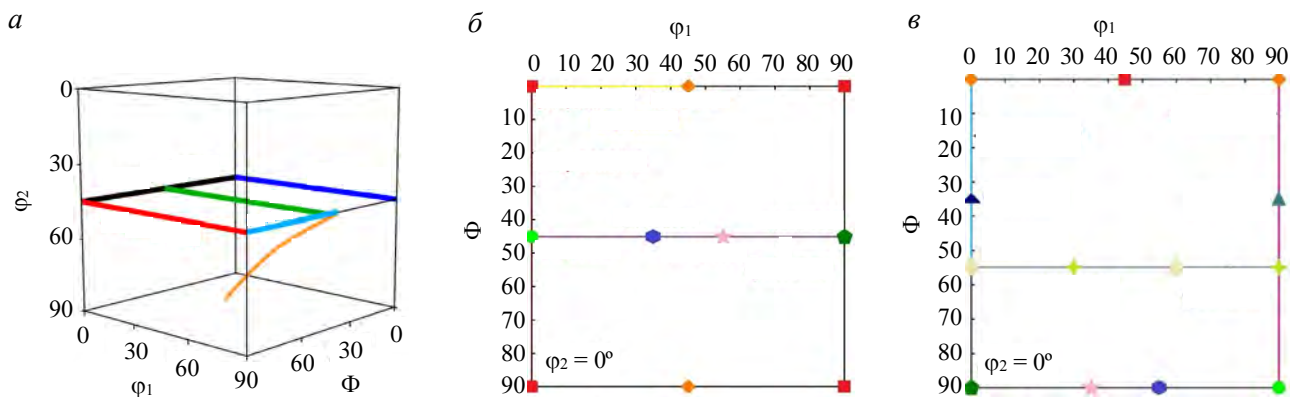


Рис. 1. Схематическая иллюстрация отображения различных волокон через ФРО в координатах Бунге φ_1 , Φ , φ_2 : в трёхмерном пространстве [15] (— α -волокно (ОЦК), — θ -волокно, — γ -волокно, — α -волокно (ГЦК), — Т-волокно, — β -волокно) (а); в сечениях [16] при $\varphi_2 = 0^\circ$ (— θ -волокно, — η -волокно, — ξ -волокно, — $\{001\}\langle 100\rangle$, — $\{001\}\langle 110\rangle$, — $\{011\}\langle 100\rangle$, — $\{011\}\langle 011\rangle$, — $\{011\}\langle 211\rangle$, — $\{011\}\langle 111\rangle$) (б) и $\varphi_2 = 45^\circ$ (— α -волокно, — ε -волокно, — γ -волокно, — $\{012\}\langle 110\rangle$, — $\{012\}\langle 111\rangle$, — $\{111\}\langle 112\rangle$, — $\{111\}\langle 110\rangle$) (в)

Необходимо отметить, что текстуры прокатки сплавов на основе ОЦК-металлов зависят как от химического состава, так и от степени деформации [13, 17]. Например, установлено, что при $\varepsilon < 70\%$ в низкоуглеродистой стали, Ta, Nb, Mo, W доминирующими компонентами на α -волокне являются $\{001\}\langle 110\rangle$ и $\{112\}\langle 110\rangle$, а на γ -волокне — $\{111\}\langle 112\rangle$. В то время как в этих же материалах при $\varepsilon > 70\%$ максимум на α -волокне смещается на $\{112\}\langle 110\rangle$, а на γ -волокне — на $\{111\}\langle 110\rangle$. В высокоуглеродистых сталях уже при $\varepsilon < 70\%$ формируется текстура, которая типична для низкоуглеродистой стали, Ta, Nb, Mo, W при $\varepsilon > 70\%$.

В результате ориентационного зарождения новых зёрен и их последующего роста при отжигах текстуры могут как наследовать текстуру, сформированную после прокатки, так и изменяться с появлением новых или случайных компонентов текстуры [13, 14]. Такие особенности необходимо учитывать при оптимизации режимов ТМО, особенно при подборе температур промежуточных и стабилизирующих отжигов для контролируемого управления параметрами микроструктуры и, как следствие, уровнем механических свойств. В гетерофазных материалах вклад механизмов упрочнения может иметь мультипликативный эффект, так как частицы вторых фаз, участвующие в дисперсном упрочнении, могут быть барьером как для движения дислокаций [6], повышая эффекты деформационного упрочнения, так и для границ зёрен [18], влияя на зернограничное и текстурное упрочнения [14]. Таким образом, при анализе особенностей и механизмов трансформации структурно-фазового состояния и соответствующего изменения механических свойств необходимо учитывать не только деформационное и дисперсное упрочнение, но и текстуру материала.

В связи с этим в настоящей работе проведено изучение влияния температуры отжига после деформационного этапа прокаткой на субзёрненную и зёрненную структуру, особенности текстуры и значения микротвёрдости сплава V—Cr—W—Zr.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

В работе использован сплав V—3,09Cr—2,04W—0,35Zr—0,10—0,491C—0,038N (ат. %) (далее V—Cr—W—Zr) производства АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара» (г. Москва).

Образцы из указанного сплава подвергали ТМО по стандартному режиму [2], который включает следующие этапы:

- 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 прутки толщиной около 60 мм;
- отжиг при 950—1100 °С в течение 1 ч и осадка при комнатной температуре на гидравлическом прессе со степенью деформации не более 50% с последующим отжигом в диапазоне температуры 950—1100 °С;
- несколько циклов деформация прокаткой $\varepsilon = 50\%$ при комнатной температуре и отжиг при 950—1100 °С с получением пластин толщиной 1 мм.

После заключительного цикла деформации прокаткой образцы подвергали часовым отжигам в вакууме при температуре 700, 800, 900, 1000, 1100, 1200, 1300, 1400, 1500, 1600 °С.

Карты дифракции обратнорассеянных электронов (electron backscatter diffraction (EBSD)) получены с использованием сканирующего электронного микроскопа Thermo Fisher Apreo 2 S (20 кВ, 51 нА), оснащённого системой регистрации обратнорассеянных электронов EDAX Velocity Super. Кикучи-картины, формируемые обратнорассеянными электронами, автоматически индцировались программой EDAX APEX EBSD. Карты ориентации зёрненной структуры получены в режиме с гексагональной постановкой точек. Обработка полученного массива данных проведена с использованием программного обеспечения EDAX OIM analysis. Функции распределения ориентаций в эйлеровском пространстве (координаты Бунге — ϕ_1 , Φ , ϕ_2) построены методом разложения в гармонический ряд [19].

Анализ концентраций и распределения химических элементов проведён методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДС) на сканирующем электронном микроскопе Tescan Vega 3 SBH (30 кВ) с приставкой Xplore 30. Для обработки энергодисперсионных рентгеновских спектров и карт распределения химических элементов использовано программное обеспечение Aztec.

Исследования методом рентгеноструктурного анализа выполнены на рентгеновском дифрактометре Shimadzu XRD 6000 (излучение Cu). Параметры кристаллической решётки рассчитаны путём экстраполяции функции Нельсона—Райли [20].

Микротвёрдость (HV) определена методом Виккерса на оптическом микроскопе Neophot 21 с устройством mhr 100 при нагрузке 0,5 Н и выдержке 15 с.

Подготовка шлифов в требуемых сечениях для измерения микротвёрдости, исследования методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и рентгеноструктурного анализа (РСА) проведена путём механической шлифовки и последующей электролитической полировки в 20%-ном растворе серной кислоты в метаноле при напряжении 15 В.

Рентгенограммы получены в сечениях, параллельных плоскости прокатки. Получение карт ориентации зёрненной структуры, карт распределения химических элементов, а также измерение микротвёрдости проведены в сечениях, перпендикулярных плоскости прокатки и параллельных направлению прокатки.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

После заключительной стадии деформации прокаткой в процессе ТМО структура сплава V—Cr—W—Zr представлена зёрнами, вытянутыми в НП до нескольких сотен микрон, при ширине от 2 до 20 мкм (рис. 2, а). Установлено, что доля высокоугловых границ не превышает 10%. На картах ориентации (см. рис. 2, а) внутри

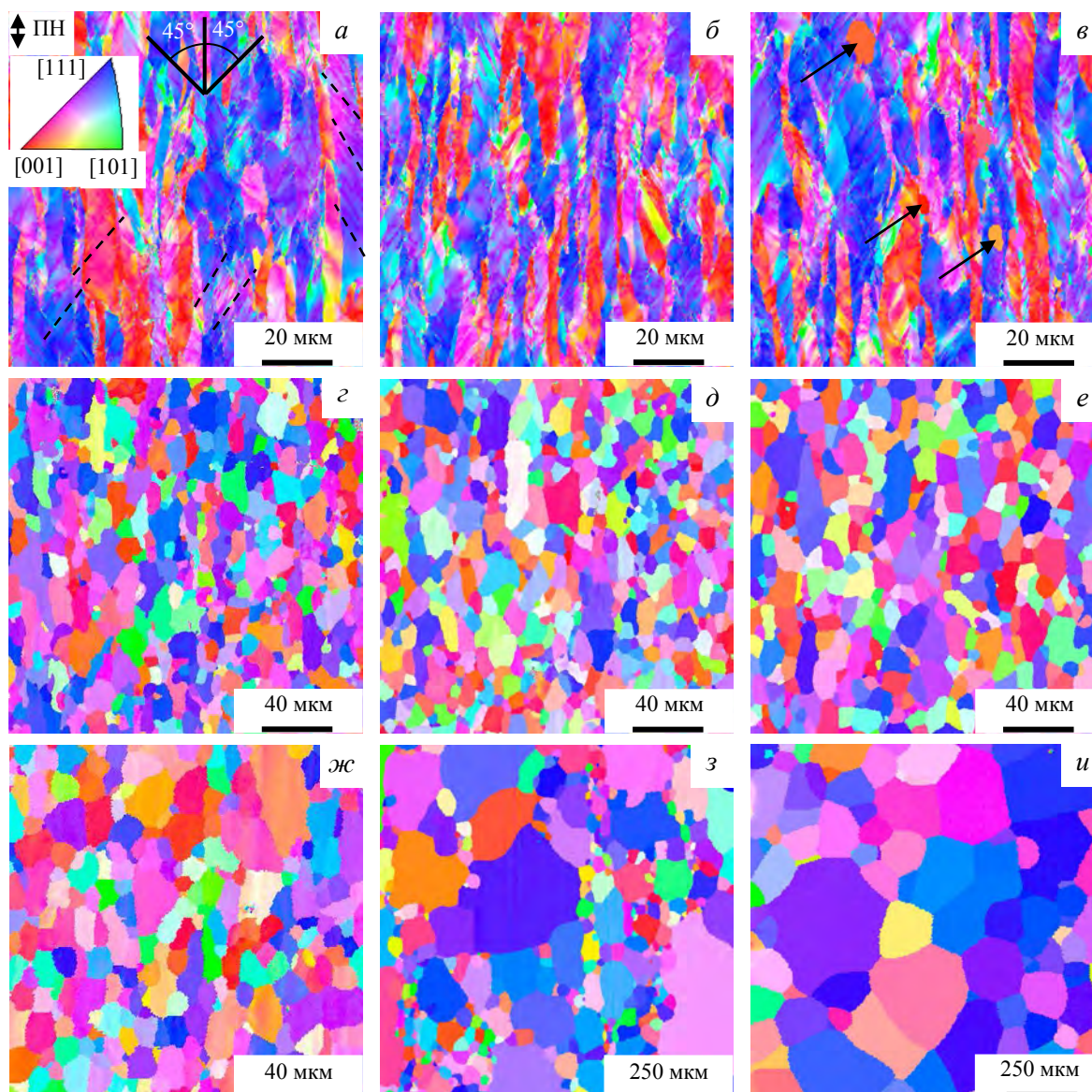


Рис. 2. Микроструктура сплава V—Cr—W—Zr после ТМО (а) и отжига при 800 °С (б), 900 °С (в), 1000 °С (г), 1100 °С (д), 1200 °С (е), 1400 °С (ж), 1500 °С (з), 1600 °С (и) (СЭМ, EBSD)

зёрен наблюдается градиентная окраска (плавное изменение ориентации), свидетельствующая о наличии разориентировок непрерывного типа [21]. В большинстве вытянутых зёрен обнаружены полосы скольжения, ориентированные относительно НП на углы 25—50°. Как известно [22], при деформации прокаткой направления главных касательных напряжений располагаются под 45° к НП. Установлено, что представленная микроструктура характеризуется текстурой прокатки (рис. 3, *а, з*), при этом отдельные максимумы от каждого компонента текстуры не наблюдаются — они сливаются в протяжённые пики. Таким образом, текстура представлена частичными аксиальными текстурами: α -волокно ($\langle 110 \rangle \parallel \text{НП}$), включающее $\{100\}\langle 110 \rangle$ — $\{112\}\langle 110 \rangle$ — $\{111\}\langle 110 \rangle$, γ -волокно ($\langle 111 \rangle \parallel \text{НН}$), включающее $\{111\}\langle 110 \rangle$ — $\{111\}\langle 112 \rangle$, θ -волокно ($\langle 100 \rangle \parallel \text{НН}$), включающее $\{001\}\langle 110 \rangle$ — $\{001\}\langle 100 \rangle$ (см. рис. 3, *а, з*). Ранее аналогичная текстура была обнаружена в сплаве системы V—4Ti—4Cr после деформации прокаткой [14].

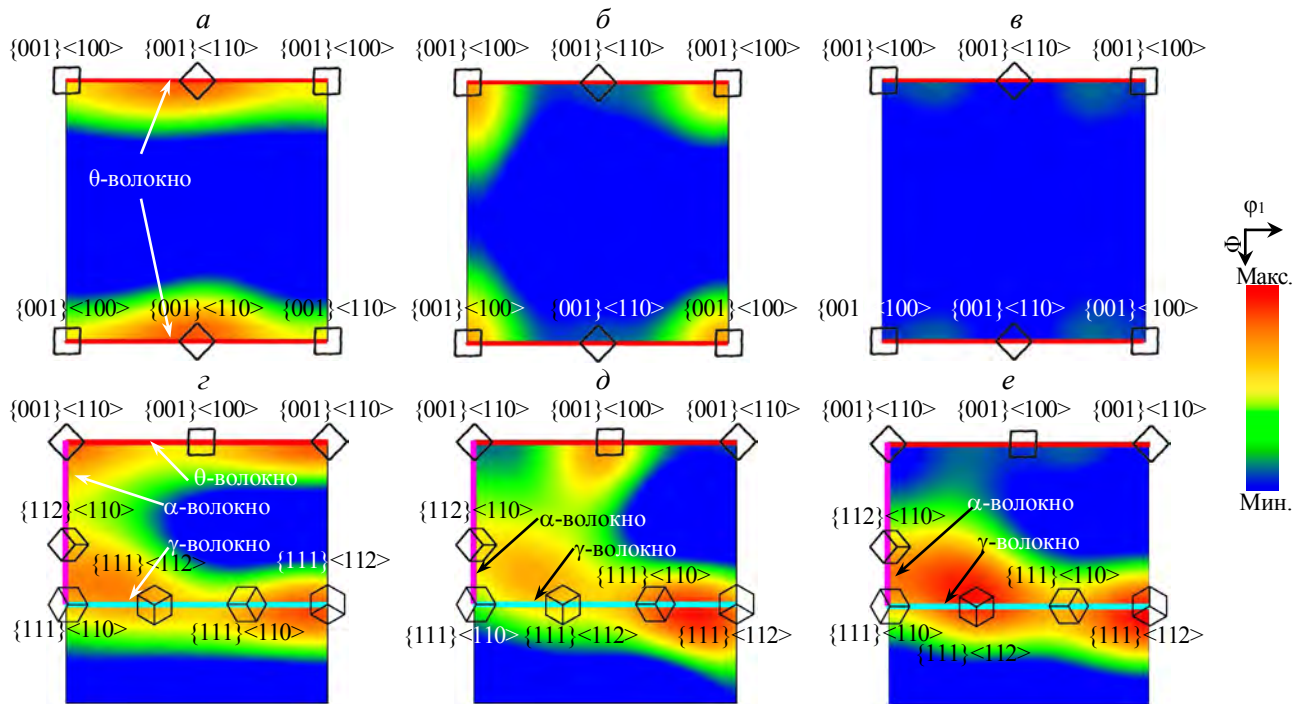


Рис. 3. Функции распределения ориентаций для сплава V—Cr—W—Zr после TMO (*а, з*) и отжига при 1000 °C (*б, д*), 1600 °C (*в, е*). Сечение при $\phi_2 = 0^\circ$ (*а, в*) и $\phi_2 = 45^\circ$ (*з—е*) (СЭМ, EBSD)

После отжигов при 700 и 800 °C (см. рис. 2, *б*) структурные состояния подобны и почти не отличаются от состояния после деформации (см. рис. 2, *а*). Для этих состояний характерно незначительное увеличение доли большеугловых границ до 15 и 17% соответственно, что свидетельствует о перераспределении в зёренно-субзёренной структуре. Наблюдаются процессы возврата, приводящие к трансформации субструктуры внутри исходных вытянутых зёрен путём релаксации наиболее дефектных состояний. При этом текстурные компоненты остаются без изменений.

При температуре отжига 900 °C (см. рис. 2, *в*) внутри исходных зёрен с высокой плотностью малоугловых разориентировок появляются как вытянутые зёрна шириной 2—7 мкм и длиной 4—12 мкм, так и равноосные зёрна размером 1—3 мкм, в которых малоугловые разориентировки отсутствуют. Такие зёрна формируются преимущественно вдоль границ исходных дефектных зёрен. Таким образом, данные структурной аттестации свидетельствуют об активации первичной рекристаллизации при температуре 900 °C. При этом по-прежнему присутствуют участки с градиентной окраской. Установлено, что обнаруженные зародыши первичной рекристаллизации не наследуют текстуру $\{001\}\langle 110 \rangle$, но в связи с относительно малой их количественной долей текстура аналогична текстуре после прокатки (см. рис. 3, *а, з, ж*).

