

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2020

Том 43
Выпуск 4



Работа редколлегии была бы невозможна без постоянной поддержки коллективов, решающих проблемы УТС. Редколлегия благодарит рецензентов С.А. Ананьева, Е.Н. Андреевко, Р.С. Афанасенко, Е.Е. Баркалова, В.П. Будаева, В.А. Вершкова, А.Н. Веселовзорова, В.В. Вихрева, К.Ю. Вуколова, А.В. Голубеву, А.В. Горшкова, А.Ю. Днестровского, В.А. Жильцова, А.В. Жиркина, Д.П. Иванова, М.Н. Казеева, Н.А. Кирневу, С.В. Коновалова, В.И. Крауза, С.Л. Круглова, В.А. Крупина, А.Б. Кукушкина, А.С. Кукушкина, В.М. Леонова, Ю.В. Мартыненко, П.В. Минашина, В.С. Неверова, С.Л. Недосеева, С.И. Новикова, И.И. Орловского, А.А. Панасенкова, А.А. Пшенова, А.Б. Сивака, А.А. Сквороду, М.М. Соколова, А.В. Спицына, А.В. Тимофеева, П.П. Хвостенко, Б.И. Хрипунова, В.И. Хрипунова, В.Ф. Цибульского,

К.В. Чукбара, Д.А. Шелухина, Э.И. Юрченко (НИЦ «Курчатовский институт»), В.В. Буланина (Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург), А.В. Бурдакова и А.А. Шошина (ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск), В.А. Быкова (ИФП им. Макса Планка, Грайфсвальд, Германия), В.С. Войценью (ХФТИ, Харьков, Украина), Ю.М. Гаспаряна, С.А. Крата, Г.Г. Куликова, И.А. Руднева (НИЯУ МИФИ), Е.В. Грабовского, В.Н. Докуку, С.В. Мирнова, А.Н. Романникова (ТРИНИТИ, Троицк), П.Н. Дегтяренко, В.В. Желтова и С.И. Копылова (ОИВТ РАН, Москва), Е.Р. Запретилину, А.А. Кавина, И.Р. Кириллова, А.Н. Лабусова, А.Б. Минеева (НИИЭФА им. Д.В. Ефремова), А.О. Ковалёва, Ю.А. Кашука и С.А. Лелехова (Частное учреждение «ИТЭР-центр», Москва), В.П. Кима (МАИ, Москва), С.И. Крашенинникова (Калифорнийский университет, Сан-Диего, Калифорния, США), И.Е. Люблинского (АО «Красная Звезда», Москва), В.Б. Минаева (ФТИ им. А.Ф. Иоффе), А.И. Никитенко (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва), М.С. Новикова (ОИЯИ, Дубна), В.И. Панцирного и В.М. Чернова (ВНИИНМ им. А.А. Бочвара, Москва), П.В. Романова (ГК «Росатом», Москва), В.Е. Сытникова (НТЦ ФСК ЕЭС, Москва), И.Л. Тажибаеву (ИАЭ, Курчатов, Казахстан), В.М. Шарапова (Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва) за их тесное сотрудничество с редколлегией при подготовке выпусков нашего журнала в 2020 г.

Редакция журнала «ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез».

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 43

Выпуск 4

МОСКВА — 2020

Главный редактор

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

Редакционная коллегия:

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

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

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

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

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, к.ф.-м.н., доцент, НИЯУ МИФИ, Москва

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Журнал включён в Перечень журналов ВАК, индексируется в базах данных Scopus, Ulrich's Periodicals Directory и РИНЦ на платформе Web of Science, имеет цифровой идентификатор статей (digital object identifier — DOI), реферируется в РЖ ВИНТИ РАН, имеет в открытом доступе полнотекстовую электронную версию на сайте <http://vant.iterru.ru> и на платформе Российской научной электронной библиотеки <http://www.elibrary.ru>

Импакт-фактор журнала в РИНЦ: 0,374

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»

PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

THERMONUCLEAR FUSION

PUBLISHED since 1978

Volume 43

Issue 4

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

MOSCOW — 2020

Editor-in-Chief

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

Editorial Board:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Subscription index in the newspapers and journals catalogue of the agency «Rospechat» № 70541

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

The impact factor of the journal in RSCI: 0,374

УДК 621.039.619:621.039.634:669.27

ИСПЫТАТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕДЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ ДИВЕРТОРА ИТЭР ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКАХ

А.В. Еремкин, А.В. Володин, А.И. Кокоулин, А.О. Комаров, В.Е. Кузнецов, А.С. Малышев, Н.Б. Степанов
АО «Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова», Санкт-Петербург, Россия

В статье представлены краткий обзор испытательного стенда ITER Divertor Test Facility (IDTF) в АО «НИИЭФА» и описание проходящих на нём испытаний интенсивными тепловыми потоками обращённых к плазме компонентов дивертора ИТЭР. Объясняется роль дивертора и выбора вольфрама как материала его облицовки. Испытательный стенд IDTF является уникальным для России, так как на нём проходят тепловые испытания всех обращённых к плазме компонентов дивертора ИТЭР. Испытания интенсивными тепловыми потоками являют собой создаваемую потоком электронов, разгоняемых электронно-лучевой системой стенда, термодинамическую нагрузку, которой подвергаются расположенные в вакуумной камере стенда объекты испытаний. Попеременные циклы нагрева и охлаждения конкретных участков объекта испытаний под действием данных нагрузок приводят к постепенному износу его облицовочного материала. Дальнейшее изучение образовавшихся в ходе испытаний дефектов позволяет определить верность выбранных технологий производства обращённых к плазме компонентов. За 10 лет работы (на момент начала 2020 г.) на стенде IDTF проведено порядка 20 основных кампаний по тепловым испытаниям маломасштабных макетов и полномасштабных прототипов обращённых к плазме компонентов дивертора ИТЭР. Следующим большим этапом работы стенда должны стать серийные испытания элементов дивертора, которые состоятся также в рамках проекта ИТЭР.

Ключевые слова: вольфрам, дивертор, испытательная установка, ИТЭР, компоненты дивертора, обращённые к плазме, тепловые испытания.

TEST FACILITY FOR EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF ITER DIVERTOR COMPONENTS BEHAVIOR UNDER HIGH HEAT FLUXES

A.V. Eremkin, A.V. Volodin, A.I. Kokoulin, A.O. Komarov, V.E. Kuznetsov, A.S. Malyshev, N.B. Stepanov

JSC «D.V. Efremov Institute of Electrophysical Apparatus», Saint Petersburg, Russia

The paper provides a brief overview of the ITER Divertor Test Facility (IDTF) located at the JSC «NIEFA», Saint Petersburg, Russia, describes high heat flux tests of plasma-facing ITER divertor components carried out on the IDTF, explains the divertor role and justifies the choice of tungsten as a material for the divertor armor. The IDTF is a unique test facility in Russia intended for high heat flux tests of all plasma-facing ITER divertor components. High heat flux tests are carried out in the mode of thermal cycling load produced by a flow of electrons accelerated by the electron-beam system of the test facility. As a result, the test objects placed in the IDTF vacuum chamber are exposed to this load. Armor material of test objects gradually wears out, when being exposed to alternating cycles of heating and cooling of its particular parts. Further investigation of defects formed by the tests will make it possible to define the validity of the technology chosen for production of the plasma-facing components. For ten years of operation (by the beginning of 2020), about 20 main test campaigns have been performed for small-scale mock-ups and full-scale prototypes of the plasma-facing ITER divertor components. The next important step to be realized on the test facility in the framework of the ITER project should be serial tests of the divertor elements.

Key words: tungsten, divertor, test facility, ITER, plasma-facing components, high heat flux tests.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-4-5-14

РОЛЬ ДИВЕРТОРА В ИТЭР

Дивертор является одним из ключевых компонентов ИТЭР. Его функция заключается в том, чтобы:

- отводить тепло, выделяемое в результате D—T-реакции;
- удалять примесные частицы со стенок вакуумной камеры реактора и из плазменного шнура;
- защищать вакуумную камеру и магнитные катушки от нейтронного излучения в местах, где отсутствует бланкет;

— «отлавливать» атомы гелия, которые по причине взаимных столкновений оторвались от основного потока плазмы и пересекли сепаратрису — границу магнитного поля, создаваемую полоидальными и тороидальными катушками реактора. При этом препятствие дрейфа плазмы на стенку обеспечивается винтовой структурой магнитного поля, вращательное преобразование которой создаётся суперпозицией тороидального поля и магнитного поля тока, текущего по плазме.

Как известно, вся облицовка дивертора ИТЭР будет полностью выполнена из вольфрама. Вольфрам — тугоплавкий металл ($T_{пл.В} = 3422$ °С) с максимальной прочностью межатомной связи. Он обла-

дает низким коэффициентом физического распыления, наибольшей температурой плавления, довольно высокой теплопроводностью, сравнительно низкой активацией, низким накоплением трития [1].

Внутри вакуумной камеры ИТЭР дивертор будет подвержен воздействию ионов дейтерия и трития, продуктов реакции их синтеза — атомов гелия и свободных нейтронов, а также примесных частиц, оседающих на стенках камеры. При срывах плазмы все эти частицы, обладающие высокой энергией, могут разогревать поверхность компонентов, обращённых к плазме (КОП), до экстремально высоких температур. При этом термическая усталость является одним из наиболее важных повреждающих механизмов для КОП из-за большого количества рабочих циклов (несколько тысяч) и ожидаемых поверхностных тепловых нагрузок. Поэтому оценка поведения элементов, из которых состоит КОП, называемых PFU (от англ. plasma facing unit), при циклических тепловых нагрузках имеет важное значение для демонстрации пригодности выбранных технологий.

Идея испытаний интенсивными тепловыми потоками (далее — тепловые испытания) или ННФТ (от англ. high heat flux testing) состоит в том, чтобы смоделировать эту термическую усталость [2].

Атомы гелия, вкпе с нейтронами, являются продуктами реакции синтеза и образуются при взаимодействии дейтерия и трития — топлива реактора. Они сильно нагревают поверхность первой стенки и дивертора.

Данный процесс может быть симитирован в лабораторных условиях с применением электронно-лучевой пушки (ЭЛП), когда в качестве поверхностной тепловой нагрузки используется электронный пучок. В качестве облицовки дивертора при этом выступает объект испытаний (ОИ) — макет или вертикальная мишень. Достигая поверхности ОИ, электроны частично отражаются, частично поглощаются, разогревая поверхность до высоких температур. Данный процесс, повторяющийся циклически (цикл нагрева — цикл охлаждения), называется тепловыми испытаниями. Он вызывает термическую усталость материала облицовки.

Плотность поглощённой мощности (Φ_{abs}), измеряющаяся в МВт/м², является основной величиной, характеризующей ту нагрузку, которая передаётся на КОП реактора упомянутыми «продуктами» D—T-реакции, а также примесными частицами, испаряющимися со стенок камеры, при непосредственном взаимодействии с освободившимися от основной плазмы частицами. Исходя из данных, полученных на основе вычислений, было принято, что проектная нагрузка на первую стенку ИТЭР должна составить до 5 МВт/м², в то время как на дивертор как более нагруженную часть реактора до 10 и в отдельных местах до 20 МВт/м² при медленных переходных процессах в плазме длительностью порядка 10 с.