После 1000 °C первичная рекристаллизация завершается и активизируется собирательная рекристаллизация (см. рис. 2, *з*), в результате чего весь объём материала представлен однородным распределением зёрен размером от 1 до 35 мкм, при этом средний размер зёрен равен 8,4 мкм. Участки с градиентной окраской отсутствуют. Наследием деформационной обработки являются вытянутые в НП зёрна с коэффи-

циентом неравноосности (отношение максимального размера зерна к его минимальному размеру) в интервале от 2 до 4. Такая трансформация микроструктуры сопровождается существенным изменением текстуры (см. рис. 3, б, д). Пропадает текстура $\{100\}\langle 110\rangle$, в результате чего θ -волокно трансформируется в $\{001\}\langle 100\rangle$, а α -волокно включает только текстурные компоненты $\{112\}\langle 110\rangle$ и $\{111\}\langle 110\rangle$. При этом частичное γ -волокно ($\{111\}\langle 110\rangle - \{111\}\langle 112\rangle$) полностью сохраняется. В соответствии с [13] наблюдаемые частичное наследие текстуры прокатки и отсутствие формирования новых компонентов текстуры при рекристаллизационном отжиге являются типичными явлениями для ОЦК-материалов.

При повышении температуры отжига до 1100 (см. рис. 2, д), 1200 (см. рис. 2, е), 1300 и 1400 °С (см. рис. 2, ж) в результате реализации собирательной рекристаллизации средние размеры зёрен увеличиваются до 8,6, 9,8, 10,9 и 13,6 мкм соответственно. Установлено, что в данном температурном интервале характер текстур не меняется (см. рис. 3, б, д).

После отжига при 1500 °С наблюдается активизация процессов вторичной рекристаллизации (см. рис. 2, з). На фоне зёрен размером 5—100 мкм появляются крупные зёрна размером от 100 до 500 мкм, на долю которых приходится до 75% объёма материала. Повышение температуры отжига до 1600 °С приводит к тому, что минимальный размер зёрен увеличивается до 30 мкм, а объёмная доля крупных зёрен размером 100—500 мкм увеличивается до 92% (см. рис. 2, и). Установлено, что после вторичной рекристаллизации сохраняются частичные γ -волокно ($\{111\}\langle 110\rangle - \{111\}\langle 112\rangle$) и α -волокно ($\{112\}\langle 110\rangle - \{111\}\langle 110\rangle$), но при этом исчезает текстура $\{001\}\langle 100\rangle$ (см. рис. 3, в, е).

Таким образом, при рекристаллизации (первичная, собирательная, вторичная) наблюдается частичное сохранение текстурных компонентов. При этом в процессе первичной и собирательной рекристаллизации не наследуется текстура $\{001\}\langle 110\rangle$, а при вторичной рекристаллизации — $\{001\}\langle 100\rangle$.

Методами рентгеноструктурного анализа не обнаружено формирование твёрдых растворов как после деформационного цикла ТМО, так и последующих отжигов в интервале 700—1600 °С. Для примера на рис. 4 показаны рентгенограммы, полученные после ТМО и отжигов при температуре 900, 1000, 1100, 1400, 1600 °С. Установлено, что параметр кристаллической решётки изучаемого сплава после деформации равен $3,024 \pm 0,001 \text{ \AA}$ и не меняется после отжигов.

Для систем типа V—Cr и V—W характерно образование непрерывного ряда твёрдых растворов [23], в то время как Zr в ванадиевых сплавах является активным фазообразующим элементом [2, 4, 5]. В [23] показано, что в твёрдых растворах V—Cr и V—W при концентрациях легирующих элементов до 10 ат. % параметр кристаллической решётки меняется в соответствии с правилом Vegарда. В связи с этим параметр кристаллической решётки изучаемого сплава определяется химическим составом твёрдого раствора V—Cr—W:

$$a_{\text{Vegard}} = C_v a_v + C_{\text{Cr}} a_{\text{Cr}} + C_w a_w, \quad (1)$$

где C_v , C_{Cr} , C_w — атомные доли V, Cr, W; $a_v = 3,026 \text{ \AA}$ [24], $a_{\text{Cr}} = 2,879 \text{ \AA}$ [25], $a_w = 3,165 \text{ \AA}$ [26] — параметры кристаллической решётки V, Cr, W при комнатной температуре соответственно.

По формуле (1) проведены оценки зависимости параметра кристаллической решётки a от локальных флуктуаций химического состава изучаемого сплава. Установлено, что при изменении концентрации Cr от 2,3 до 4,3 ат. %, а W от 0,8 до 3,6 ат. % параметр кристаллической решётки изучаемого сплава меня-

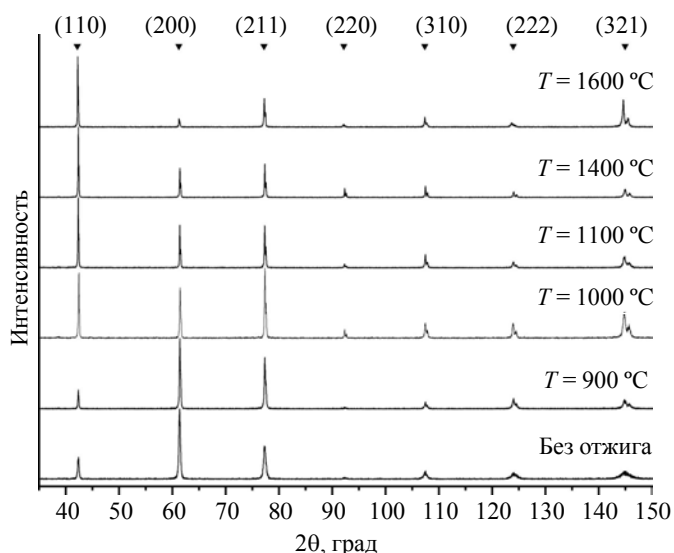


Рис. 4. Рентгенограммы сплава V—Cr—W—Zr после ТМО и с различной температурой заключительного отжига РСА

ется в интервале от 3,023 до 3,025 Å. Такие флуктуации химического состава в процессе отжига невозможно выявить используемым методом РСА, так как после деформации сплава V—Cr—W—Zr $a = 3,024$ Å, а ошибка измерения $\Delta a = \pm 0,001$ Å.

Обнаружено, что при всех рассматриваемых температурах относительные интенсивности пиков отличаются от типичных значений для бестекстурных ванадиевых сплавов, что свидетельствует о наличии текстурных компонентов (см. таблицу). После деформации и отжига при 700 и 800 °C наблюдаются текстурные пики (200) и (211), и они значительно превышают интенсивность пика (110), который является основным пиком для бестекстурного ванадиевого сплава. Такой характер рентгенограммы свидетельствует о преимущественной параллельности кристаллографических плоскостей типа (100) и (211) к плоскости прокатки и подтверждает наличие в материале таких компонентов текстуры, как $\{100\}\langle 110\rangle$, $\{211\}\langle 110\rangle$, $\{001\}\langle 100\rangle$, которые однозначно определены при анализе функции распределения ориентаций на рис. 3. Установлено, что при повышении температуры вплоть до 900 °C пики (200) и (211) выше пика (110), но при этом интенсивность пика (200) уменьшается, что свидетельствует о снижении эффекта вклада от текстурного компонента $\{100\}\langle 110\rangle$.

Относительная интенсивность ($I_{\text{HKL}}/I_{\text{max}}$) рентгеноструктурных пиков сплавов на основе ванадия

№	Образец	Режим обработки	I_{110}/I_{max}	I_{200}/I_{max}	I_{211}/I_{max}
1	V—W [PDF 03-065-9630]	—	1	0,12	0,22
2	V—Cr [PDF 03-065-6819]	—	1	0,12	0,18
3	V—Cr—W—Zr	TMO	0,32	1	0,48
4	V—Cr—W—Zr	TMO + 900 °C	0,36	1	0,8
5	V—Cr—W—Zr	TMO + 1000 °C	0,95	0,72	1
6	V—Cr—W—Zr	TMO + 1100 °C	1	0,6	0,6
7	V—Cr—W—Zr	TMO + 1400 °C	1	0,43	0,45
8	V—Cr—W—Zr	TMO + 1600 °C	1	0,1	0,41

Примечание: I_{HKL} — интенсивность пика от плоскостей типа HKL; I_{max} — интенсивность максимального пика рентгенограммы.

После отжига при 1000 °C значительно уменьшается интенсивность пиков (200) и (211), в результате чего пик (110) соизмерим по высоте с пиком (211). Таким образом, снижается вклад от текстурных компонентов $\{211\}\langle 110\rangle$ и $\{100\}\langle 110\rangle$. При дальнейшем повышении температуры отжига до 1100 °C пик (110) является основным, но при этом сохраняется относительно высокая интенсивность пиков (200) и (211), что свидетельствует о наличии текстурных компонентов типа $\{211\}\langle 110\rangle$ и $\{100\}\langle 110\rangle$. Дальнейшее повышение температуры отжига вплоть до 1400 °C приводит к снижению интенсивности пиков (200) и (211), но при этом они всё равно остаются текстурными. Таким образом, в этом температурном интервале снижается вклад от текстурных компонентов $\{211\}\langle 110\rangle$ и $\{100\}\langle 110\rangle$. После отжига при 1500 и 1600 °C пик (200) соизмерим по интенсивности с аналогичным пиком в бестекстурном состоянии, но при этом наблюдается относительно высокая интенсивность пика (211). Это связано с тем, что текстурные компоненты $\{100\}\langle 110\rangle$ и $\{001\}\langle 100\rangle$ отсутствуют на фоне сохранения компонента типа $\{211\}\langle 110\rangle$.

Методом энергодисперсионного анализа установлено, что после деформационного этапа TMO в сплаве V—Cr—W—Zr независимо от температуры отжига изменение концентрации Cr находится в ин-

тервале ошибки измерения ($\pm 0,5$ ат. %) (рис. 5, б, е, к, о), а Zr располагается, в основном, в частицах вторых фаз (рис. 5, з, з, м, р). В то же время W характеризуется неоднородным распределением и на соответствующей карте наблюдается чередование полос, распространяющихся вдоль НП, в которых его концентрация варьируется от 1 до 3,5 ат. % (см. рис. 5, в, ж). В условиях отжига при 1500 °C начинается выравнивание химического состава и концентрация W при чередовании полос изменяется от 1,5 до 2,5 ат. % (см. рис. 5, л). При 1600 °C изменение разброса значений концентрации W не меняется, но граница между участками разной концентрации становится менее выраженной (см. рис. 5, н).

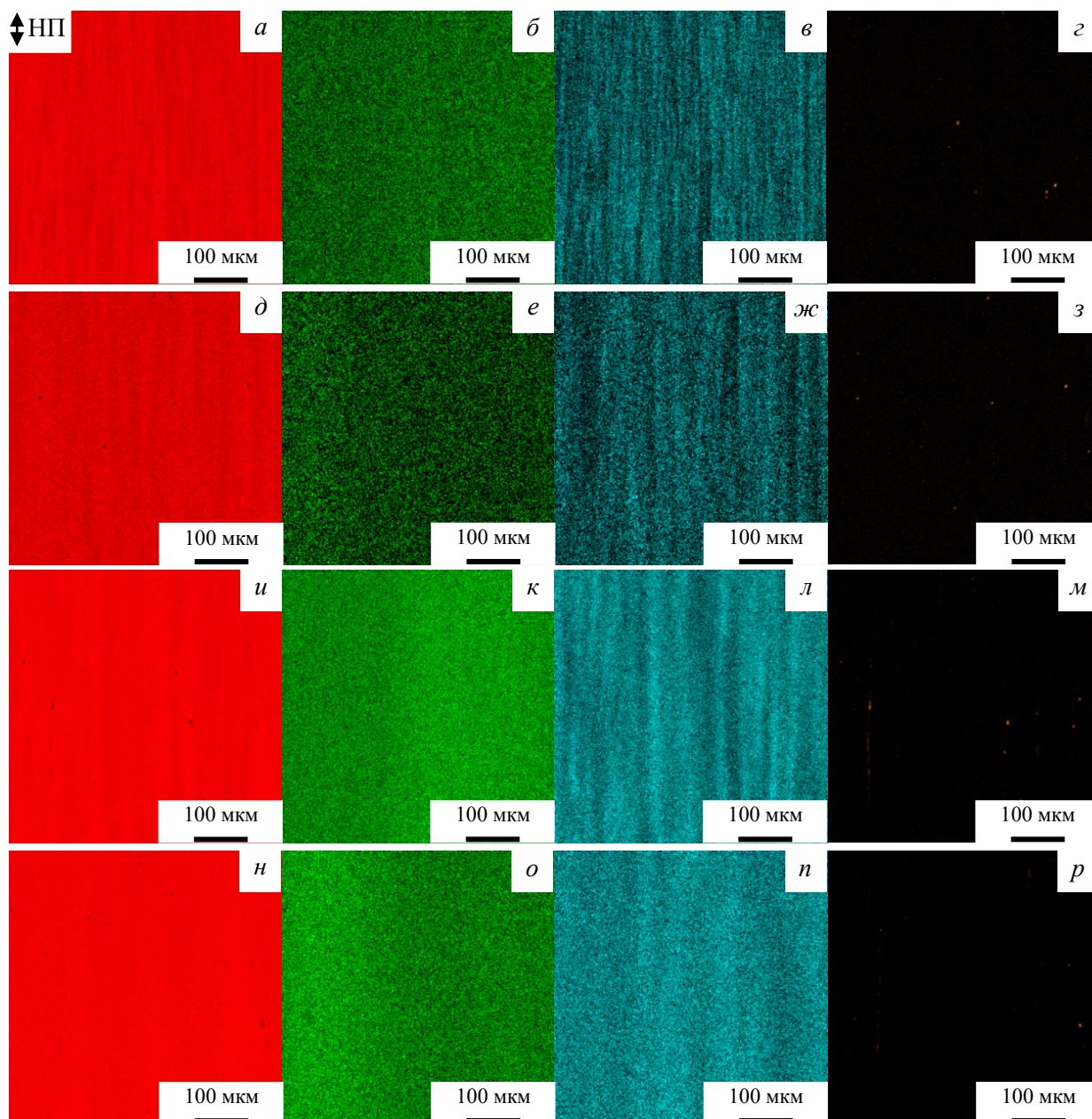


Рис. 5. Карты распределения V (а, д, и, н), Cr (б, е, к, о), W (в, ж, л, н) и Zr (з, з, м, р) в сплаве V—Cr—W—Zr после ТМО (а—д) и отжига при 1400 °C (д—з), 1500 °C (и—м) и 1600 °C (н—р) (СЭМ, ЭДС)

В работе [2] на примере изучаемого ванадиевого сплава показано, что при использовании модифицированного режима ТМО, направленного на повышение эффектов дисперсного упрочнения карбидными частицами, применение в качестве температуры гомогенизации 1600 °C позволяет повысить механические свойства при температуре испытания 800 °C на $\approx 30\%$ по сравнению с гомогенизацией при 1400 °C. Таким образом, достижение более однородного химического состава обеспечивает формирование после модифицированной ТМО более высокой объёмной доли наноразмерных частиц вторых фаз, что и определяет эффективность дисперсного упрочнения [6].

Представленные особенности трансформации микроструктуры сплава V—Cr—W—Zr сопровождаются изменениями его микротвёрдости. На рис. 6, а показан график зависимости HV от температуры отжига.

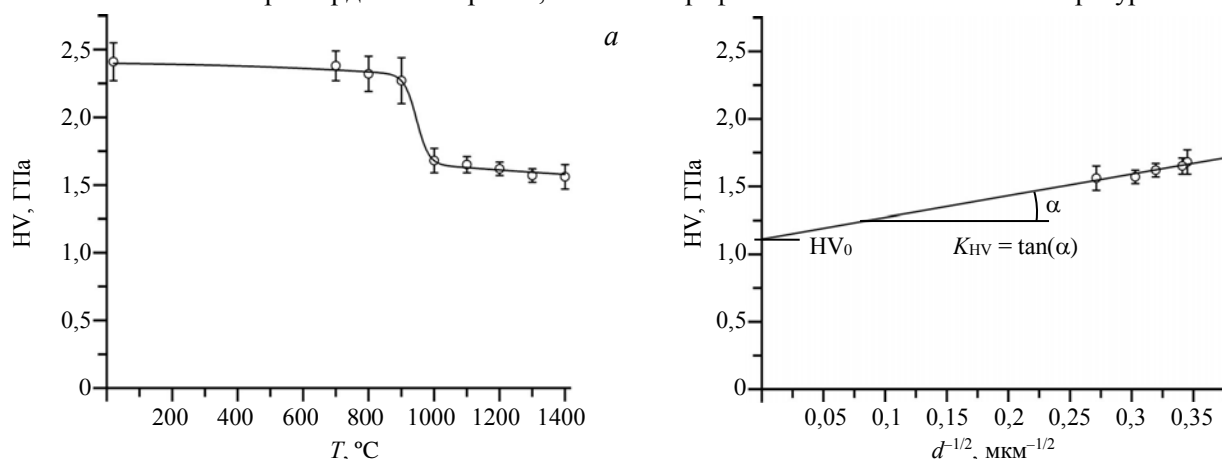


Рис. 6. Микротвёрдость сплава V—Cr—W—Zr после ТМО и различных заключительных отжигов (а), определение коэффициентов Холла—Петча (HV_0 , K_{HV}) (б)

После последнего деформационного цикла ТМО микротвёрдость сплава составляет 2,4 ГПа. Часовой отжиг при 700 и 800 °С не оказывает никакого влияния на HV. В случае отжига при 900 °С микротвёрдость снижается на 6% (до 2,3 ГПа) по сравнению с дефектным состоянием. Резкое снижение микротвёрдости на 30% (до 1,7 ГПа) наблюдается после отжига при 1000 °С, что коррелирует с процессами трансформации микроструктуры. При последующем повышении температуры в интервале от 1100 до 1400 °С микротвёрдость плавно снижается от 1,7 до 1,6 ГПа. После отжигов при 1500 и 1600 °С значения микротвёрдости практически не снижаются по сравнению с отжигом при 1400 °С.

В процессе анализа установлено, что в интервале температуры отжига 1000—1400 °С микротвёрдость снижается с увеличением средних размеров зёрен в соответствии с соотношением Холла—Петча [27]

$$HV = K_{HV}d^{-1/2} + HV_0, \quad (2)$$

где $K_{HV} \approx 1,59 \text{ ГПа} \cdot \mu\text{м}^{1/2}$, $HV_0 \approx 1,11 \text{ ГПа}$, при этом величина достоверности аппроксимации методом наименьших квадратов составляет $R^2 \approx 0,9$ (см. рис. 6, б).