Если посмотреть на дивертор ИТЭР в целом (рис. 1), он будет состоять из двух основных частей: несущей конструкции, выполненной, в основном, из нержавеющей стали, и КОП весом около 700 т. Дивертор состоит из 54 съёмных кассет, каждая из которых содержит несущую конструкцию (тело кассеты) и три компонента, обращённых к плазме. Это так называемые вертикальные мишени (рис. 2) — внешняя (OVT, от англ. outer vertical target) и внутренняя (IVT, от англ. inner vertical target) и элементы центральной сборки дивертора (ЦСД). В свою очередь, ЦСД состоит из купола, внутренней и наружной отражающих мишеней. Мишени расположены на пересечении линий магнитного поля, где частицы высокоэнергетической плазмы



Рис. 1. Дивертор ИТЭР. Вид с сечением

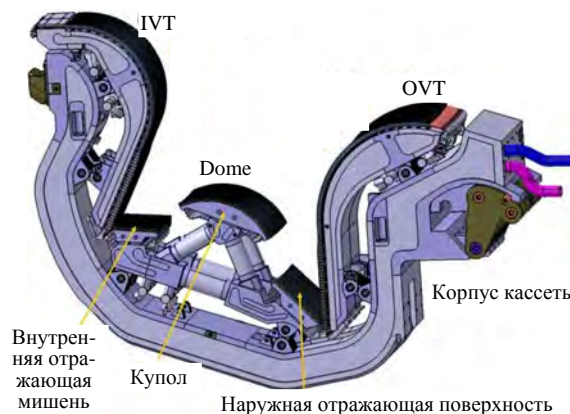


Рис. 2. Кассета дивертора ИТЭР, состоящая из внешней вертикальной мишени (OVT), внутренней вертикальной мишени (IVT) и центральной сборки дивертора (Dome)

ударяются о компоненты. Их кинетическая энергия превращается в тепло. Тепловой поток, получаемый этими компонентами, чрезвычайно интенсивен и требует активного водяного охлаждения [2].

СТЕНД IDTF

Стенд IDTF (ITER Divertor Test Facility) является крупнейшей в России и одной из крупнейших в мире экспериментальной установкой для проведения термоциклических испытаний КОП дивертора ИТЭР.

Основное назначение стенда IDTF: проведение термоциклических испытаний интенсивными тепловыми потоками внешних и внутренних вертикальных мишеней, а также элементов центральной сборки дивертора.

IDTF включает в себя следующие основные компоненты [3]:

- вакуумная камера и манипулятор;
- система вакуумной откачки;
- электронно-лучевая система;
- контур охлаждения горячей водой высокого давления;
- система охлаждения масок;
- система подготовки и очистки воды;
- система контроля качества воды;
- диагностическое оборудование и система сбора данных.

Рассмотрим некоторые из этих компонентов более подробно.

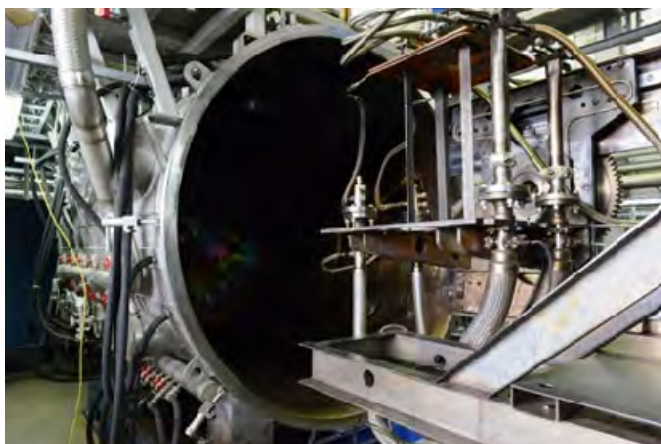


Рис. 3. Вакуумная камера и манипулятор IDTF

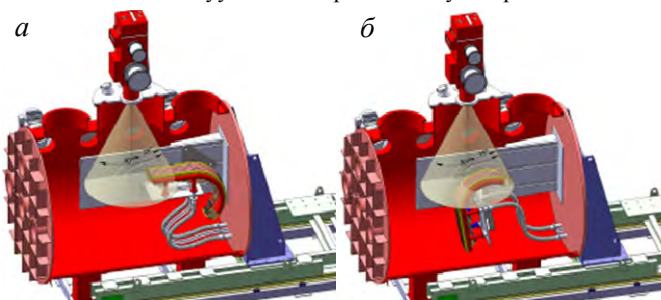


Рис. 4. Объект испытаний внутри вакуумной камеры стенда IDTF, установленный в горизонтальном (а) и вертикальном (б) положении

Компоненты системы:

- высоковольтная система электроснабжения HS800/60;
- электронно-лучевая пушка (ЭЛП) Von Ardenne ® EH800V;
- электронно-лучевая система управления BGS-C1.

Вакуумная камера (рис. 3) предназначена для беспрепятственного прохождения электронного пучка от электронно-лучевой пушки к объекту испытаний, поэтому вакуумная камера и система вакуумной откачки являются основными компонентами IDTF. Размеры вакуумной камеры позволяют проводить испытания компонентов длиной до 2,5 м и шириной 1,5 м. Вакуумная камера оснащена водяным охлаждением. Толщина стенок вакуумной камеры составляет 20 мм, что достаточно для защиты персонала от рентгеновского излучения.

Манипулятор (см. рис. 3) предназначен для позиционирования ОИ внутри вакуумной камеры под ЭЛП. В ходе испытаний ОИ, имеющие кривизну в профиле облицовки, такие как внешние и внутренние вертикальные мишени, а также купол (см. рис. 2), необходимо поворачивать, чтобы обеспечить тепловые испытания всех запланированных позиций. Манипулятор позволяет вращать ОИ (рис. 4, а, б), выставляя их с точностью порядка $\pm 1,0$ мм.

Электронно-лучевая система (ЭЛС) необходима для того, чтобы производить тепловую нагрузку на ОИ.



Рис. 5. Электронно-лучевая пушка Von Ardenne EH800V

ЭЛП EH800V (рис. 5) относится к типу мощных электронных пушек, номинальный диапазон мощности которых составляет 10—800 кВт. Эта электронно-лучевая пушка представляет собой осевую электронную пушку, которая генерирует симметричный вращению электронный луч при пике ускоряющего напряжения 60 кВ и мощности 800 кВт.

Пушка расположена сверху вакуумной камеры и направлена вертикально вниз.

Контур охлаждения (рис. 6) обеспечивает требуемые параметры охлаждающей жидкости (воды) во время тепловых испытаний КОП. Контур делится на первичный и вторичный.

Параметры контура охлаждения:

Мощность охлаждения, МВт . . .	1, при входной температуре хладагента $T = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$
Мощность насосов, кВт . . .	≈65
Хладагент . . .	Деионизованная вода
Температура хладагента, $^{\circ}\text{C}$. . .	20—150
Расход, м ³ /ч . . .	36
Входное давление (max), МПа . . .	6,3
Максимальный напор, МПа . . .	1,8

Система сбора данных (ССД) необходима для преобразования и записи сигналов от всех диагностических устройств испытательного стенда IDTF. ССД обеспечивает одновременное отображение и запись входящих данных с частотой 0,1—10 Гц (за цикл для всех каналов).

Управляющая программа разработана в среде графического программирования National Instruments Labview ®. Данные записываются в формате ANSI. Диапазон длительности цикла записи составляет 1—30 000 с.

Большинство диагностических устройств (рентгеновские датчики, инфракрасная камера, пирометры и видеокамеры) установлены на верхнем фланце вакуумной камеры.

Диагностические устройства ССД обеспечивают измерение следующих параметров:

- уровень вакуума в вакуумной камере;
- длительность и время импульса тепловой нагрузки;
- количество циклов тепловой нагрузки;
- распределение теплового потока с помощью рентгеновской матрицы [4];
- тепловой поток при начальном, промежуточном и конечном скрининге;
- общий поглощённый тепловой поток;
- распределение температуры поверхности объекта контроля (по инфракрасной камере и пирометрам);
- температура и давление хладагента на входе и выходе;
- расход хладагента;
- мониторинг состояния ОИ (видеоинформация).



Рис. 6. Система водяного охлаждения высокого давления и система мониторинга параметров воды

Пульты управления IDTF, где осуществляется мониторинг информации от ССД, управление всеми удалёнными системами стенда и ведётся контроль за ходом термоциклических испытаний, показана на рис. 7.

ИСПЫТАНИЯ ИНТЕНСИВНЫМИ ТЕПЛОВЫМИ ПОТОКАМИ

Целью тепловых испытаний является экспериментальное исследование проектных и инженерных решений, выбранных для изготовления диверторно-плазменных компонентов ИТЭР.

Далее при изучении повреждений, вызванных поверхностными тепловыми нагрузками, включая нагрузки с короткими импульсами (тепловой удар, плавление, испарение и т.д.), должны быть исследованы пределы компонентов и определён срок службы многослойных структур с высокими градиентами температуры, подвергающихся термомеханическим циклическим нагрузкам [2].

Начиная с запуска стенда IDTF в эксплуатацию в 2009 г., ежегодно на нём проходит множество тестовых кампаний ННФТ, в которых задействованы различные объекты испытаний (макеты и полномасштабные прототипы), имитирующие облицовку дивертора. В общих чертах макет представляет собой трубку (как правило, бронзовую), на которую с определённым зазором (0,5—1 мм) напаяны моноблоки из вольфрама. Такие макеты, состоящие из одного PFU и имеющие всего от 5 до 20 моноблоков, называются маломасштабными (рис. 8). Они необходимы для оценки изменений, возникающих в макете в ходе проведения тепловых испытаний, оценки его структурной целостности и нахождения возникших в нём дефектов. Таким образом, основным предназначением маломасштабных макетов является отработка технологий изготовления. Это позволит получить наиболее устойчивую к воздействию потока частиц конструкцию облицовки дивертора.

С 2012 г. для проведения тепловых испытаний на стенд IDTF поставляются полномасштабные прототипы (рис. 9) от участников проекта, занятых изготовлением элементов дивертора, — это домашние агентства Европейского Союза, Японии и Российской Федерации.

По условиям соглашения о поставках РА 1.7.P2D.RF ЦСД должна быть поставлена Россией. Полномасштабные прототипы элементов ЦСД также проходят тепловые испытания на стенде IDTF. Один из таких элементов — испытательная сборка полномасштабных прототипов КОП внутренних отражающих мишеней показана на рис. 10.