Выполнение соотношения Холла—Петча свидетельствует о том, что в температурном интервале 1000—1400 °С уменьшение микротвёрдости при повышении температуры отжига обусловлено преимущественно снижением вклада зернограничного упрочнения. По сравнению со значениями $HV_0 = 0,94 \text{ ГПа}$ и $K_{HV} = 1,55 \text{ ГПа} \cdot \mu\text{м}^{1/2}$ для ванадия (V—0,19O—0,06C—0,03N, ат. %) [28] K_{HV} почти не меняется, в то время как значение HV_0 , характеризующее напряжение, необходимое для начала скольжения дислокаций в материале (определяющее энергию старта дислокаций), повышается на 18%. По нашему мнению, указанное повышение HV_0 может быть связано с твёрдорастворным упрочнением Cr, W, C. Кроме того, введённая в изучаемый сплав концентрация углерода превышает его предельную растворимость в ванадии, что приводит к выделению частиц вторых фаз [21]. Параметр K_{HV} изучаемого сплава остаётся практически неизменным, так как данный параметр определяется состоянием границ зёрен. Например, в работе [29] показано, что более чем полуторакратному повышению K_{HV} способствует закрепление границ зёрен наноразмерными частицами.

Резкое (на 30%) снижение микротвёрдости после отжига при температуре 1000 °С, соответствующей ~0,57 температуры плавления сплава, связано, помимо увеличения размеров зёрен, с эффективной релаксацией высокодефектных состояний по причине активизации дислокационного скольжения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выявлено несколько этапов трансформации микроструктуры и изменения соответствующих значений микротвёрдости сплава V—Cr—W—Zr после ТМО по стандартному режиму и последующих отжигов.

После завершающего ТМО-этапа деформации прокаткой в сплаве V—Cr—W—Zr формируется микрополосовая структура, которая характеризуется сильной анизотропией зёрен и наличием текстуры прокатки (α -, γ - и θ -волокна). Микротвёрдость составляет 2,4 ГПа.

Установлено, что в температурном интервале от 700 до 800 °С протекают процессы возврата, приводящие к релаксации наиболее дефектных состояний внутри зёрен и снижению микротвёрдости на 4%.

При 900 °С активизируется первичная рекристаллизация, характеризующаяся ориентационным зарождением и ростом зёрен, которые при 1000 °С занимают весь объём материала. На этом фоне происходит изменение текстуры — при сохранении γ -волокна ($\{111\}\langle 110\rangle$ — $\{111\}\langle 112\rangle$) θ -волокно трансформируется в текстуру $\{001\}\langle 100\rangle$, в результате чего α -волокно содержит только $\{112\}\langle 110\rangle$ и $\{111\}\langle 110\rangle$. Указанные процессы сопровождаются значительным (на 30%) снижением микротвёрдости.

Установлено, что в условиях протекания собирательной рекристаллизации в температурном интервале 1100—1400 °С характер текстур не меняется. Показано, что вторичная рекристаллизация активизируется при 1500 °С, а при 1600 °С наблюдается исчезновение текстурных компонентов θ -волокна. Микротвёрдость при повышении температуры от 1000 до 1400 °С плавно снижается с 1,7 до 1,6 ГПа.

Уменьшение микротвёрдости при повышении температуры от 1000 до 1400 °С обусловлено преимущественно снижением вклада зернограничного упрочнения по механизму Холла—Петча. По сравнению со значениями для ванадия K_{HV} не изменяется, а HV_0 повышается на 18%.

После деформации прокаткой и последующих отжигов в интервале 700—1600 °С не обнаружено формирование дополнительных твёрдых растворов. В то же время после деформации наблюдается неоднородное распределение вольфрама, выравнивание которого активизируется с началом вторичной рекристаллизации.

Проведённые исследования необходимы при разработке новых режимов термомеханической обработки, направленных на повышение механических свойств.

Исследование проведено с использованием оборудования Томского регионального центра коллективного пользования НИ ТГУ и Центра коллективного пользования ИФПМ СО РАН «НАНОТЕХ». Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН, тема № FWRW-2021-0008.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chernov V.M., Potapenko M.M., Drobyshv V.A., Kravtsova M.V., Tyumentsev A.N., Ovchinnikov S.V., Ditenberg I.A., Pinzhin Y.P., Korotaev A.D., Smirnov I.V., Grinyaev K.V., Sukhanov I.I. Microstructure and mechanical properties of V—Me(Cr, W)—Zr alloys as a function of their chemical-thermal treatment modes. — Nuclear Materials and Energy, 2015, vol. 3—4, p. 17—21.
2. Смирнов И.В., Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Гриняев К.В., Осипов Д.А., Чернов В.М., Поталенко М.М. Влияние режима термомеханической обработки на термическую стабильность микроструктуры, механические свойства и особенности разрушения сплава V—Cr—W—Zr. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 3, с. 50—57.
3. Chen J.M., Muroga T., Qiu S.Y., Nagasaka T., Huang W.G., Tu M.J., Chen Y., Xu Y., Xu Z.Y. The development of advanced vanadium alloys for fusion applications. — J. Nucl. Mater., 2004, vol. 329—333, p. 401—405.
4. Суханов И.И., Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Чернов В.М., Поталенко М.М. Термическая стабильность наноразмерных частиц неметаллических фаз в малоактивируемых ванадиевых сплавах с дисперсным упрочнением. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 2, с. 88—96.
5. Тюменцев А.Н., Суханов И.И., Дитенберг И.А., Чернов В.М. Теоретический анализ термической стабильности наноразмерных частиц неметаллических фаз в малоактивируемых ванадиевых сплавах с дисперсным упрочнением. — Изв. вузов. Физика, 2022, т. 65, № 7, с. 143—144.
6. Martin J.W. Micromechanisms in Particle-Hardened Alloys. — Cambridge, Cambridge University Press, 1980.
7. Фромм Е., Герхард Е. Газы и углерод в металлах. — М.: Металлургия, 1980. 712 с.
8. Wilcox B.A. Basic strengthening mechanisms in refractory metals. — In: Refractory Metal Alloys Metallurgy and Technology. I. Machlin, R.T. Begley, E.D. Weisert, Eds. Springer, US, Boston, MA, 1968, p. 1—39.
9. Смагоринский М.Е., Булянда А.А., Кудряшов С.В. Справочник по термомеханической и термоциклической обработке металлов. — СПб: Политехника, 1992. 416 с.
10. Тюменцев А.Н., Коротаев А.Д., Дитенберг И.А., Пинжин Ю.П., Чернов В.М. Закономерности пластической деформации в высокодефектных и нанокристаллических материалах. — Новосибирск. СО РАН: Наука, 2018. 256 с.
11. Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Коротаев А.Д., Денисов К.И. Эволюция кривизны кристаллической решетки в металлических материалах на мезо- и наноструктурном уровнях пластической деформации. — Физ. мезомех., 2013, т. 16, № 3, с. 63—79.

12. Вишняков Я.Д., Бабарэко А.А., Владимиров С.А., Эгиз И.В. Теория образования текстур в металлах и сплавах. — М.: Наука, 1979. 343 с.
13. Raabe D., Lücke K. Rolling and annealing textures of BCC metals. — Mater. Sci. Forum, 1994, vol. 157—162, p. 597—610.
14. Peng L., Li X., Fan Z., Jiang C., Zhou P., Lai X. A quasi-in-situ EBSD observation of the transformation from rolling texture to recrystallization texture in V—4Cr—4Ti alloy. — Mater. Charact., 2017, vol. 126, p. 35—41.
15. Kestens L.A.I., Pirgazi H. Texture formation in metal alloys with cubic crystal structures. — Mater. Sci. Technol., 2016, vol. 32, № 13, p. 1303—1315.
16. Jamaati R., Toroghinejad M.R., Mohtadi-Bonab M.A., Edris H., Szpunar J.A., Salmani M.R. Texture development of ARB-processed steel-based nanocomposite. — J. Mater. Eng. Perform., 2014, vol. 23, p. 4436—4445.
17. Vishwanadh B., Mani Krishna K.V., Revelly A.K., Samjdar I., Tewari R., Dey G.K. Textural and microstructural evolutions during deformation and annealing of Nb—1% Zr—0.1% C (wt%) alloy. — Mater. Sci. Eng. A, 2013, vol. 585, p. 343—355.
18. Rios P.R., Fonseca G.S. Grain boundary pinning by particles. — Mater. Sci. Forum, 2010, vol. 638—642, p. 3907—3912.
19. Engler O., Randle V. Introduction to texture analysis. — In: Macrotexture, Microtexture, and Orientation Mapping, 2nd ed. — New York: Taylor & Francis Group, 2010.
20. Nelson J.B., Riley D.P. An experimental investigation of extrapolation methods in the derivation of accurate unit-cell dimensions of crystals. — Proc. Phys. Soc., 1945, vol. 57, № 3, p. 160.
21. Ditenberg I.A., Smirnov I.V., Grinyaev K.V., Tyumentsev A.N. Thermomechanical treatment influence on strength properties of vanadium alloys of V—Me(Cr, W)—Zr system at different temperatures. — Mater. Charact., 2022, vol. 192, p. 112191.
22. Павлов И.М. Теория прокатки и основы пластической деформации металлов. — М.: Metallurgizdat, 1938. 516 с.
23. Rudy E. Compendium of Phase Diagram Data. Air Force Materials Laboratory, Metals and Ceramics Division, 1969.
24. Carlson O.N., Owen C.V. Preparation of high-purity vanadium metal by the iodide refining process. — J. Electrochem. Soc., 1961, vol. 108, № 1, p. 88—93.
25. Straumanis M.E., Weng C.C. The precise lattice constant and the expansion coefficient of chromium between +10 and +60° C. — Acta Crystallogr., 1955, vol. 8, № 7, p. 367—371.
26. Deshpande V.T., Pawar R. X-ray determination of the thermal expansion of tungsten. — Current Science, 1962, vol. 31, № 12, p. 497—499.
27. Hall E.O. The deformation and ageing of mild steel: III discussion of results. — Proc. Phys. Soc. Sect. B, 1951, vol. 64, № 9, p. 747—753.
28. Nouet G., Deschamps A. Relations entre les essais de dureté et de traction et la taille des grains dans le vanadium. — J. Less-Common Metals, 1974, vol. 35, p. 17—29.
29. Ditenberg I.A., Tyumentsev A.N., Smirnov I.V., Grinyaev K.V., Chernov V.M. Thermal stability of nanostructured internally oxidized vanadium alloy with combined dispersion and substructural hardening. — Phys. Mesomech., 2019, vol. 22, p. 496—503.



Иван Владимирович Смирнов, м.н.с.; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр-т Академический 2/4, Россия; доцент; Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, пр-т Ленина 36, Россия
smirnov_iv@bk.ru



Иван Александрович Дитенберг, заведующий лабораторией, в.н.с., д.ф.-м.н., доцент; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 63405 Томск, пр-т Академический 2/4, Россия; заведующий кафедрой; Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, пр-т Ленина 36, Россия
ditenberg_i@mail.ru



Константин Вадимович Гриняев, м.н.с.; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр-т Академический 2/4, Россия; старший преподаватель; Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, пр-т Ленина 36, Россия
kvgrinyaev@inbox.ru



Александр Николаевич Тюменцев, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр-т Академический 2/4, Россия; заведующий лабораторией; Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, пр-т Ленина 36, Россия
tyuments@phys.tsu.ru



Юрий Павлович Пинжин, в.н.с., к.ф.-м.н.; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр-т Академический 2/4, Россия; доцент; Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, пр-т Ленина 36, Россия
pinzhin@phys.tsu.ru



Денис Андреевич Осипов, м.н.с.; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021 Томск, пр-т Академический 2/4, Россия; старший преподаватель, Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, пр-т Ленина 36, Россия
osipov_ff_tsu@mail.ru



Александр Дмитриевич Коротаев, д.ф.-м.н., профессор, вед.н.с.; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021 Томск, пр-т Академический 2/4, Россия; профессор; Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, пр-т Ленина 36, Россия
korotaev@phys.tsu.ru



Вячеслав Михайлович Чернов, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор; АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия; профессор; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
VMChernov@bochvar.ru



Михаил Михайлович Потапенко, главный эксперт; АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия
MMPonapenko@bochvar.ru

Статья поступила в редакцию 9 ноября 2023 г.

После доработки 16 декабря 2023 г.

Принята к публикации 10 апреля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 80—91.

УДК 621.039.6

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЭВТЕКТИЧЕСКОГО СПЛАВА РЬ—ВІ В СИСТЕМЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ТЯР

Н.А. Дерябина¹, Б.В. Кутеев^{1,2}, А.Ю. Пашков¹, Ю.С. Шпанский^{1,3}

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

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

³Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

В проектируемом ДЕМО-ТЯР, а также установках ТИН и ТРТ в качестве одного из вариантов предлагается использование трёхконтурной системы жидкометаллического охлаждения blankets. Жидкий литий из первого контура передаёт тепло в промежуточных теплообменниках жидкому натрию второго контура, который, в свою очередь, передаёт тепло воде третьего контура в парогенераторе. Рассмотрена возможность применения во втором контуре «нейтрального» теплоносителя — эвтектического сплава свинец—висмут, который химически не взаимодействует ни с жидким литием, ни с водой в третьем контуре, что позволяет исключить контакт жидкого лития или натрия с водой. Выполнен предварительный расчёт промежуточного теплообменника жидкий литий—эвтектический сплав и показано, что применение этого сплава позволит осуществить охлаждение ТЯР при прежнем количестве промежуточных теплообменников и без значительного увеличения их размеров.

Ключевые слова: теплообменник, жидкий литий, сплав свинец—висмут.

AN EUTECTIC LEAD—BISMUTH ALLOY AS POSSIBLE COOLANT IN THE FUSION REACTOR COOLING SYSTEM

N.A. Deryabina¹, B.V. Kuteev^{1,2}, A.Yu. Pashkov¹, Yu.S. Shpanskiy^{1,3}

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²National Research Nuclear University MEPH, Moscow, Russia

³National Research University MPEI, Moscow, Russia

In the design of Fusion DEMO reactor, as well as the facility of a Fusion neutron source FNS, as one of the options, it is assumed that a three-loop cooling system will use a blanket of liquid metals. Liquid lithium from the primary loop transfers heat in intermediate heat exchangers to liquid sodium of the second loop, which in turn transfers heat to the water of the third loop in the steam generator. The possibility of using a «neutral» coolant in the second loop — an eutectic lead-bismuth alloy, which does not chemically interact with either liquid lithium or water in the third loop, which makes it possible to exclude contact of liquid lithium or sodium with water. A preliminary calculation of the intermediate heat exchanger liquid lithium—eutectic alloy has been performed, and it is shown that the use of this alloy will allow for the cooling of the Fusion reactor with the same number of intermediate heat exchangers and without a significant increase in their size.

Key words: heat exchanger, liquid lithium, eutectic lead—bismuth alloy.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-92-97

ВВЕДЕНИЕ

Жидкий литий (ЖЛ) рассматривается как перспективный материал при проектировании термоядерных установок различного типа. Возможно применение ЖЛ как теплоносителя для охлаждения первой стенки, дивертора и blankets, так и в качестве тритийвоспроизводящего материала, что подтверждено расчётными и экспериментальными исследованиями [1].

Основными преимуществами ЖЛ являются:

- низкое давление в blankets и минимальный объём ЖЛ в нём;
- хорошие теплофизические свойства, позволяющие получить высокий коэффициент теплоотдачи при использовании его как теплоносителя;
- стабильность свойств при высоких температурах и радиационных нагрузках;
- возможность контакта открытой поверхности ЖЛ с плазмой;
- высокий коэффициент воспроизводства трития при использовании ЖЛ как тритийвоспроизводящего материала.

К недостаткам ЖЛ и жидких металлов можно отнести повышенные гидравлические сопротивления при течении поперёк силовых линий магнитного поля. В данной статье эта проблема не рассматривается.

Проекты энергетических термоядерных реакторов (ТЯР) предлагаются практически с начала работ по управляемому термоядерному синтезу. Одной из возможных является концепция демонстрационного ТЯР ДЕМО-С, предложенного в [2], где в одном из вариантов ЖЛ используется как теплоноситель и тритийвоспроизводящий материал. Для этого варианта принята трёхконтурная схема преобразования энергии (рис. 1), подобная той, которая реализована в ядерных реакторах (ЯР) на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением [3]. Теплоноситель первого контура ЖЛ, второго — жидкий натрий (ЖН), что позволяет исключить возможный контакт радио- и химически активного ЖЛ с водой третьего контура в парогенераторе.

Однако применение ЖН не позволяет полностью исключить его контакт с водой в парогенераторе, так как в его многочисленных трубках и трубных досках всегда присутствуют микротрещины, которые в процессе эксплуатации будут только увеличиваться. Особенностью ЖН (как и ЖЛ) является их высокая химическая активность [4]. Реакция ЖН с водой протекает в несколько этапов, первый из которых сопровождается образованием свободного водорода $\text{Na} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{NaOH} + 0,5\text{H}_2$.

В дальнейшем при избытке натрия свободный водород связывается с образованием гидрида натрия NaN , но нельзя полностью исключить возможность утечки водорода и образования гремучей смеси.

Для предотвращения и локализации последствий аварий с течью в парогенераторе приходится усложнять его конструкцию и применять системы аварийной защиты для обнаружения течей, аварийного отключения парогенератора, создавать компенсационные газовые объёмы, сбросные и локализирующие системы и т.п.

Для предотвращения ситуации с образованием гремучей смеси предлагается использовать во втором контуре системы преобразования энергии «нейтральный» теплоноситель—эвтектический сплав 55,5% (весовых) Bi—45,5% Pb (далее просто сплав), который химически не взаимодействует ни с ЖЛ, ни с водой. ЯР, охлаждаемые сплавом, имеют значительный опыт эксплуатации и хорошо себя показали на атомных подводных лодках, что позволило начать разработку с ним проекта ЯР [5, 6], обеспечивающего следующие преимущества:

- низкое давление в контуре циркуляции;
- у сплава нулевое изменение объёма при затвердевании и плавлении, и в случае его перехода в твёрдое состояние в контуре циркуляции повреждения оборудования не будет;
- при аварии типа LOCA отсутствует возможность пароциркониевой реакции с образованием водорода, т.е. реактор обладает внутренней самозащищённостью и пассивной безопасностью [7]. Это позволяет рассматривать сплав как перспективный теплоноситель и для ТЯР.