Рис. 7. Пульты управления IDTF



Рис. 8. Маломасштабный макет (3D-визуализация)

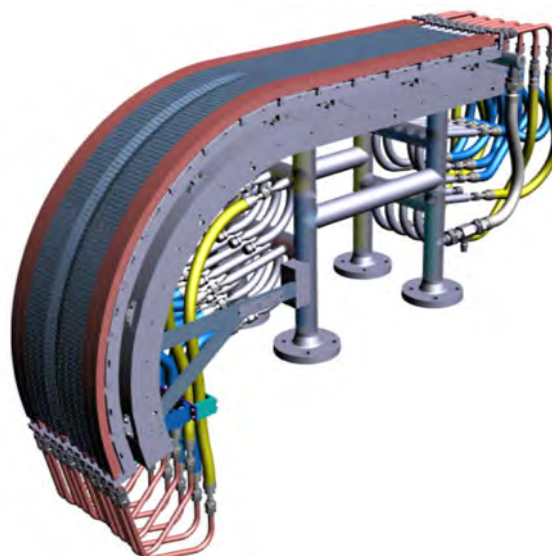


Рис. 9. Полномасштабный прототип OVT (3D-визуализация)

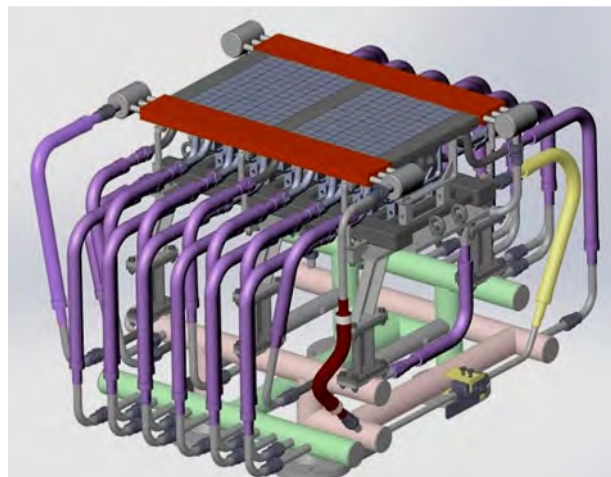


Рис. 10. Полномасштабный прототип КОП внутренних отражающих мишеней (3D-визуализация)

Как и с маломасштабными макетами, производство и дальнейшие тесты полномасштабных прототипов имеют цель подобрать оптимальную технологию производства будущих компонентов дивертора ИТЭР, но уже в больших масштабах и с более сложной геометрией PFU.

Полномасштабный прототип внутренней или внешней вертикальной мишени представляет собой макет половины КОП в масштабе 1:1, точно повторяющий конфигурацию вольфрамовой облицовки будущих КОП дивертора. Полномасштабный прототип содержит 6—8 PFU. Внешняя вертикальная мишень состоит из 138 моноблоков, внутренняя мишень состоит из 146 моноблоков. При этом крайние PFU (они называются dummy) обычно изготавливаются из медных труб прямоугольного сечения и выполняют роль границы зоны испытаний.

В зависимости от требований ИТЭР различные кампании полномасштабных прототипов могут различаться по длительности, количеству импульсов и тепловой нагрузке, например:

- 5000 циклов (10/10 с), 5 МВт/м²;
- 5000 циклов (10/10 с), 10 МВт/м²;
- 1000 циклов (10/10 с), 20 МВт/м².

Параметры тепловой нагрузки для разных типов ОИ приведены в табл. 1 [2].

Т а б л и ц а 1. Параметры тепловой нагрузки

Тип ОИ	Материал облицовки	Проектная тепловая нагрузка, МВт/м ²	Длительность цикла, с
IVT/OVT	W	5; 10; 20	10/10
Dome	W	5; 10	10/10; 2/8*

*2 с — импульс, 8 с — пауза.

В ходе термоциклических испытаний воздействию теплового потока подвергается не весь прототип, а поочерёдно, в несколько этапов, отдельные зоны. Это сделано для того, чтобы ЭЛС была способна покрыть поверхность прототипа тепловым потоком с заданным значением Φ_{abs} . Пример такого разделения на различные зоны испытаний показан на рис. 11.

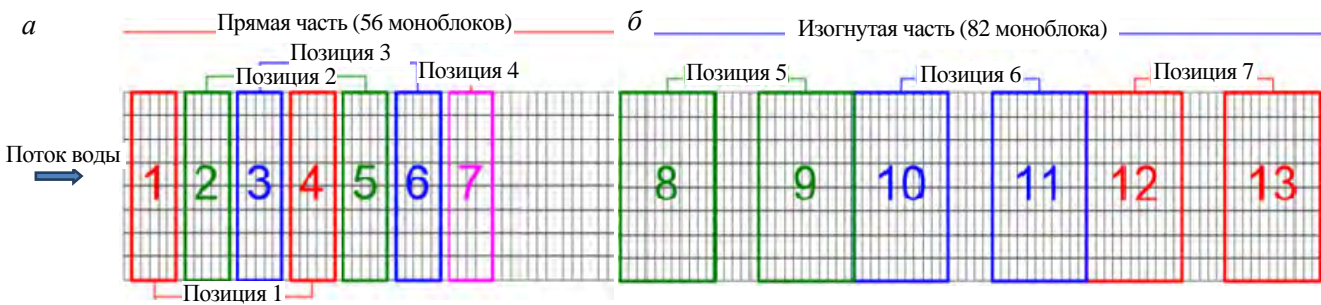


Рис. 11. Испытательные зоны полномасштабного прототипа IVT: прямая часть (а) и изогнутая часть (б)

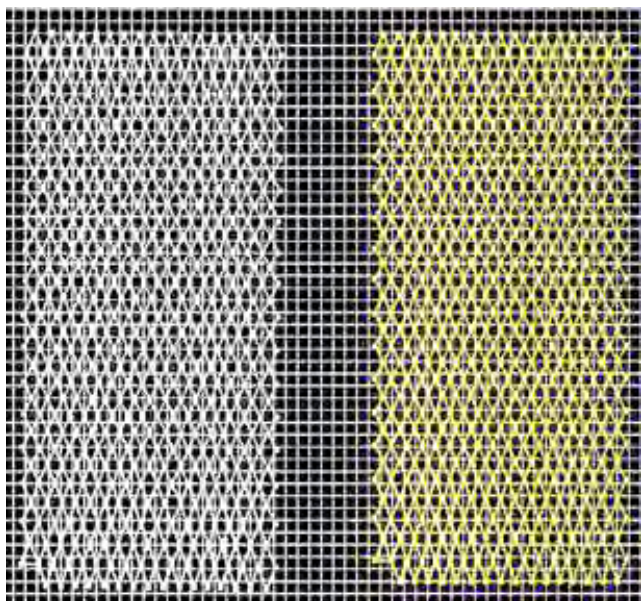


Рис. 12. Растр испытательных зон

Для того чтобы обеспечить необходимый уровень Φ_{abs} , необходимо произвести расчёты и подобрать оптимальные параметры — мощность ЭЛП, размеры зон испытаний, а также настроить растр (рис. 12) — траектория, по которой отклоняющая система ЭЛП будет проводить электронный пучок.

После установки ОИ на манипуляторе IDTF к прототипу и маскам подаётся охлаждающая жидкость — деионизированная вода под давлением. Параметры охлаждения при испытаниях компонентов дивертора указаны в табл. 2 [2]. Охлаждающая вода подаётся как в первичный контур — для охлаждения PFU, так и во вторичный — для охлаждения dummy и масок — вспомогательных элементов, необходимых для ограничения испытательных зон. Затем, если все соединения надёж-

Т а б л и ц а 2. Параметры охлаждения при ННФТ

Тип ОИ	Давление на входе, МПа	Температура на входе, °С	Расход, л/с
IVT/OVT	3,9	70	11
Dome	3,9	70	5

ны и течей не обнаружено, манипулятор с помощью специального приводного механизма перемещается внутрь вакуумной камеры и происходит откачка вакуума до давления порядка $5 \cdot 10^{-4}$ мбар.

Цикл испытаний состоит из двух последовательных импульсов нагрузки по двум зонам одной позиции. Например, цикл в позиции 1 (см. рис. 11) состоит из 10-секундного импульса в зоне 1 и точно такого же импульса в зоне 4. Таким образом, длительность цикла составляет 20 с.

График на рис. 13 показывает изменение температуры поверхности двух моноблоков из разных зон в течение нескольких импульсов. Как видно на графике, температура стремительно вырастает в течение первых 2—3 с, затем набор температуры становится более плавным и, наконец, достигает своего предела к концу импульса. На конкретно взятом примере максимальная температура поверхности вольфрамового моноблока составляет 2000—2050 °С при Φ_{abs} 20 МВт/м².

Если взглянуть на распределение Φ_{abs} в зависимости от времени (рис. 14) для тех же циклов, будет видно, что мгновенное значение Φ_{abs} (чёрная линия на графике) несколько колеблется. Это связано с изменением температуры охлаждающей жидкости внутри ОИ. Что касается среднего плавающего значения Φ_{abs} moving average (красная линия), то именно оно и должно составлять указанные в протоколе испытаний проектные нагрузки 5, 10 или 20 МВт/м². При этом допускается отклонение в 10% (зелёные линии).

Φ_{abs} может быть вычислена следующим образом: $\Phi_{abs} = P_{abs}/S$, МВт/м², где P_{abs} — поглощённая мощность; S — площадь нагружаемой зоны.

Как видно из формулы, мгновенное значение Φ_{abs} зависит от поглощённой мощности, которая, в свою очередь, вычисляется по следующей формуле: $P_{abs} = Qc\Delta T$, кВт, где Q — массовый расход охлаждающей жидкости; c — удельная теплоёмкость охлаждающей жидкости; $\Delta T = T_{out} - T_{in}$, °С, где T_{out} — температура охлаждающей жидкости на выходе из ОИ; T_{in} — температура охлаждающей жидкости на входе в ОИ.

Помимо температуры, измеренной пирометрами в отдельных точках ОИ, что даёт некое общее представление о температуре поверхности ОИ (как это показано на рис. 14), запись температуры поверхности ведётся и с помощью ИК-камеры раз в 50 или раз в 100 импульсов. Данный метод не даёт сведений о температуре в режиме онлайн, но он оказывается весьма полезен при обработке результатов, так как позволяет оценить температуру поверхности каждого отдельно взятого моноблока.

В итоге ССД позволяет построить зависимость средних температур поверхности моноблоков от номера цикла и в целом оценить изменение температуры облицовки ОИ во времени.

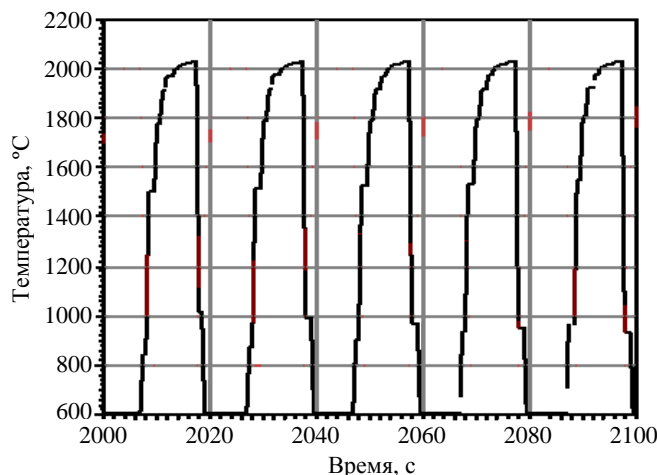


Рис. 13. График зависимости показаний температуры, измеренной пирометрами (— 1, — 2), от времени