СХЕМА СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ТЯР

Принятые допущения. Суммарная тепловая мощность, отводимая ЖЛ первого контура, $Q_{\text{сумм}} = 2400$ МВт. Количество петель охлаждения $N_{\text{пет}} = 3$, каждая со своими напорной и сливной магистралями. Тепловая мощность одной петли $Q_{\text{пет}} = Q_{\text{сумм}}/N_{\text{пет}} = 800$ МВт.

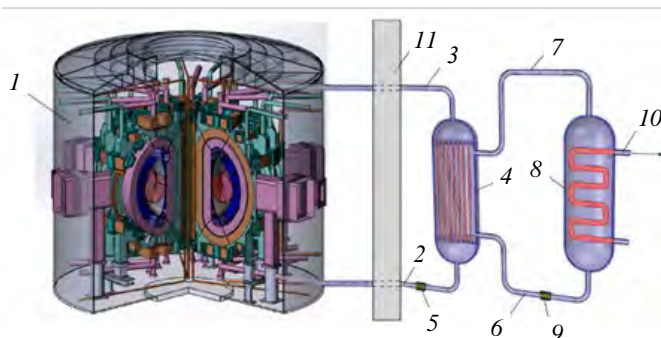


Рис. 1. Схема петли трёхконтурной системы охлаждения термоядерного реактора. Жидкий литий первого контура течёт в трубках промежуточного теплообменника: 1 — термоядерный реактор; 2 — сливной трубопровод жидкого лития из промежуточного теплообменника; 3 — подающий трубопровод жидкого лития в промежуточный теплообменник; 4 — промежуточный теплообменник; 5 — циркуляционный насос первого контура; 6 — подающий трубопровод теплоносителя второго контура; 7 — сливной трубопровод теплоносителя второго контура; 8 — парогенератор; 9 — циркуляционный насос второго контура; 10 — пар на турбину; 11 — биологическая защита

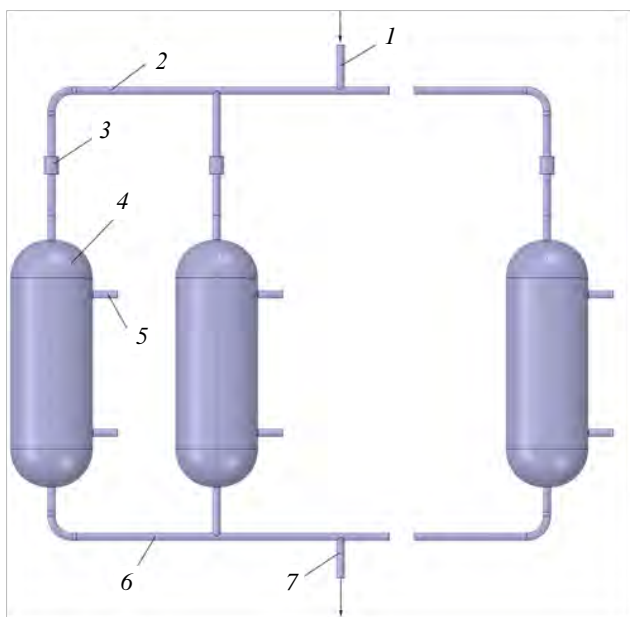


Рис. 2. Схема установки промежуточных теплообменников: 1 — подающий трубопровод жидкого лития в промежуточный теплообменник; 2 — раздаточный коллектор; 3 — отсекающий клапан; 4 — промежуточный теплообменник; 5 — подающий трубопровод теплоносителя второго контура; 6 — сборный коллектор; 7 — сливной трубопровод жидкого лития первого контура

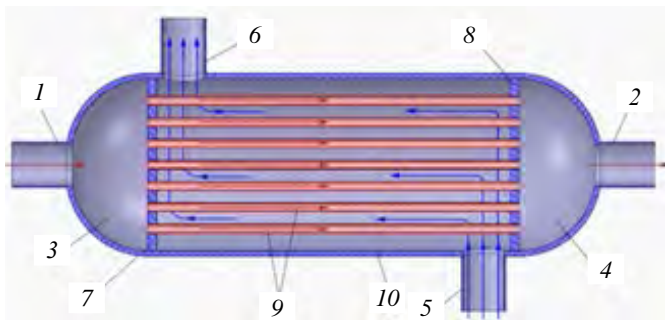


Рис. 3. Схема промежуточного теплообменника с теплоносителем первого контура в трубках: 1 — патрубок подвода жидкого лития первого контура; 2 — патрубок отвода жидкого лития первого контура; 3 — раздаточная камера жидкого лития; 4 — сборная камера жидкого лития; 5 — патрубок подвода теплоносителя второго контура; 6 — патрубок отвода теплоносителя второго контура; 7 — первая трубная доска; 8 — вторая трубная доска; 9 — трубки с жидким литием первого контура; 10 — корпус теплообменника

Каждая петля охлаждения (рис. 2), где циркулирует ЖЛ, спроектирована по секционному принципу, когда ЖЛ циркулирует по параллельным секциям, каждая со своим промежуточным теплообменником (ПТ), а подающие и сливные трубопроводы ПТ оснащены клапанами, отсекающими теплообменник от этих трубопроводов при разгерметизации секции. Схема течения теплоносителей в ПТ — противоток. В зависимости от варианта конструкции количество параллельных секций и соответственно ПТ в петле охлаждения $N_{\text{секц}}$ может быть различным. Тепловая мощность ПТ в секции $Q_{\text{ПТ}} = Q_{\text{пет}}/N_{\text{секц}}$. Далее полагаем $N_{\text{секц}} = 6$ и $Q_{\text{ПТ}} = 133$ МВт. В этом случае полное число ПТ в ТЯР $N_{\text{ПТ}} = N_{\text{пет}}N_{\text{секц}} = 18$.

ПТ (рис. 3) (поверхностный, рекуперативный, кожухотрубный) имеет конструкцию типа «пучок трубок в трубе» и состоит из цилиндрического корпуса, покрытого слоем теплоизоляции, в котором находятся трубки с теплоносителем, закреплённые сваркой в отверстиях первой и второй трубных досок и образующие трубный пучок, раздаточной и сборной камер, патрубков подвода и отвода теплоносителей. В межтрубном пространстве течёт другой теплоноситель, направления течения теплоносителей показаны стрелками (см. рис. 3). Трубки в трубных досках размещены по сторонам правильных шестиугольников, что даёт в проточной части равносторонний шахматный трубный пучок. Трубки выполнены из стали 15ХМ с коэффициентом теплопроводности $\lambda_{\text{ст}} = 40$ Вт/(м·К), и предполагается, что данная сталь будет устойчива к коррозии в среде РbVi-эвтектики. Окончательный выбор материала для трубок будет сделан в процессе дальнейшего проектирования теплообменника.

ВАРИАНТЫ СОЧЕТАНИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ В ПРОМЕЖУТОЧНОМ ТЕПЛООБМЕННИКЕ ТЯР

Проектная конструкция системы охлаждения ТЯР [1], схема которой показана на рис. 1, допускает четыре варианта сочетания теплоносителей в ПТ.

Вариант 1. Первый контур системы охлаждения содержит подающий трубопровод, по которому ЖЛ поступает в ПТ, где течёт в трубках, и сливной трубопровод, по которому циркуляционный насос отводит ЖЛ из ПТ в ТЯР. ЖЛ в первом контуре активирован и содержит тритий. В ПТ ЖЛ первого контура передаёт тепловую энергию ЖН второго контура, текущему в межтрубном пространстве, не активированному и не содержащему тритий. Практически полное отсутствие активности во втором контуре обеспечивается тем, что второй контур находится за пределами вакуумной

камеры, криостата и радиационной защиты, т.е. не подвергается нейтронному облучению, а давление в нём выше, чем в первом контуре. Второй контур состоит из сливного трубопровода, подающего ЖН в парогенератор, и подающего трубопровода, по которому циркуляционный насос второго контура подаёт ЖН из парогенератора в ПТ. Теплоноситель второго контура в парогенераторе передаёт тепло теплоносителю третьего контура — воде и испаряет её. Эта система охлаждения позволяет исключить контакт радиоактивного и загрязнённого тритием ЖЛ из первого контура с водой.

Вариант 2. Первый контур системы охлаждения содержит подающий трубопровод, по которому ЖЛ поступает в ПТ, где течёт в межтрубном пространстве, и сливной трубопровод, по которому циркуляционный насос отводит ЖЛ из ПТ в ТЯР. В ПТ ЖЛ первого контура передаёт тепловую энергию ЖН второго контура, текущему в трубках, не активированному и не содержащему тритий.

Использование во втором контуре сплава также допускает два варианта сочетания теплоносителей в ПТ.

Вариант 3. Первый контур системы охлаждения содержит подающий трубопровод, по которому ЖЛ поступает в ПТ, где течёт в трубках, и сливной трубопровод, по которому циркуляционный насос отводит ЖЛ из ПТ в ТЯР. В ПТ ЖЛ первого контура передаёт тепловую энергию сплаву второго контура, текущему в межтрубном пространстве, не активированному и не содержащему тритий.

Вариант 4. Первый контур системы охлаждения содержит подающий трубопровод, по которому ЖЛ поступает в ПТ, где течёт в межтрубном пространстве, и сливной трубопровод, по которому циркуляционный насос отводит ЖЛ из ПТ в ТЯР. В ПТ ЖЛ первого контура передаёт тепловую энергию сплаву второго контура, текущему в трубках, не активированному и не содержащему тритий.

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЭВТЕКТИЧЕСКОГО СПЛАВА Pb—Bi

Сплав Pb—Bi использовался для охлаждения ядерных реакторов, установки с ним имеют значительный опыт работы [5]. В некоторых проектах ТЯР он рассматривался также как теплоноситель первого контура. Сплав обладает хорошими теплофизическими свойствами и сравнительно низкой температурой плавления ~ 125 °С, не взаимодействует ни с ЖЛ и ЖН, ни с водой. Недостатками являются:

- коррозионная активность по отношению к никельсодержащим сталям;
- образование под нейтронным излучением из Bi изотопа с высокой α -активностью ^{210}Po ;
- большие затраты на прокачку, обусловленные высокой плотностью сплава ($\sim 10^4$ кг/м³);
- электропроводность затрудняет прокачку сплава в магнитном поле.

Но в случае использования сплава во втором контуре эти недостатки не являются существенными:

- коррозионная активность может быть подавлена добавлением ингибиторов в сплав и подбором соответствующих конструкционных материалов;
- сплав не будет подвергаться нейтронному облучению и не будет активироваться;
- трубопроводы второго контура могут быть выполнены сравнительно короткими, так как парогенераторы могут быть установлены в том же помещении, что и ПТ, и это снизит затраты на прокачку;
- сплав не будет прокачиваться через магнитное поле.

ТЕПЛОВОЙ РАСЧЁТ ПРОМЕЖУТОЧНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА

Методика расчёта изложена в [8, 9]. Для расчёта коэффициента теплоотдачи при течении жидких металлов в трубках используется соотношение безразмерных критериев подобия процессов теплообмена

$$\text{Nu} = 7,5 + 0,005\text{Pe}. \quad (1)$$

Для расчёта коэффициента теплоотдачи при продольном обтекании жидкими металлами пучка труб (течение в межтрубном пространстве) используется соотношение безразмерных критериев подобия процессов теплообмена

$$\text{Nu} = 6 + 0,006\text{Pe}. \quad (2)$$

Формулы применимы при соблюдении требований к чистоте металла и в определённом диапазоне чисел Re . Исходные данные для расчёта всех вариантов:

Температура ЖЛ первого контура на входе в ПТ $T_{вх1}$, °С . . .	550
Температура ЖЛ первого контура на выходе из ПТ $T_{вых1}$, °С . . .	350
Температура теплоносителя второго контура на входе в ПТ $T_{вх2}$, °С . . .	300
Температура теплоносителя второго контура на выходе из ПТ $T_{вых2}$, °С . . .	500
Средний температурный напор $\Delta t_{ср}$, °С . . .	50
к.п.д. теплообменника η . . .	0,98
Расход ЖЛ первого контура через ПТ G_1 , кг/с . . .	155,6
Наружный диаметр корпуса D и толщина его стенки, м . . .	1,06×0,03
Наружный диаметр трубки d_n и толщина её стенки, мм . . .	16×1
Шаг между трубками s , мм . . .	22
Число трубок по диаметру корпуса n_d . . .	45
Полное число трубок в корпусе $n_{тр}$. . .	1519
Площадь поверхности теплообмена 1 м трубок S_1 , м ² . . .	71,6
Проходное сечение всех трубок $f_{тр}$, м ² . . .	0,234
Проходное сечение межтрубного пространства $f_{мп}$, м ² . . .	0,48
Эквивалентный гидравлический диаметр $d_{экв}$, м . . .	0,024

Результаты расчётов характеристик ПТ приведены в таблице.

Расчётные характеристики ПТ

Характеристика	Вариант			
	1	2	3	4
Коэффициент теплопередачи между первым и вторым контурами $K_{ПТ}$, Вт/(м ² ·К)	11 300	10 650	7350	8250
Расчётная площадь поверхности теплообмена S_p , м ²	235	250	362	322
Требуемая площадь поверхности теплообмена $S_{тр} = 1,2S_p$, м ²	282	300	434	387
Требуемая длина поверхности теплообмена $l_{тр} = S_{тр}/S_1$, м	3,95	4,19	6,1	5,2
Длина ПТ (с учётом раздаточной и сборной камер) L , м	5	5,2	7,1	6,2

ВЫВОДЫ

Замена ЖН во втором контуре системы охлаждения ТЯР на эвтектический сплав Pb—Bi позволяет полностью исключить контакт ЖЛ с водой или паром в случае возникновения аварийной ситуации с течью в парогенераторе.

При постоянном количестве и диаметре ПТ в системе охлаждения ТЯР замена ЖН на сплав Pb—Bi приводит к увеличению длины ПТ на 20—50%, что можно считать приемлемым.

Конструкция ПТ допускает как течение теплоносителя первого контура в трубках, а второго контура — в межтрубном пространстве, так и течение теплоносителя первого контура в межтрубном пространстве, а второго контура — в трубках.

Эвтектический сплав Pb—Bi можно рассматривать как перспективный теплоноситель для второго контура системы охлаждения ТЯР с ЖЛ в первом контуре. Недостатки этого сплава несущественны при применении его во втором контуре системы охлаждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Михайлов В.Н. и др. Литий в термоядерной и космической энергетике XXI века. — М.: Энергоатомиздат, 1999.
2. Колбасов Б.Н. и др. Концепция демонстрационного термоядерного энергетического реактора ДЕМО-С. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2007, вып. 4, с. 3—13.
3. Багдасаров Ю.Е. и др. Технические проблемы реакторов на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1969.
4. Поплавский В.М. и др. Безопасность парогенераторов натрия—вода. — М.: Энергоатомиздат, 1990.
5. Степанов В.С., Тошинский Г.И., Комлев О.Г. и др. Инновационный проект реакторной установки СВБР-100. — ВАНТ. Сер. Обеспечение безопасности АЭС, 2010, вып. 24.
6. Безносков А.В. и др. Тяжелые жидкометаллические теплоносители в атомной энергетике. — М.: ИздАТ, 2007.
7. Тошинский Г.И. Свинцово-висмутовые реакторы: между прошлым и будущим, живая история. Полемика, интервью, воспоминания. — М., РФЯЦ ВНИИЭФ, 2021.

8. **Рассохин Н.Г.** Парогенераторные установки атомных электростанций. — М.: Атомиздат, 1972.
9. **Кириллов П.Л. и др.** Справочник по теплогидравлическим расчётам. Ядерные реакторы, теплообменники и парогенераторы. — М.: Энергоатомиздат, 1990.

НИЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ», 123182 МОСКВА, ПЛ. АКАДЕМИКА КУРЧАТОВА 1, РОССИЯ



Наталья Александровна Дерябина, инженер-исследователь



Борис Васильевич Кутеев, заместитель руководителя отделения, д.ф.-м.н., профессор; преподаватель; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия
Kuteev_BV@nrcki.ru



Александр Юрьевич Пашков, заместитель начальника отдела, с.н.с.
A_Yu_Pashkoff@mail.ru



Юрий Сергеевич Шпанский, начальник отдела, к. техн. н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; доцент; Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, Красноказарменная ул. 14, стр. 1, Россия

Статья поступила в редакцию 25 декабря 2023 г.

После доработки 12 января 2024 г.

Принята к публикации 10 апреля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 92—97.

УДК 621.793.1

МЕТОДИКИ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЛЬЕФА ПЛЁНОК, ОСАЖДАЕМЫХ ПУТЁМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

О.И. Обрезков¹, Ю.В. Мартыненко^{1,3}, М.Ю. Нагель^{1,4}, О.Л. Шутьев¹, С.Л. Шевчук¹, Ю.И. Рукина¹,
В.Е. Мисников¹, С.Н. Кочетов^{1,4}, М.А. Бажин², Д.И. Минаев², А.Б. Мищенко², Т.В. Чурина²

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²НМИЦ сердечно-сосудистой хирургии им. А.Н. Бакулева, Москва, Россия

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

⁴Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Режимы распыления сильно влияют на свойства осаждаемых плёнок, которые важны не только в термоядерных установках, но и в многочисленных приложениях. Предложена методика сравнения развитости рельефа покрытий, осаждаемых в разных режимах, с помощью измерений характеристик двойного электрического слоя в электрохимической ячейке, учитывающая нелинейные эффекты. Исследовано влияние параметров магнетронного распыления и осаждения (давление газа, толщина, наличие затрудняющей откачку диафрагмы) на рельеф покрытия. Измерялись ёмкость, импеданс двойного электрического слоя, эффективность передачи энергии, эффективная площадь поверхности.