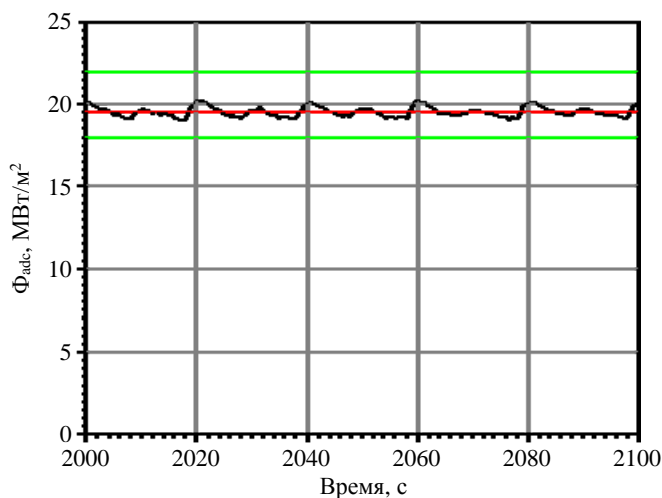


Рис. 14. Распределение мгновенного (—) и среднего (—) значения Φ_{abs} во времени

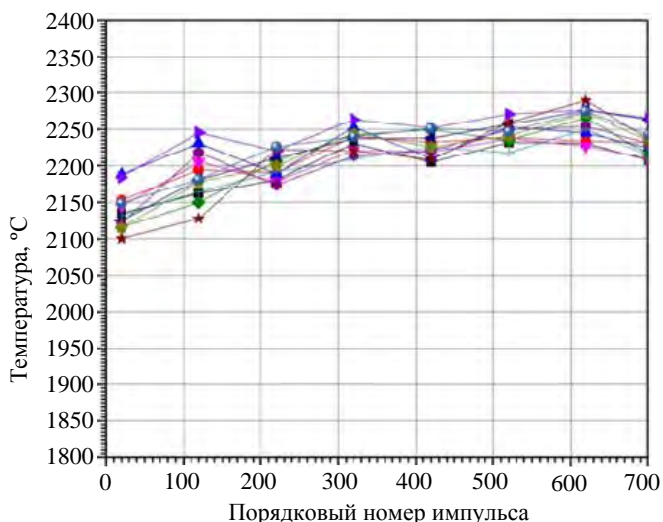


Рис. 15. Измеренные ИК-камерой средние температуры поверхности моноблоков при ННФТ 20 МВт/м²: 12 кривых соответствуют 12 моноблокам, на которых измерялась средняя температура

На рис. 15 показано изменение средней температуры поверхности моноблоков, измеренной ИК-камерой, при 20 МВт/м². По большей части такой вид кривой (постепенное нарастание температуры) связан с изменением излучательной способности из-за деградации поверхности [5].

Изменение температуры поверхности в выбранном диапазоне можно наблюдать и на самих ИК-изображениях. Рис. 16 даёт представление о визуальном изменении ИК-изображения в начале и в конце цикла ННФТ 20 МВт/м².

Необходимо добавить, что термоциклические испытания с такой нагрузкой являются наиболее разрушительными из всех тепловых испытаний с проектной тепловой нагрузкой, проводимых для полномасштабных прототипов дивертора ИТЭР, и вызывают наибольшую деградацию поверхности моноблоков. На рис. 17 показан вид моноблоков до и после тепловых испытаний.

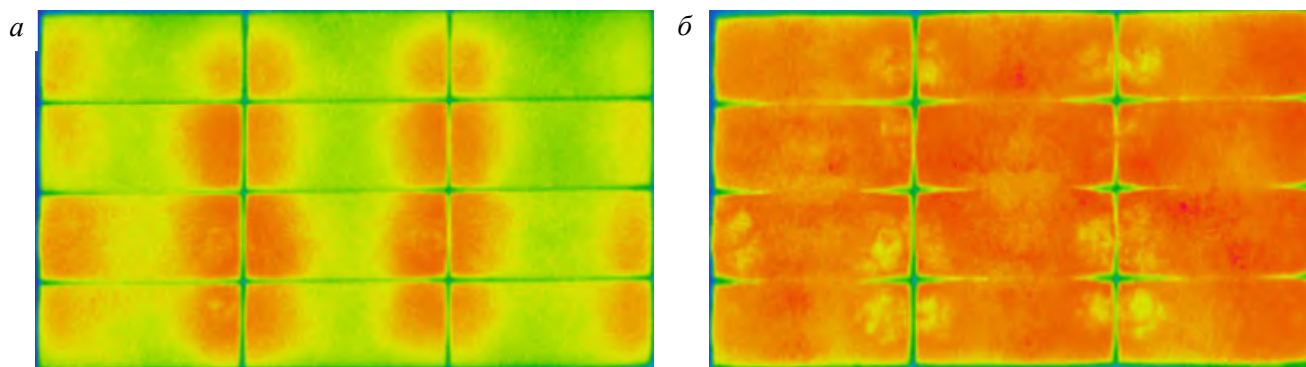


Рис. 16. Изображения с ИК-камеры: ННФТ 20 МВт/м²; цикл 120 (а) и 620 (б) (видна деградация поверхности)