Ключевые слова: тонкие плёнки, рельеф, ёмкость двойного электрического слоя, импеданс.

METHODS AND RESULTS OF ELECTROCHEMICAL INVESTIGATION OF THE RELIEF OF FILMS DEPOSITED BY MAGNETRON SPUTTERING

O.I. Obrezkov¹, Yu.V. Martynenko^{1,3}, M.Yu. Nagel^{1,4}, O.L. Shutev¹, S.L. Shevchuk¹, Yu.I. Rukina¹,
V.E. Misnikov¹, S.N. Kochetov^{1,4}, M.A. Bazhin², D.I. Minaev², A.B. Mishenko², T.V. Churina²

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²NMRC of Cardiovascular Surgery A.N. Bakulev, Moscow, Russia

³National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia.

⁴Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, MO, Russia

Sputtering modes strongly affect the properties of the deposited films, which are important not only in thermonuclear installations, but also in numerous applications. Method is proposed for comparing the development of the relief of coatings deposited in different modes by measuring the characteristics of a double electric layer in an electrochemical cell, taking into account nonlinear effects. The influence of magnetron sputtering and deposition parameters (gas pressure, thickness, presence of a diaphragm that hinders pumping) on the relief of the coating is investigated. The following parameters were measured: capacitance and impedance of the double electric layer, energy transfer efficiency, specific surface area.

Key words: thin films, relief, capacity of the double electric layer, impedance.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-98-110

ВВЕДЕНИЕ

Режимы распыления сильно влияют на свойства осаждаемых плёнок, которые важны не только в термоядерных установках, но и в многочисленных приложениях. Важной характеристикой является развитость рельефа осаждаемых плёнок. В термоядерных установках развитый рельеф плёнок, образующихся при осаждении продуктов эрозии элементов, контактирующих с плазмой, является отрицательным фактором, поскольку способствует адсорбции и накоплению изотопов водорода на деталях, обращённых к плазме, является источником образующейся пыли и загрязнения плазмы [1], а также потому, что сильно развитая поверхность представляет опасность при инцидентах с прорывом воды в камеру реактора как катализатор для разложения воды и образования взрывоопасного количества водорода [2]. В то же время для многих приложений развитый рельеф обеспечивает эффективную работу таких устройств, как суперконденсаторы, катализаторы, а также электроды кардиостимуляторов, для которых нужна большая удельная ёмкость их контакта с тканью миокарда [3], тогда как защитные, антифрикционные, износостойкие, особо твёрдые покрытия должны иметь гладкую поверхность. Свойства плёнок сильно зависят от режимов, при которых они оса-

ждаются. Так, например, в токамаке Т-10 в зависимости от места и режима осаждения образуются гладкие слоистые плёнки, глобулярные плёнки, состоящие из более мелких глобул, и пористые плёнки, напоминающие цветную капусту [4]. Традиционно плёнки, образующиеся из продуктов эрозии в плазменных установках, исследуются с помощью микроскопии. Однако важность исследования таких плёнок диктует всестороннее их изучение с использованием различных методов [5, 6]. В данной работе предложено изучать развитость рельефа покрытий с помощью характеристик двойного электрического слоя, измеряемых в электрохимической ячейке. Для исследования выбраны плёнки нитрида титана, поскольку этот материал используется [3] в качестве покрытий электродов кардиостимуляторов и в суперконденсаторах [7] и его электрохимические свойства уже исследовались. Титан используется как основа, на которую наносится покрытие нитрида титана. Плёнки нитрида титана осаждались на титановую подложку при магнетронном распылении титана в присутствии реактивного газа азота. Исследовано влияние параметров процесса осаждения плёнок, таких как давление в камере в процессе осаждения плёнок, состав газа и длительность процесса осаждения (в общем случае толщина осаждаемой плёнки) на структуру и удельную площадь поверхности плёнок. Плёнки изучались с помощью сканирующей микроскопии и электрических характеристик, полученных в электрохимической ячейке, где измерялась ёмкость и оценивались импеданс двойного электрического слоя, эффективность передачи энергии, эффективная площадь поверхности. Кристаллическая структура представленных плёнок не изучалась, но известно [7], что плёнки нитрида титана, полученные магнетронным распылением, кристаллические. Используемая методика оригинальна, она позволяет с помощью измерений характеристик двойного электрического слоя (ДЭС) в электрохимической ячейке учитывать нелинейные эффекты ДЭС. Отметим, что основная задача работы — это описание метода электрохимического исследования плёнок, а получение покрытий — вопрос второстепенный, и данные о влиянии режимов осаждения плёнок на их структуру и свойства во многом имеют качественный характер. В работе также исследовались покрытия на электроды кардиостимуляторов. В НИЦ «Курчатовский институт» плазменными методами были нанесены покрытия на кардиоэлектроды, затем эти электроды исследовались в Центре им. А.Н. Бакулева, и было показано улучшение их электрических свойств после нанесения покрытия.

МЕТОДИКА НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЙ НА УСТАНОВКЕ «МИКРОМЕД»

Эксперименты проводились на установке «Микромед» (рис. 1, а), предназначенной для нанесения покрытий, обладающих специальными функциональными свойствами. Установка «Микромед» создана в НИЦ «Курчатовский институт» на базе автоматизированной установки магнетронного напыления «Ника» производства ООО «ЛВТ+» (г. Зеленоград). «Микромед» оснащена набором электрофизических устройств. Для нанесения покрытий используются планарный магнетрон на постоянном токе и импульсный дуговой испаритель. Радиочастотный генератор плазмы предназначен для создания газоразрядной низкотемпературной плазмы и может использоваться как при очистке подложек, так и при магнетронном осаждении покрытий. Планетарная карусель (рис. 1, б), позволяющая наносить покрытия одновременно на 1000 образцов, снабжена ленточным нагревателем, датчиком температуры и возможностью подачи электрического смещения для регулирования энергии ионов, осаждаемых на покрытие. Откачка технологической камеры осуществляется турбомолекулярным насосом до остаточного вакуума порядка 10^{-4} Па. Конструктивное исполнение откачной системы позволяет проводить процессы осаждения в диапазоне давления 10^{-2} —10 Па.

Представленные результаты получены при осаждении тонких плёнок на основе нитрида титана при магнетронном распылении титана марки ВТ1-00. Магнетрон работал в режиме постоянного тока 4—

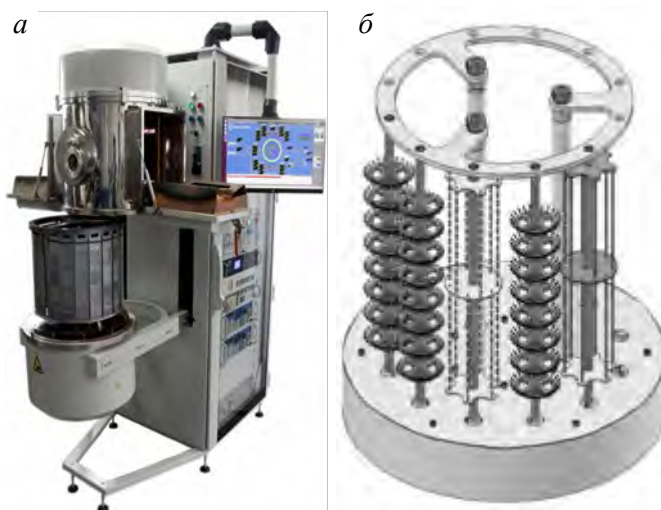


Рис. 1. Установка «Микромед» (а), планетарная карусель (б)

10 А при напряжении разряда 300—350 В. Электрическое смещение, подаваемое на образцы относительно заземлённых стенок вакуумной камеры, составляло 75 В, что оказалось достаточно для хорошей адгезии покрытия. Осаждались как плёнки титана, так и плёнки нитрида титана. Плёнки титана получены при распылении титановой мишени магнетрона рабочим газом аргоном. Плёнки нитрида титана получены при распылении титановой мишени магнетрона в смеси газов аргона и азота. При этом на подложку осаждаются как атомы/ионы распылённого титана, так и атомы/ионы азота, образующиеся в плазме магнетрона. Кроме того, в процессе работы мишень магнетрона имплантируется азотом, который также распыляется. Соотношение скоростей подачи газов аргона и азота в представленных случаях составляло $\text{Ar}:\text{N}_2 \approx 2:1$. Суммарное давление рабочего газа менялось от 0,5 до 2 Па.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ РЕЛЬЕФА ТОНКОПЛЁНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ

Данный раздел посвящён построению методики определения развитости рельефа поверхности осаждаемых тонкоплёночных покрытий. Микроскопия (растровая электронная и атомно-силовая) является естественным инструментом для решения данной задачи, но сопряжена со значительными затратами времени и ресурсов, кроме того, для сильно развитого фракталоподобного рельефа либо рельефа с глубокими полостями не даёт верного количественного значения параметра $S_{\text{эф}}/S$, показывающего, во сколько раз площадь поверхности больше площади участка образца, на который осаждено покрытие.

В [8] была предложена методика определения $S_{\text{эф}}/S$ с помощью измерения (в серии импульсов) ёмкости двойного электрического слоя (ДЭС), образующегося у поверхности образца, помещённого в электрохимическую ячейку. Измерения в электрохимической ячейке являются естественным инструментом для определения электрических свойств кардиоэлектродов (в том числе с тонкоплёночными покрытиями), однако определение подобным образом параметра развитости рельефа $S_{\text{эф}}/S$ может быть перенесено и на другие применения покрытий с развитым рельефом. Знание рельефа поверхности, образующегося при осаждении из плазмы, в зависимости от условий осаждения имеет ещё более широкую область применимости и, кроме технологий нанесения покрытий, актуально для предсказания свойств плёнок, образующихся в плазменных установках.

Данная методика (приведём её здесь в сокращённом виде) основана на анализе отклика образца на серию импульсов напряжения разной длительности. Определялся ток, участвующий в зарядке/разрядке ДЭС, как разность полного тока и тока через границу электролит—образец (ток Фарадея). Ёмкость ДЭС определяется как $C(t) = Q(t)/(U_g - I_t(t)R_L)$, где $Q(t) = \int I(t)dt$, $I(t) = I_t - I_f$; I_t — полный ток в цепи; I_f — ток Фарадея; U_g — напряжение на генераторе; R_L — сопротивление внешней цепи; падением напряжения у второй границы раздела твёрдое тело—электролит (т.е. у второго электрода, первым является исследуемый образец) пренебрегаем, для этого необходимо, чтобы она имела существенно большую площадь. Плотность тока Фарадея i обычно описывается формулой Тафеля $\eta = a + b \lg i$, где η — перенапряжение, т.е. отклонение потенциала от равновесного электрода в электролите; a и b — константы Тафеля. Исходя из формулы Тафеля, зависимость тока Фарадея от напряжения можно приближенно записать в виде $I_f = a S \exp(U_H/B)$ (U_H — напряжение в слое Гельмгольца, S — площадь катода, $B = b/\ln(10)$, поскольку когда большая часть падения напряжения в ДЭС приходится на слой Гельмгольца (как в нашем случае), то перенапряжение можно заменить U_H [9]). Значения подгоночных констант находились по разнице зарядов, протекших через внешнюю цепь в процессах зарядки и разрядки ДЭС (это делалось для серии импульсов разной длительности). Использовалась квазистационарность процесса зарядки ДЭС [8]. Ёмкость ДЭС заменялась двумя плоскими конденсаторами, соответствующими слою Гельмгольца и диффузному слою, с ёмкостями $C = S_{\text{эф}} \epsilon_{1,2} \epsilon_0 / d_{1,2}$, где $\epsilon_{1,2}$ и $d_{1,2}$ — диэлектрическая проницаемость и характерная толщина каждого слоя соответственно. По результатам испытаний образца для импульсов разной длительности получалось значение $S_{\text{эф}}$ с учётом зависимости $d_{1,2}$ от времени. Диэлектрические проницаемости $\epsilon_{1,2}$ в первом приближении считались постоянными, ϵ_1 равна своему оптическому значению ≈ 2 — $2,5$ [10], ϵ_2 соответствует равновесному значению для электролита [11].

В случае исследования закономерностей образования развитого рельефа с помощью большого количества образцов с тонкоплёночными покрытиями, полученными при различных значениях параметров осаждения, с одной стороны, желательно сократить время исследования каждого образца, а с другой, до-

статочны методики, позволяющей производить сравнение значений параметра $S_{\text{эф}}/S$, без необходимости вычисления $S_{\text{эф}}$. Для этого достаточно сравнить значения ёмкостей, определённых для разных образцов в импульсах равной длительности при одинаковой амплитуде напряжения в импульсе. Как было получено в [8], при амплитуде напряжения импульса $U_g = 1$ В доля фарадеевского тока относительно невелика (менее 10%), для образцов с развитым рельефом (т.е. большой ёмкостью) эта доля ещё меньше из-за меньшего падения напряжения в ДЭС. Это даёт возможность в измерениях пренебречь током Фарадея. Кроме того, там же было показано уменьшение $d_{1,2}$ с ростом длительности импульсов, который приводит к росту напряжения ДЭС. Следовательно, в электрохимических испытаниях при фиксированных параметрах (амплитуда и длительность импульса, концентрация электролита) образец с большей ёмкостью обладает большим значением $d_{1,2}$, что возможно только при большем значении ёмкости. Таким образом, сравнение ёмкостей ДЭС образцов позволяет правильно ранжировать их по возрастанию развитости рельефа поверхности. В качестве более простой альтернативы использовался метод импедансной спектроскопии [12]. Отметим, что такой подход является линейным в том смысле, что при этом зависимости параметров ДЭС (толщина и ёмкость, сопротивление фарадеевскому току) от напряжения не учитываются, поэтому использовались малые амплитуды гармонического сигнала, при которых роль нелинейностей при получении усреднённых характеристик меньше. В следующем разделе представлены результаты исследования зависимости развитости рельефа от параметров осаждения с использованием обоих описанных подходов.

Полученные плёнки исследовались также с помощью электронного микроскопа Versa 3D FEG с максимальным увеличением 125 000 раз. Толщины плёнок измерялись с помощью электронного микроскопа. Для изучения структуры плёнок по толщине они наносились на пластины монокристаллического кремния КДБ-10 толщиной 0,34 мм, которые потом разламывались механически так, чтобы плёнки испытывали при разломе растягивающее напряжение. Изображение скола со столбчатой структурой плёнок, в которой столбики расположены по нормали к поверхности, а также различия в структуре поочерёдно осаждаемых слоёв показывают, что скол образца не вносит искажения в изучаемые структуры плёнок.

ЗАВИСИМОСТИ РЕЛЬЕФА ТОНКОПЛЁНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ ОТ ПАРАМЕТРОВ ОСАЖДЕНИЯ

Осаждение тонкой плёнки нитрида титана с развитой структурой проводится при давлении в вакуумной камере порядка 1 Па и температуре порядка 450 К, т.е. вблизи границы раздела торнтоновских зоны 1 и зоны Т [13]. Торнтоновская зона 1 соответствует температуре подложки $T \leq 0,3T_m$ (T_m — температура плавления) [13] и давлению рабочего газа $P > 1$ Па, характеризуется столбчатыми кристаллитами с выделенным направлением текстуры и, согласно наиболее распространённой точке зрения, малой диффузией осаждённых адатомов по поверхности и преобладанием роста структуры, обусловленной затенением потока осаждаемых частиц уже сформированными элементами структуры. В зоне 1 рельеф покрытия повторяет рельеф подложки. Зона Т ($T \geq 0,3T_m$) характеризуется появлением вместо столбов зёрен глобул и волокон. В зоне Т при формировании структуры существенна поверхностная диффузия. Температура перехода зоны 1 в зону Т убывает при увеличении давления рабочего газа, поскольку присутствие на поверхности атомов аргона препятствует диффузии осаждаемых атомов по поверхности. В то же время ассистирующее облучение ускоренными ионами и ускорение осаждаемых ионов при подаче на подложку отрицательного смещения способствуют поверхностной диффузии осаждаемых атомов и переходу к зоне Т. Ускоренные частицы, попадающие на поверхность, смещают адатомы и создают локальный нагрев поверхности, что способствует поверхностной диффузии адатомов. В нашем случае при давлении рабочего газа ~ 1 Па длина пробега расплывённых ионов по передаче энергии ≈ 10 см близка к расстоянию от магнетрона до подложки. Ускоряемые ионы попадают на подложку с энергией $E = eU_{\text{см}} - \Delta E$, где $U_{\text{см}}$ — потенциал смещения подложки относительно плазмы магнетрона, ΔE — потеря энергии ионом на пути к подложке, $\Delta E \sim n$ — концентрация газа. Увеличение давления рабочего газа и концентрации n приводит к уменьшению энергии, с которой ионы попадают на подложку, и, следовательно, к уменьшению стимуляции диффузии. Таким образом увеличение давления приводит к двум эффектам, замедляющим поверхностную диффузию. Следует заметить, что границы зон 1 и Т ($T \geq 0,3T_m$)

нечёткие. В нашем случае для нитрида титана $T \approx 0,15T_m$. В соответствии со сказанным предварительно наносились (при большей температуре $T = 300$ °С и смещении 200 В) плотные слои, обеспечивающие защитную и адгезионную функции. Создание давления рабочего газа возможно различными способами:

— подачей в вакуумную камеру такого потока газа, при котором в камере устанавливается давление 1 Па, — такой способ можно назвать проточным режимом;

— ухудшением условий откачки вакуумной камеры, например, уменьшением размера откачного отверстия, используя специальные конструктивные элементы или диафрагмы, — такой способ можно назвать режимом диафрагмирования.

В случае диафрагмирования для получения давления 1 Па в вакуумной камере установки «Микромед» достаточно потока рабочего газа 2 л/ч. В проточном режиме давление 1 Па формируется потоком рабочего газа 12 л/ч. Однако в режиме диафрагмирования в рабочем газе присутствует большее количество примесей, в частности кислорода, поскольку при диафрагмировании скорость откачки остаточных газов также меньше в 6 раз, чем в проточном режиме. Измерение содержания кислорода в рабочем газе не было возможно, но в предположении его присутствия и на основе известных факторов, определяющих структуру покрытий, объясняются различия плёнок, получаемых в разных режимах.

В таблице приведены условия осаждения покрытий на различные образцы, указано наличие либо отсутствие диафрагмы. Температура и электрическое смещение фиксированы — 450 К и 75 В соответственно.

Параметры осаждения для различных образцов

Образец	Толщина, мкм, развитый слой/общая	Давление в камере, Па	Наличие диафрагмы
2.3	0,3/0,95	2,1	Да
2.5	0,3/0,9	1,1	Да
2.6	0,5/0,85	1,7	Да
2.8	1,1/1,5	1,1	Да
2.11	0,6/1,1	0,95	Да
2.17/2.18	0,95/1,1	0,95	Нет
2.19	0,2/0,4	0,9	Да
2.20	0,6/0,85	0,65	Да
2.21	0,4/0,6	0,55	Да

Видно, что для большинства образцов отличаются и толщина, и давление в камере. Поскольку основная задача заключалась в тестировании методики электрохимического исследования плёнок, использовались имеющиеся в наличии образцы с уже нанесёнными покрытиями. Поэтому на основе образцов, представленных в таблице, невозможно получение строгих зависимостей от какого-нибудь одного параметра. Тем не менее можно проследить качественные зависимости ёмкости ДЭС и параметра $S_{эф}/S$ от давления рабочего газа в камере, от толщины покрытия, от способа откачки камеры, который, в частности, определяет концентрацию примеси кислорода в камере.

При сравнении рельефа покрытий двух образцов возможна ситуация, при которой они оказываются в разных зонах Торнтонна. Один, с большим давлением, соответствует первой зоне, для неё характерны ярко выраженное наличие и превалирование осаждения над диффузией. Второй, с меньшим давлением, соответствует зоне Т, для которой исчезает выделенное направление, вместо столбов образуются зёрна, глобулы, волокна и т.д., роль поверхностной диффузии значительна. Увеличение толщины должно приводить к формированию более глубоких впадин, что увеличивает значение параметра $S_{эф}/S$. А для покрытий с самоповторяющимся фрактальным рельефом рост толщины должен приводить к образованию новых поколений структуры, что также приводит к увеличению $S_{эф}/S$. Кроме того, для образцов, полученных в диафрагмированном и проточном режимах, для покрытий TiN должны отличаться состав (доля в составе покрытия, кроме атомов Ti и N, также атомов O) и парциальное давление Ag в камере. Влияние бомбардировки атомами/ионами Ag с большой энергией на формирование и рельеф зоны Т согласно [14] состоит в стимуляции поверхностной диффузии осаждаемых атомов. Влияние доли атомов кислорода на рельеф покрытий из нитрида титана (в данном случае оксинитрида) так же, как и различие кристаллических структур, отмечается в [7]. В [14] также приведён обзор работ, в которых наблюдался или моделировался разветвлённый фракталоподобный рельеф покрытий. Это возможно как в зоне 1 за счёт осаждения под разными углами, так и в зоне Т, т.е., по-видимому, при участии диффузии. Моделирование роста в выделенном направлении на сформированных зародышах за счёт поверхностной диффузии проведено авторами [15, 16]. Иллюстрация описанных закономерностей, а также сравнение $S_{эф}/S$ в виде сопо-

ставления ёмкостей ДЭС для каждого измеренного по нелинейной методике образца показаны на рис. 2—4, сопоставление ёмкостей по линейной методике показано на рис. 5 (дополнительно). На рис. 5 также проиллюстрирована зависимость ёмкости от толщины покрытия для образцов из таблицы, полученных при близком давлении.

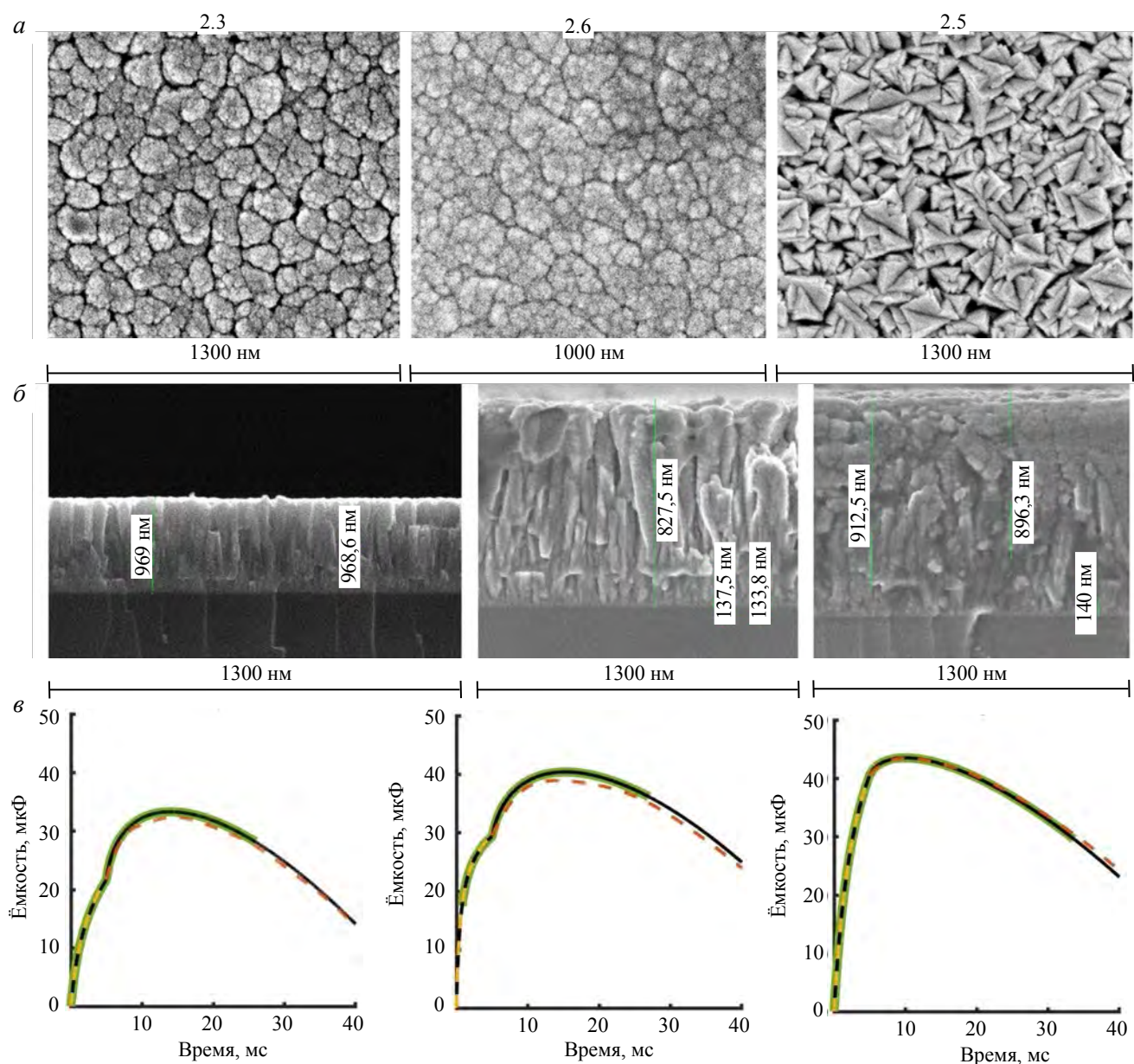


Рис. 2. Образцы 2.3, 2.6, 2.5: *а* — вид поверхности покрытия; *б* — поперечный скол; *в* — результаты определения ёмкости ДЭС при подаче импульсов напряжения 5 мс; — — ёмкость ДЭС при учёте тока Фарадея и аппроксимация экспериментального тока экспоненциальными функциями; — — область, где погрешность <25%; - - - - ёмкость ДЭС при зарядке и разрядке соответственно, аппроксимация экспериментального тока полиномами при нулевом токе Фарадея

На рис. 2 образцы расположены в порядке уменьшения давления в камере при почти постоянной полной толщине покрытия, а граница раздела слоёв здесь практически неразличима. Вид поперечного скола даёт информацию о наличии выделенного направления: столбчатая структура образца 2.3 сменяется волокнистой для 2.6 и гранулами для 2.5. Вид поверхности покрытия показывает, что небольшие полости между вершинами столбов образца 2.3 сменяются более крупными для 2.5. Также видно формирование развитого нанорельефа для 2.3 и 2.6 на вершинах столбов, что, по-видимому, объясняется механизмом образования фракталов в зоне 1: большим диапазоном углов осаждения и малой диффузией. При понижении давления суммарные углы рассеяния падают и этот эффект пропадает (2.5). Однако размеры ДЭС при используемых для представленных измерений ёмкости параметрах порядка 10 нм [8], что вряд ли позволяет различать нанорельеф. Описанное приводит к выводу, что ёмкость ДЭС должна возрастать от образца 2.3 к 2.5, что мы видим на рис. 2.

Образцы на рис. 3 расположены в порядке возрастания толщины. Кроме того, давления для образцов 2.21, 2.20 близки, но ниже, чем для 2.19. Это проявляется в формировании волокон и глобул для 2.20, 2.21 вместо столбов 2.19. Особенно наглядно видно увеличение $S_{эф}/S$ за счёт формирования глобул для образца 2.20 с большей толщиной. Измерения ёмкости это подтверждают: она более чем в 2 раза превосходит ёмкость 2.19 в пиковом значении.

Рельеф покрытий при схожей толщине (см. рис. 4) хорошо иллюстрирует отличие их формирований в проточном и диафрагмированном режимах. Как было описано, это можно объяснить влиянием двух

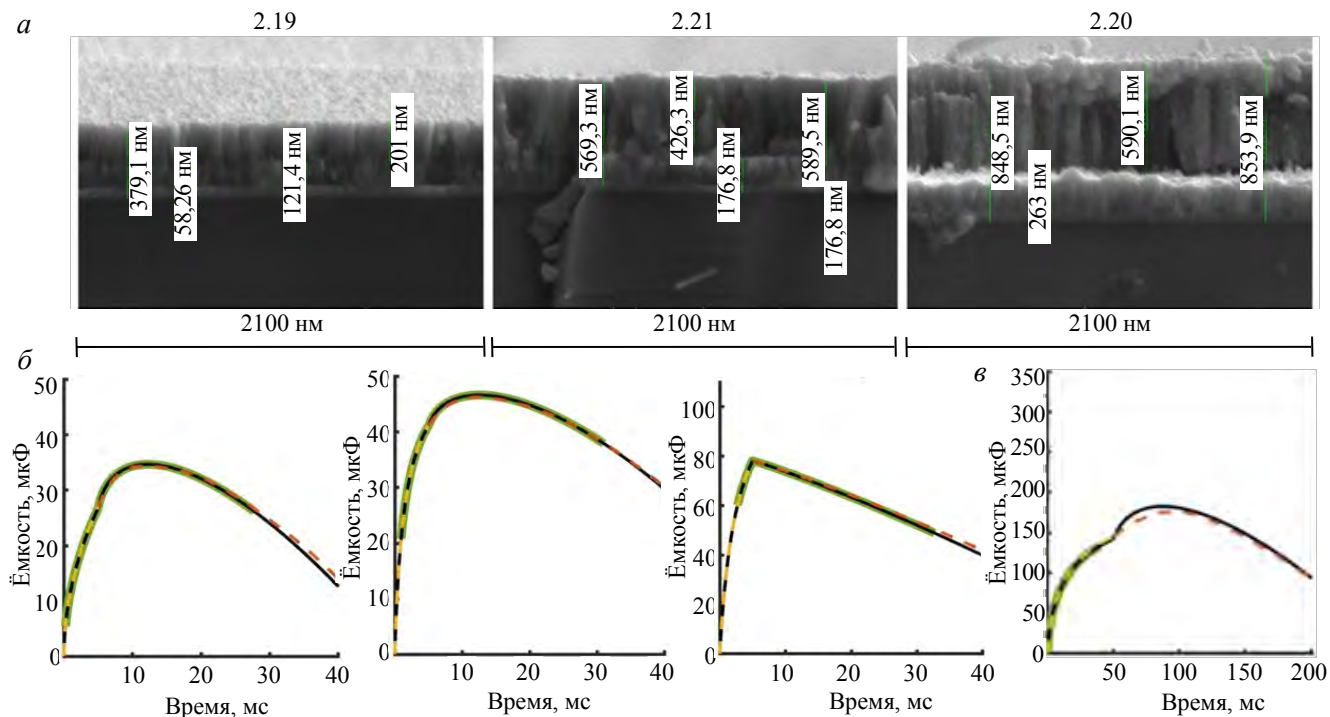


Рис. 3. Поперечный срез образцов 2.19, 2.21, 2.20 (а); результаты определения ёмкости ДЭС (б). Для образца 2.20 также приведено изменение ёмкости для более длительного импульса 50 мс (в), так как при подаче импульса 5 мс ток практически не менялся, это говорит о том, что ДЭС не успевает сформироваться

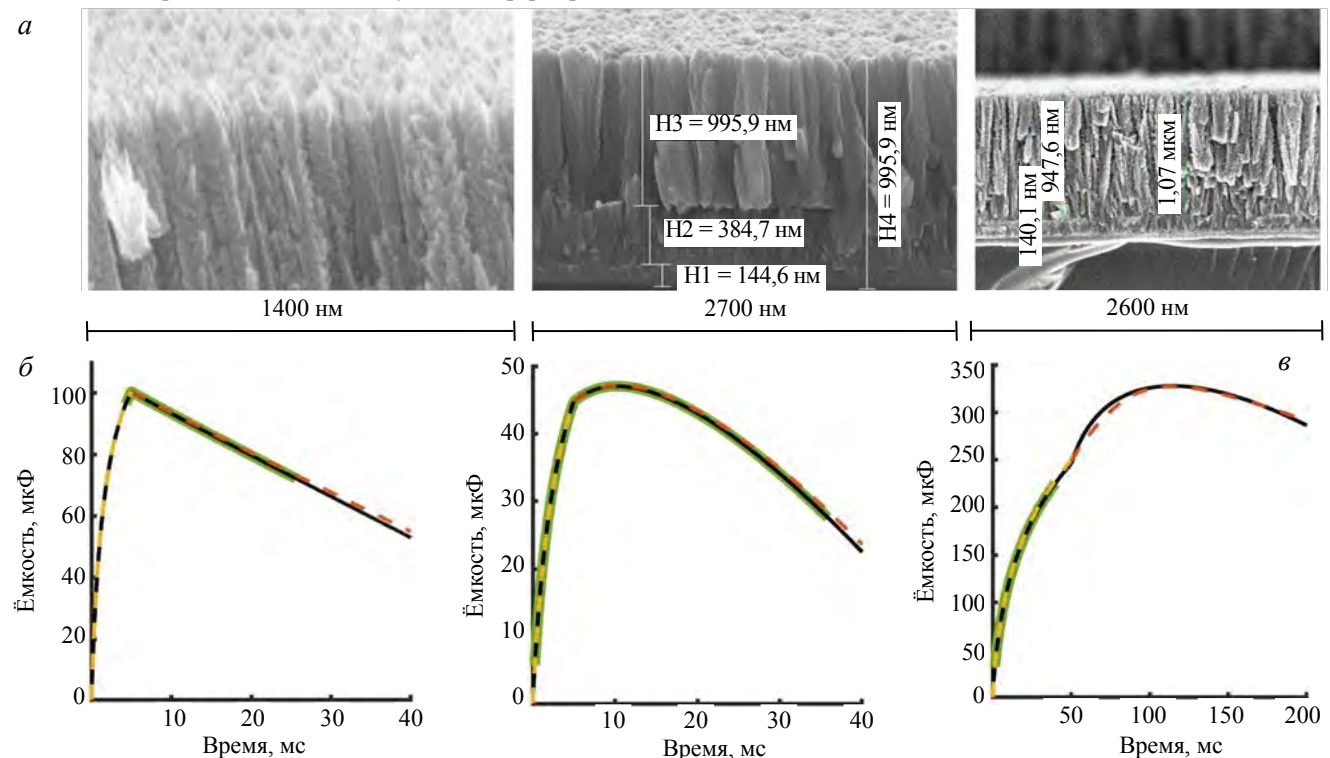


Рис. 4. Структура верхнего слоя образца 2.18/2.17, поперечный срез образца 2.8 и 2.11 (слева направо) (а) и результаты определения ёмкости ДЭС для образцов 2.18/2.17 и 2.8 (б). Для образца 2.11 (в) измерение ёмкости проводилось только по линейной методике (см. рис. 5)

факторов: составом рабочего газа и ролью бомбардировки быстрыми ионами. Согласно результатам рентгеновского микроанализа покрытий, полученных в режиме диафрагмирования камеры, содержание титана близко к 45% ат., азота около 35% ат. Содержание кислорода (порядка 16—17% ат.) указывает на присутствие в плёнке окисленных фаз титана Ti—O или Ti—O—N. Присутствие активного кислорода на поверхности снижает подвижность атомов по поверхности [17]. Большая доля кислорода в смеси рабочего газа при том же давлении в режиме диафрагмирования может влиять на энергию осаждаемых ионов, поскольку ионы Ti, ускоряемые за счёт отрицательного смещения подложки, на атомах кислорода тормозятся меньше, чем на более тяжёлых атомах аргона. Это приводит к тому, что в режиме диафрагмы энергия осаждаемых ионов меньше, чем в проточном. Проточный режим образцов 2.17/2.18 приводит к формированию развитого рельефа столбцов с отростками в виде ёлочки. Это требует дальнейшего изучения.

На рис. 5 показаны частотные зависимости ёмкости, полученные по линейной методике с помощью импедансной спектроскопии [12], для тех же образцов и дополнительно для образца 2.11. Также показано, что характеристики образцов 2.17 и 2.18, полученные при одинаковых режимах в разные дни, близки.

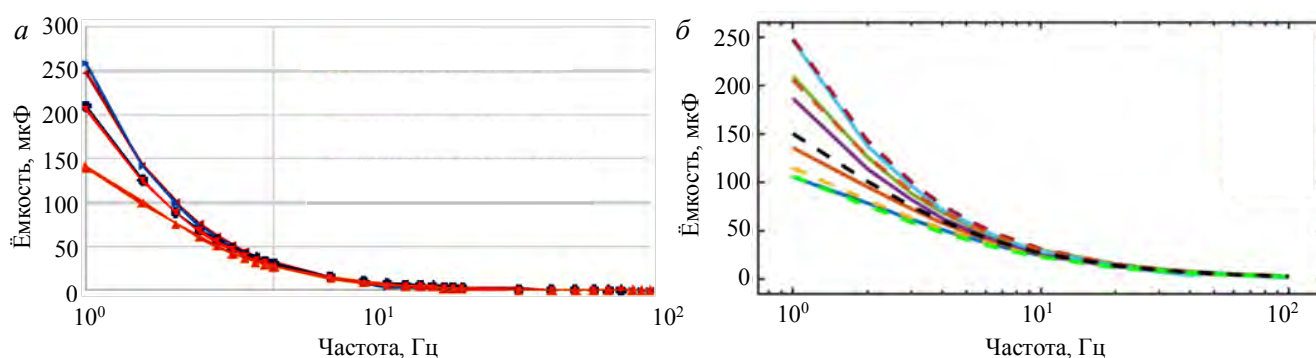


Рис. 5. Зависимость ёмкости двойного электрического слоя от частоты гармонического сигнала (линейная методика) с амплитудой 1 В: образцы, полученные при близких значениях давления газа в камере: ▲ — с диафрагмой (2.5), Ar-2, N-0,9, 1,12 Па, 30 мин; ▼ — с диафрагмой (2.8), Ar-2, N-0,9, 1,14 Па, 2 ч; ■ — без диафрагмы (№ 2.11), Ar-12, N-0,9, 0,94 Па, 30 мин; ► — без диафрагмы (2.17), Ar-12, N-0,9, 0,95 Па, 2 ч; ◀ — без диафрагмы (2.18), Ar-12, N-0,6, 0,94 Па, 2 ч (а); образцы, соответствующие зависимостям от толщины покрытия, давления и наличия диафрагмы (см. рис. 2—4): — 2.3; — 2.5; — 2.6; — 2.8; — 2.11; — 2.17; — 2.18; — 2.19; — 2.20; — 2.21 (б). Измерения проведены в разные дни, видна повторяемость результатов на рис. а и б

Ёмкость двойного электрического слоя для образцов, полученных в проточном режиме, имеет наибольшие значения и достигает порядка 260 мкФ на частоте 1 Гц для линейной методики (образцы 2.17, 2.18 при толщине пористого слоя нитрида титана 2—3 мкм). Для образца 2.11, полученного также в проточном режиме, но при меньшей толщине пористого нитрида титана (около 1 мкм), ёмкость ДЭС составила 210 мкФ. Следует заметить, что изменение ёмкости ДЭС зависит от роста толщины нелинейно. При увеличении толщины покрытия в 2 раза ёмкость ДЭС возросла лишь на 20%.

Ёмкость ДЭС для образца 2.8, полученного при диафрагмировании камеры, толщина которого составляет около 1 мкм, равна 200 мкФ, что согласуется с аналогичным параметром для образца 2.11. Однако ёмкость ДЭС для образца 2.5, имеющего толщину около 600 нм, значительно ниже и составляет 140 мкФ.

Сравнение ёмкостей образца 2.20, имеющего наибольшую ёмкость, и гладкого образца без верхнего развитого слоя показывает, что отношение $S_{эф}/S = 25$.

Также на рис. 6 приведём для образца с наибольшей ёмкостью 2.17/2.18 вид циклической вольтамперной характеристики на частоте 1 Гц с амплитудой 1 В. Эллиптический характер кривой

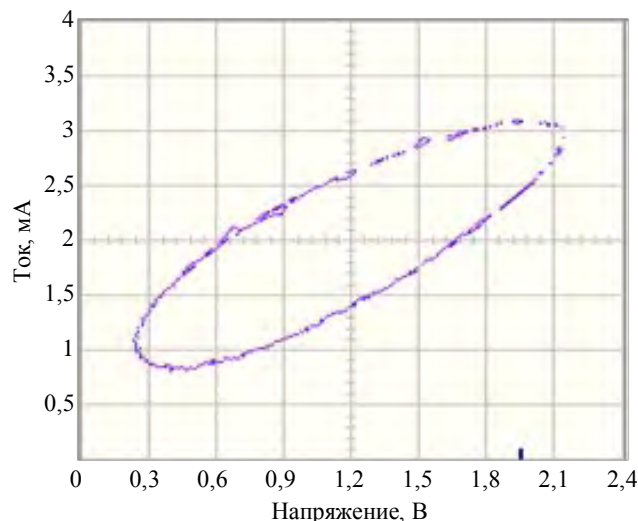


Рис. 6. Циклическая вольтамперная характеристика на частоте 1 Гц для образца 2.17/2.18

(как для цепи с постоянными элементами R и C) свидетельствует о постоянном фазовом сдвиге для тока (относительно подаваемого гармонического сигнала), что возможно при отсутствии необратимых электрохимических процессов [18]. Это является подтверждением высказанных соображений, что в случае большой ёмкости и малой амплитуды линейная методика (см. рис. 5) даёт качественно верное усреднённое описание, несмотря на существенную зависимость ёмкости и фарадеевского тока от напряжения.

Сравнение измерений по нелинейной (см. рис. 2—4) и линейной (см. рис. 5) методикам приводит к выводу, что они обе позволяют сравнивать ёмкости ДЭС образцов. Интерпретировать результаты измерения ёмкости по нелинейной методике на рис. 2—4 нужно следующим образом: при прекращении поданного импульса напряжения ёмкость ДЭС продолжает расти, причём даже более быстро. Это объясняется одновременной разрядкой диффузного слоя и продолжающейся за счёт сильного локального поля зарядкой слоя Гельмгольца с существенно меньшей толщиной, что приводит к уменьшению эффективной толщины ДЭС. Таким образом, именно «горб» ёмкости более близок к ёмкости слоя Гельмгольца, особенно для длительных импульсов, когда ДЭС успевает сформироваться (см. импульсы 5 и 50 мс на рис. 3, 4). Это объясняет, в частности, почему «горб» ёмкости образцов 2.20 и 2.17 для импульса 50 мс существенно превосходит ёмкость на соответствующей частоте 10 Гц и даже на частоте 1 Гц. Ранее уже отмечалось, что разрешение размера рельефа для всех электрохимических методов ограничено размером ДЭС. В предлагаемой методике прослеживается формирование ДЭС и после окончания импульса напряжения, и поскольку в максимуме кривой $C(t)$ толщина ДЭС минимальна, то значение C в максимуме даёт наилучшее разрешение.

Это является ещё одним преимуществом (кроме учёта нелинейных эффектов) представленной методики по сравнению с теми электрохимическими методами, в которых измеряются усреднённые характеристики, в контексте рассматриваемого приложения. Перспективой дальнейшего развития здесь является уменьшение толщины ДЭС за счёт роста его напряжения (больше амплитуда импульсов и их длительность). Отметим, что тогда становится существенной роль электрохимических реакций (ток Фарадея).

ПРИМЕНЕНИЕ ТОНКОПЛЁНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КАРДИОЭЛЕКТРОДОВ

Важным частным случаем применения плазменных технологий нанесения покрытий с развитым рельефом являются покрытия на электроды кардиостимуляторов. Приведём в данном разделе результаты изменений электрических свойств кардиоэлектродов после нанесения на них покрытий TiN с развитым рельефом, полученных в НИЦ «Курчатовский институт». Влияние развитого рельефа на электрические и электрохимические свойства ДЭС на границе раздела электрод—электролит (электролитом в данном случае является межклеточная жидкость в организме человека либо заменяющий её раствор NaCl в лабораторных экспериментах) заключается в увеличении ёмкости ДЭС и, как следствие, уменьшении напряжения ДЭС (далее — напряжение поляризации) и увеличении тока заряжения ДЭС. Кроме того, в соответствии с формулой Тафеля снижается ток электрохимической реакции (ток

Фарадея), что уменьшает необратимость электрохимических процессов в ДЭС.

На рис. 7 показан вид прототипа электрода КНАИ.441324.001, используемого в Центре им. А.Н. Бакулева в качестве катода кардиостимулятора, до нанесения покрытия и после, чёрный цвет электрода с покрытием связан в том числе с развитостью рельефа, который препятствует отражению света. Далее приведём результаты испытаний электрических свойств этого катода до и после нанесения покрытий, также выполненных в Центре им. А.Н. Бакулева в соответ-

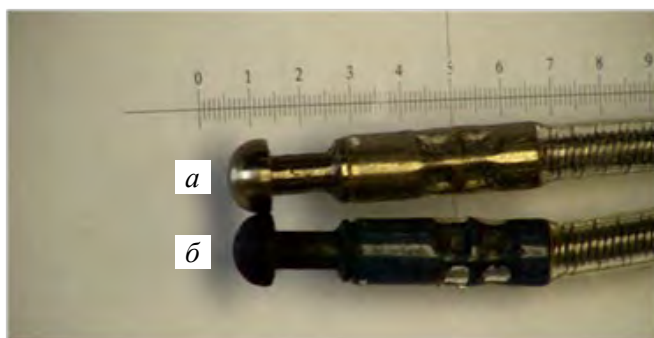


Рис. 7. Вид катода кардиостимулятора до нанесения покрытия (а) и после нанесения (б)

ствии с ГОСТ 31582: амплитуда импульса стимуляции 4 В, длительность импульса 0,5 мс, частота 65 имп./мин (рис. 8—10).

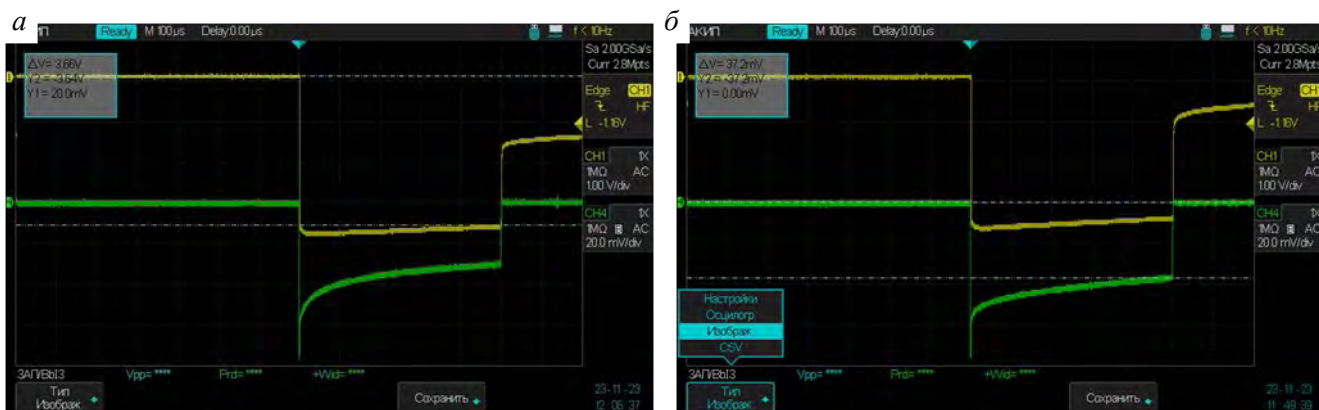


Рис. 8. Эпюры напряжения при измерении импеданса для катода без покрытия (а) и с покрытием (б). Верхняя эпюра — напряжение V_1 на клеммах генератора, нижняя эпюра — напряжение V_2 на резисторе 10 Ом (измерительный шунт). Для рис. 8, а начало импульса: $V_{1i} = 3,86$ В, $V_{2i} = 57$ мВ, конец импульса: $V_{1f} = 3,64$ В, $V_{2f} = 30$ мВ. Для рис. 8, б начало импульса: $V_{1i} = 3,70$ В, $V_{2i} = 57$ мВ, конец импульса: $V_{1f} = 3,38$ В, $V_{2f} = 37$ мВ

Импеданс (мгновенный) по методике ГОСТ 31582 $Z = 10 ((V_1 - V_2)/V_2)$, для электрода без покрытия это даёт $Z_i = 10((3,86 - 0,057)/0,057) = 667$ Ом, $Z_f = 10((3,64 - 0,030)/0,030) = 1200$ Ом, средний импеданс $Z_{av} = (667 + 1200)/2 = 933$ Ом. Это значение соответствует полному импедансу системы кардиоэлектрод—электролит, что включает в себя сопротивление внешней (относительно ДЭС) нагрузки, которая, главным образом, определяется сопротивлением электролита. В начале импульса напряжение на ДЭС мало и значение Z_i практически равно напряжению внешней нагрузки R_L , т.е. в данных измерениях $R_L \approx 650$ Ом, а средний импеданс ДЭС, определяемый в том числе свойствами поверхности катода, равен $\langle Z_{(D)} \rangle = Z_{av} - R_L \approx 250$ Ом. На импеданс ДЭС в конце импульса стимуляции существенное влияние оказывает величина ёмкости ДЭС, которая определяется развитостью рельефа поверхности катода. Для катода без покрытия $Z_{f(D)} = Z_f - R_L \approx 550$ Ом. Для электрода с покрытием $Z_i = 10((3,7 - 0,057)/0,057) = 639$ Ом, $Z_f = 10((3,38 - 0,037)/0,037) = 903$ Ом, $Z_{av} = (639 + 903)/2 = 771$ Ом, $\langle Z_{(D)} \rangle = Z_{av} - R_L \approx 120$ Ом, $Z_{f(D)} = Z_f - R_L \approx 250$ Ом.

Таким образом, импеданс ДЭС для электрода с покрытием более чем в 2 раза ниже. При оценке эффективности передачи энергии в полезную нагрузку (она практически равна R_L) получаем $\eta \approx R_L/Z_{av}$, $\eta \approx 0,7$ для электрода без покрытия и $\eta \approx 0,85$ для электрода с покрытием.

Кроме импеданса и эффективности передачи энергии, для современных кардиостимуляторов с функцией автозахвата сердечного ритма важной характеристикой является время спадания напряжения поляризации на катоде — оно должно быть как можно меньше. При фиксированном R_L оно определяется величиной фадеевского тока и напряжением ДЭС, достигаемым в конце импульса стимуляции. На рис. 9 показано напряжение поляризации при импульсе тока 5 мА на катоде без покрытия, которое составляет 1,88 В, и на катоде с покрытием — 1,04 В.

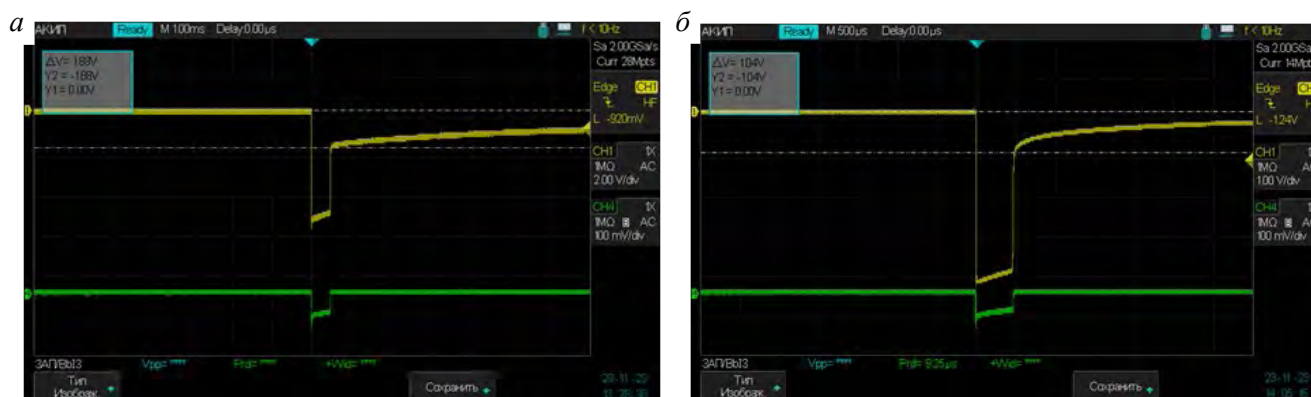


Рис. 9. Напряжение поляризации на катоде без покрытия (а) и с покрытием (б) при токе стимуляции 5 мА (верхняя эпюра напряжения)

На рис. 10 показано время успокоения напряжения поляризации на катоде без покрытия, которое составляет приблизительно 340 мс, и с покрытием — 200 мс. Таким образом, покрытие электрода приводит к существенному уменьшению времени спада напряжения, что можно объяснить большей ёмкостью и соответственно меньшим (почти в 2 раза) напряжением ДЭС.

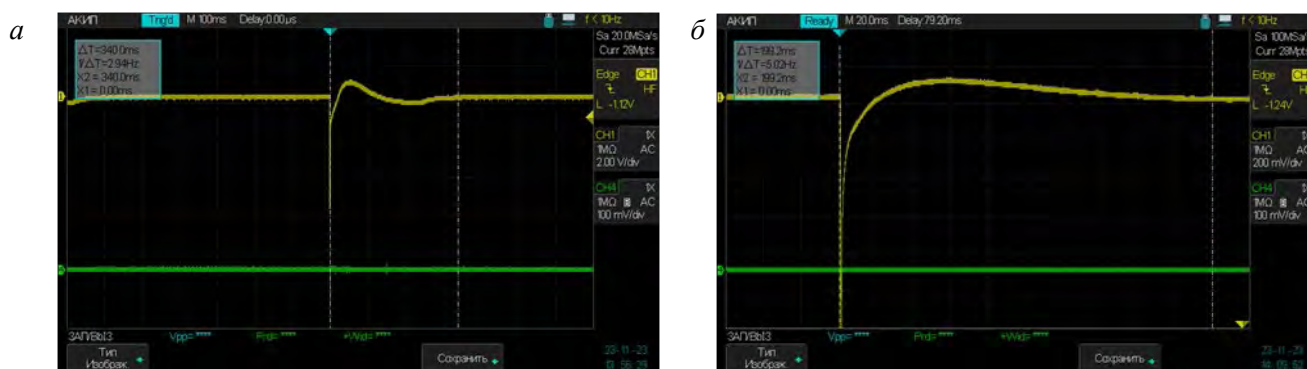


Рис. 10. Время успокоения напряжения поляризации на катоде без покрытия (а) и с покрытием (б) при импульсе стимуляции 5 мА

Выводы по результатам измерений электрических характеристик кардиоэлектрода: покрытие кардиоэлектрода нитридом титана позволило более чем в 2 раза снизить импеданс ДЭС, что приводит к существенному улучшению эффективности передачи энергии, время спада поляризации для электрода с покрытием также существенно улучшилось (стало ниже почти в 2 раза).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена методика сравнения эффективной площади поверхности тонкоплёночных покрытий образцов с помощью сравнения их ёмкостей двойного слоя, учитывающая нелинейные эффекты в ДЭС, обоснована корректность (в диапазоне используемых при измерениях параметров) сравнения эффективной площади по измерениям ёмкости. Описанная методика применена к исследованию зависимостей рельефа покрытий, получаемых магнетронным распылением, от режима осаждения, проведено сравнение результатов с результатами применения предложенной авторами ранее линейной методики, основанной на анализе гармоник, показано, что они обе позволяют сравнивать развитость рельефа.

Проведено исследование рельефа осаждаемых покрытий TiN в зависимости от времени и условий осаждения: толщины покрытия, давления газа, наличия диафрагмы, затрудняющей откачку газа. Установлено, что увеличение ёмкости и развитость поверхности возрастают:

- при увеличении толщины покрытия;
- при уменьшении давления рабочего газа;
- при наличии диафрагмы, затрудняющей откачку газа и увеличивающей содержание примесей, в первую очередь кислорода, в рабочем газе.

Кроме того, сравнение условий получения нижнего плотного слоя и верхнего с развитой структурой поверхности показывает, что развитость поверхности возрастает при уменьшении температуры поверхности и отрицательного смещения потенциала подложки. При этом уменьшается поверхностная диффузия, что соответствует общепринятой точке зрения.

Сравнение удельной ёмкости образцов с наибольшей ёмкостью и образца без верхнего развитого слоя позволяет заключить, что отношение $S_{эф}/S$ в полученных плёнках достигает значений, по крайней мере, $S_{эф}/S = 25$.

Данные, полученные с помощью измерения ёмкости, сопоставлялись с результатами растровой электронной микроскопии для тестирования методики и объяснения наблюдаемых закономерностей. Получены как столбчатые покрытия, так и с развитым фракталоподобным рельефом.

На установке «Микромед» нанесено покрытие TiN с развитым рельефом на кардиоэлектроды, используемые НМИЦ сердечно-сосудистой хирургии им. А.Н. Бакулева. Проведённое исследование электродов показало значительное улучшение их электрохимических свойств после нанесения покрытия.

Выражаем особую благодарность Е.В. Кукуевой за осуществление микроскопических исследований полученных покрытий.

Работа выполнялась в рамках Федерального проекта «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий» 2023 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крауз В.И., Мартыненко Ю.В., Свечников Н.Ю., Смирнов В.П., Станкевич В.Г., Химченко Л.Н. Наноструктуры в установках управляемого термоядерного синтеза. — УФН, 2010, т. 180, с. 1055—1080.
2. ITER Non-Site Specific Safety Report (NSSR-2). Vol. III (Radiological and Energy Source Term) & Vol. IV (Effluents and Emissions). — ITER, San Diego Joint Work Site, 1998.
3. Шальдах М. Электрокардиотерапия. — СПб: Северо-Запад, 1992. 256 с.
4. Khimchenko L.N., Budaev V.P., Guseva M.I. et al. Fractal growth of deposited films in tokamaks. — In: Proc. 31st EPS Conf. on Plasma Phys. London, 28 June — 2 July, 2004, vol. 28G, p. 4. 146.
5. Свечников Н.Ю., Станкевич В.Г., Колбасов Б.Н., Лебедев А.М., Суханов Л.П., Меньшиков К.А. Спектроскопические методы исследования продуктов эрозии первой стенки токамака. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 4, с. 5—33.
6. Stankevich V.G., Svechnikov N.Y., Kolbasov B.N. Comparative Analysis of Spectroscopic Studies of Tungsten and Carbon Deposits on Plasma-Facing Components in Thermonuclear Fusion Reactors. — Symmetry, 2023, vol. 15, p. 623.
7. Sun N., Zhou D., Liu W., Li A., Su Y., Jiang P., Zou Y., Shi S., Liu F. Sputtered titanium nitride films with finely tailored surface activity and porosity for high performance on-chip micro-supercapacitors. — J. of Power Sources, 2021, vol. 489, p. 229406.
8. Обрезков О.И., Нагель М.Ю., Мартыненко Ю.В., Рукина Ю.И. Методика измерений свойств кардиоэлектродных покрытий, осаждаемых плазменными методами. — Успехи прикладной физики, 2023, т. 11, № 5, с. 455—464; doi: 10.51368/2307-4469-2023-11-5-455-464.
9. Дамаскин Б.Б., Петрий О.А., Цирлина Г.А. Электрохимия. — М.: Химия, 2006.
10. Tomasi J., Mennucci B., Cammi R. Quantum Mechanical Continuum Solvation Models. — Chem. Rev., 2005, vol. 105, p. 2999—3093.
11. Gunceler D., Letchworth-Weaver K., Sundararaman R., Schwarz K., Arias T. The importance of nonlinear fluid response in joint density-functional theory studies of battery systems. — Modelling Simul. — Mater. Sci. Eng., 2013, vol. 21, p. 074005 (18 p.); doi:10.1088/0965-0393/21/7/074005.
12. Обрезков О.И., Базылев В.А., Мартыненко Ю.В., Нагель М.Ю. Оценки функциональных свойств тонкопленочных материалов для покрытий электродов кардиостимуляторов. — Медицинская техника, 2022, № 1, с. 331.
13. Thornton A.J. High rate films growth. — Ann. Rev. Mater. Sci., 1977, vol. 7, p. 239.
14. Thornton A.J. The microstructure of sputterdeposited coatings. — J. Vac. Sci. Technol., 1986, vol. A4, p. 3059; doi: 10.1116/1.573628.
15. Нагель М.Ю., Мартыненко Ю.В. Моделирование роста осаждаемых плёнок. — Российские нанотехнологии, 2011, т. 6, № 9—10, с. 26—30.
16. Мартыненко Ю.В., Нагель М.Ю. Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама. — Физика плазмы, 2012, т. 38, № 12, с. 1082—1086.
17. Leamy H.J., Dirks A.G. — J. App. Phys., 1978, vol. 49, p. 3430.
18. Barsoukov E., Macdonald J. Impedance spectroscopy: theory, experiment and applications. — Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons Inc., 2005.



Олег Иосифович Обрезков, начальник лаборатории, к. техн. н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Obrezkov_OI@nrcki.ru



Юрий Владимирович Мартыненко, г.н.с., д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия
martyn907@yandex.ru



Михаил Юрьевич Нагель, н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; старший преподаватель; МФТИ, 141701 Долгопрудный, МО, Институтский пер. 9, Россия



Олег Леонидович Шутьев, ведущий технолог; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Сергей Леонидович Шевчук, главный специалист, к. техн. н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Юлия Игоревна Рукина, лаборант-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Валерий Евгеньевич Мисников, вед. инженер, к. техн. н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Misnikov_VE@ngsk.ru



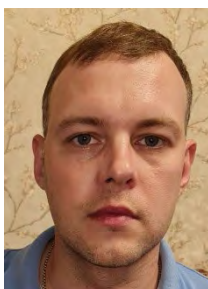
Сергей Николаевич Кочетов, н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; студент; МФТИ, 141701 Долгопрудный, МО, Институтский пер. 9, Россия
kochetov.sn@phystech.edu



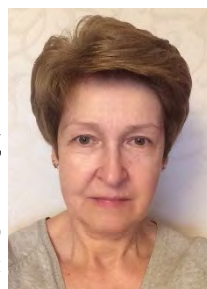
Михаил Александрович Бажин, ведущий инженер; НИИЦ сердечно-сосудистой хирургии им. А.Н. Бакулева, 119049 Москва, Ленинский пр-т 8, Россия



Дмитрий Иванович Минаев, ведущий инженер; НИИЦ сердечно-сосудистой хирургии им. А.Н. Бакулева, 119049 Москва, Ленинский пр-т 8, Россия



Александр Борисович Мищенко, заведующий лабораторией активных имплантатов; НИИЦ сердечно-сосудистой хирургии им. А.Н. Бакулева, 119049 Москва, Ленинский пр-т 8, Россия



Татьяна Викторовна Чурина, инженер-технолог 1 категории; НИИЦ сердечно-сосудистой хирургии им. А.Н. Бакулева, 119049 Москва, Ленинский пр-т 8, Россия

Статья поступила в редакцию 25 декабря 2023 г.

После доработки 6 апреля 2024 г.

Принята к публикации 10 апреля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 98—110.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Анашкин И.О., Андреев В.Ф., Асадулин Г.М., Ахметов Э.Р., Балашов А.Ю., Бегиев Р.А., Белов А.М., Бельбас И.С., Бондарчук Э.Н., Борщегровский А.А., Вершков В.А., Горбунов А.В., Горшков А.В., Грашин С.А., Громова А.В., Диас Михайлова Д.Е., Дрёмин М.М., Дрозд А.С., Дубиницкий А.Ф., Земцов И.А., Ильгисонис В.И., Ильин И.С., Карпов А.В., Качкин А.Г., Кирнева Н.А., Кислов Д.А., Кочин В.А., Крупин В.А., Кузнецова Л.К., Левин И.В., Лисовой П.Д., Лутченко А.В., Матвеев Ю.В., Машункин М.В., Минеев А.Б., Модяев А.Л., Мустафин Н.А., Мялтон Т.Б., Немец А.Р., Николаев А.В., Новиков В.Н., Ноткин Г.Е., Нургалиев М.Р., Образцов И.С., Панфилов Д.С., Пименов И.С., Rogozin К.А., Рой И.Н., Романников А.Н., Рыжиков Д.В., Саврухин П.В., Сарычев Д.В., Сергеев Д.С., Смирнов В.В., Соловьёв Н.А., Степин А.В., Сушков А.В., Сычугов Д.Ю., Тарасян К.Н., Тепикин В.И., Толпегина Ю.И., Уласевич Д.Л., Хайрутдинов Э.Н., Хвостенко А.П., Хвостенко П.П., Чудеснов А.И., Чудновский А.Н., Шелухин Д.А., Шестаков Е.А. и коллектив установки Т-15МД. Первые экспериментальные результаты на токамаке Т-15М.....</i>	<i>5</i>
<i>Батырбеков Э.Г., Тажибаева И.Л., Бакланов В.В., Чектыбаев Б.Ж., Зарва Д.Б., Коянбаев Е.Т., Гордиенко Ю.Н., Кульсартов Т.В., Миниязов А.Ж., Понкратов Ю.В. Исследования в области управляемого термоядерного синтеза в Республике Казахстан</i>	<i>15</i>
<i>Коваленко Ю.В., Зубарев П.В., Иваненко С.В., Соломахин А.Л., Пурыга Е.А., Багрянский П.А. Система управления дисперсионным интерферометром на токамаке Глобус-М2</i>	<i>23</i>
<i>Аникин А.С., Семенов А.А., Лизунов А.В., Розенкевич М.Б., Родионов Н.Б., Хайров А.Р., Рудов А.В., Кондрашов В.Н. Система тритиевого цикла токамака с реакторными технологиями</i>	<i>31</i>
<i>Воронов А.С., Гладуш Г.Г., Рудов А.В. Кондиционирование вакуумной камеры токамака с реакторными технологиями.....</i>	<i>40</i>
<i>Будаев В.П., Федорович С.Д., Дедов А.В., Кавыришин Д.И., Карпов А.В., Лукашевский М.В., Захаренков А.В., Губкин М.В., Чан К.В., Rogozin К.А., Коньков А.А., Губанова А.И. Испытания вольфрамовой облицовки дивертора в плазменной установке ПЛМ</i>	<i>49</i>
<i>Лиджигорьяев С.Д., Бурмистров Д.А., Гаврилов В.В., Позняк И.М., Пушина А.В., Топорков Д.А. Исследование теплового воздействия мощных потоков водородной плазмы на поверхность вольфрамовой мишени с помощью инфракрасной пирометрии</i>	<i>58</i>
<i>Топорков Д.А., Бурмистров Д.А., Барсук В.А., Гаврилов В.В., Карелов С.В., Климов Н.С., Лиджигорьяев С.Д., Пушина А.В. Эффект экранировки вольфрама висмутом под воздействием мощного потока водородной плазмы</i>	<i>66</i>
<i>Куркучеков В.В., Авед Н., Иванов А.В., Кандауров И.В., Никифоров Д.А. Частотно-импульсный источник электронного пучка для материаловедческих приложений</i>	<i>73</i>
<i>Смирнов И.В., Дитенберг И.А., Гриняев К.В., Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Осипов Д.А., Коротаев А.Д., Чернов В.М., Потапенко М.М. Влияние температуры отжига на особенности микроструктуры и микротвёрдость карбидноупрочнённого сплава V—Cr—W—Zr</i>	<i>80</i>
<i>Дерябина Н.А., Кутеев Б.В., Пашков А.Ю., Шпанский Ю.С. О возможности применения эвтектического сплава Pb—Bi в системе охлаждения ТЯР.....</i>	<i>92</i>
<i>Обрезков О.И., Мартыненко Ю.В., Нагель М.Ю., Шутьев О.Л., Шевчук С.Л., Рукина Ю.И., Мисников В.Е., Кочетов С.Н., Бажин М.А., Минаев Д.И., Мищенко А.Б., Чурина Т.В. Методики и результаты электрохимического исследования рельефа плёнок, осаждаемых путём магнетронного распыления</i>	<i>98</i>

CONTENTS

<i>Velikhov E.P., Kovalchuk M.V., Anashkin I.O., Andreev V.F., Asadulin G.M., Akhmetov E.R., Balashov A.Yu., Begishev R.A., Belov A.M., Belbas I.S., Bondarchuk E.N., Borshchegovsky A.A., Vershkov V.A., Gorbunov A.V., Gorshkov A.V., Grashin S.A., Gromova A.V., Dias Mikhailova D.E., Dremine M.M., Drozd A.S., Dubinitsky A.F., Zemtsov I.A., Ilgisonis V.I., Ilyin I.S., Karpov A.V., Kachkin A.G., Kirneva N.A., Kislov D.A., Kochin V.A., Krupin V.A., Kuznetsova L.K., Levin I.V., Lisovoy P.D., Lutchenko A.V., Matveev Yu.V., Mashunkin M.V., Mineev A.B., Modyaev A.L., Mustafin N.A., Myalton T.B., Nemets A.R., Nikolaev A.V., Novikov V.N., Notkin G.E., Nurgaliev M.R., Obraztsov I.S., Panfilov D.S., Pimenov I.S., Rogozin K.A., Roy I.N., Romannikov A.N., Ryzhakov D.V., Savruchin P.V., Sarychev D.V., Sergeev D.S., Smirnov V.V., Soloviev N.A., Stepin A.V., Sushkov A.V., Sychugov D.Yu., Tarasyan K.N., Tepikin V.I., Tolpegina Yu.I., Ulasevich D.L., Khayrutdinov E.N., Khvostenko A.P., Khvostenko P.P., Chudesnov A.I., Chudnovskij A.N., Shelukhin D.A., Shestakov E.A. and the T-15MD tokamak team. First experimental results on T-15MD tokamak.....</i>	5
<i>Batyrbekov E.G., Tazhibayeva I.L., Baklanov V.V., Chektybaev B.J., Zarva D.B., Koyanbayev E.T., Gordienko Yu.N., Kulsartov T.V., Miniyazov A.J., Ponkratov Yu.V. Research in the field of controlled thermonuclear fusion synthesis in the Republic of Kazakhstan</i>	15
<i>Kovalenko Yu.V., Zubarev P.V., Ivanenko S.V., Solomakhin A.L., Puriga E.A., Bagryansky P.A. Control system for dispersion interferometer on Globus-M2 tokamak</i>	23
<i>Anikin A.S., Semenov A.A., Lizunov A.V., Rozenkevich M.B., Rodionov N.B., Khayrov A.R., Rudov A.V., Kondrashov V.N. Tokamak tritium cycle system with reactor technologies.....</i>	31
<i>Voronov A.S., Gladush G.G., Rudov A.V. Conditioning of the tokamak vacuum chamber with reactor technologies.....</i>	40
<i>Budaev V.P., Fedorovich S.D., Dedov A.V., Kavyrshin D.I., Karpov A.V., Lukashevsky M.V., Zakharrenkov A.V., Gubkin M.V., Tran Q.V., Rogozin K.A., Konkov A.A., Gubanov A.I. Testing of tungsten plasma-facing components of a divertor in PLM plasma device.....</i>	49
<i>Lidzhigoriaev S.D., Burmistrov D.A., Gavrilov V.V., Poznyak I.M., Pushina A.V., Toporkov D.A. Study of the thermal impact of powerful hydrogen plasma flows on the surface of a tungsten target using infrared pyrometry</i>	58
<i>Toporkov D.A., Burmistrov D.A., Barsuk V.A., Gavrilov V.V., Karelov S.V., Klimov N.S., Lidzhigoriaev S.D., Pushina A.V. The effect of tungsten shielding with bismuth under the influence of powerful flow of hydrogen plasma.....</i>	66
<i>Kurkuchekov V.V., Abed N., Ivanov A.V., Kandaurov I.V., Nikiforov D.A. Repeated pulse electron beam source for materials test applications.....</i>	73
<i>Smirnov I.V., Ditenberg I.A., Grinyaev K.V., Tyumentsev A.N., Pinzhin Yu.P., Osipov D.A., Korotaev A.D., Chernov V.M., Potapenko M.M. Influence of annealing temperature on the microstructure features and microhardness of carbide-strengthened V—Cr—W—Zr alloy</i>	80
<i>Deryabina N.A., Kuteev B.V., Pashkov A.Yu., Shpanskiy Yu.S. An eutectic lead—bismuth alloy as possible coolant in the fusion reactor cooling system</i>	92
<i>Obrezkov O.I., Martynenko Yu.V., Nagel M.Yu., Shutev O.L., Shevchuk S.L., Rukina Yu.I., Misnikov V.E., Kochetov S.N., Bazhin M.A., Minaev D.I., Mishenko A.B., Churina T.V. Methods and results of electrochemical investigation of the relief of films deposited by magnetron sputtering</i>	98