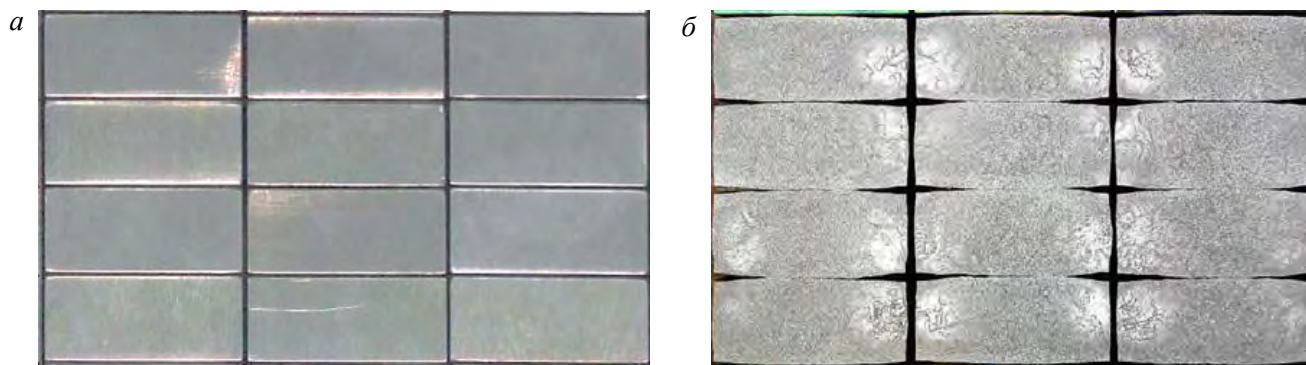


Рис. 17. Фотографии поверхности вольфрамовой облицовки до (а) и после (б) ННФТ-кампании

Конечно, подобные условия необходимы, в первую очередь, для оценки «жизнеспособности» выбранного материала облицовки и разработки технологий, по которым будут изготавливаться реальные КОП дивертора ИТЭР. Дальнейшие тесты (неразрушающий контроль), такие как ультразвуковой анализ, визуальный осмотр с помощью эндоскопа, проверка геометрии и размеров, произведённые после завершения ННФТ-кампании, позволяют определить характер дефектов, образовавшихся в ходе тепловых испытаний. Эти данные, а также данные, полученные в ходе ННФТ от ССД, помогают определить, какие PFU прошли испытания, а какие нет, разобраться в причинах отбраковки и сделать выводы, которые позволят улучшить технологию производства КОП дивертора с вольфрамовой облицовкой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В период с 2009 по 2019 г. на стенде IDTF прошли следующие основные испытания, которые являются частью соглашения о поставках PA 1.7.P2D.RF:

- квалификация стенда IDTF на имитаторе полномасштабного прототипа внешней (OVT) вертикальной мишени дивертора;
- квалификация стенда IDTF на имитаторе полномасштабного прототипа внутренней вертикальной мишени (IVT) дивертора;
- тепловые испытания первого и второго полномасштабных прототипов внешней вертикальной мишени (OVT) с двухкомпонентной облицовкой (W-CFC) (поставщик JA DA);
- тепловые испытания третьего полномасштабного прототипа внешней вертикальной мишени (OVT) с полностью вольфрамовой облицовкой (поставщик JA DA);
- тепловые испытания первого полномасштабного прототипа внутренней вертикальной мишени (IVT) с полностью вольфрамовой облицовкой (поставщик ITER Organisatio);
- тепловые испытания полномасштабного прототипа КОП внутренних отражающих мишеней ЦСД;
- тепловые испытания полномасштабного прототипа КОП наружных отражающих мишеней ЦСД;
- тепловые испытания полномасштабного прототипа КОП купола ЦСД.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Маханьков А.Н.** Вольфрамовая облицовка диверторной мишени для термоядерного реактора токамак. Диссертация на соискание ученой степени к.т.н., 2003, с. 6—62.
2. **Kuznetsov V. et al.** Status of the IDTF high-heat-flux test facility. — *Fusion Engineering and Design*, 2014, vol. 89, p. 955—959.
3. **Володин А.В., Кузнецов В.Е., Давыдов В.М. и др.** Стенды тепловых испытаний в Открытом акционерном обществе «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова». — *ВАНТ. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру*, 2014, вып. 4, с. 67—74.
4. **Kuznetsov V. et al.** X-ray imaging diagnostic in the high heat flux test facilities. — *Original Research Article Fusion Engineering and Design*, 2019, p. 148.
5. **Riccardi B. et al.** Progress of the EU activities for the ITER divertor inner vertical target procurement. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 146, p. 1524—1527.



Андрей Викторович Еремкин, ведущий инженер; АО «НИИЭФА», 196641 Санкт-Петербург, дорога на Металлострой 3, Россия
eremkin@sintez.niefa.spb.su



Андрей Владимирович Володин, ведущий инженер; АО «НИИЭФА», 196641 Санкт-Петербург, дорога на Металлострой 3, Россия



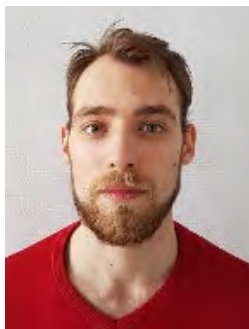
Алексей Иванович Кокоулин, ведущий инженер; АО «НИИЭФА», 196641 Санкт-Петербург, дорога на Металлострой 3, Россия



Антон Олегович Комаров, главный специалист проекта по тепловым испытаниям; АО «НИИЭФА», 196641 Санкт-Петербург, дорога на Металлострой 3, Россия



Владимир Евгеньевич Кузнецов, начальник лаборатории тепловых испытаний; АО «НИИЭФА», 196641 Санкт-Петербург, дорога на Металлострой 3, Россия



Алексей Сергеевич Малышев, инженер 2-й категории; АО «НИИЭФА», 196641 Санкт-Петербург, дорога на Металлострой 3, Россия



Николай Борисович Степанов, ведущий инженер; АО «НИИЭФА», 196641 Санкт-Петербург, дорога на Металлострой 3, Россия

Статья поступила в редакцию 8 июня 2020 г.

После доработки 7 июля 2020 г.

Принята к публикации 24 сентября 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 5—14.

УДК 621.039.634

ОПТИМИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ МЕХАНИЧЕСКОГО КРЕПЛЕНИЯ ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ИТЭР

М.Н. Свириденко¹, А.Ю. Лешуков¹, С.Н. Томилов¹, И.И. Поддубный¹, Ю.С. Стребков¹, В.М. Сафронов²

¹АО «Ордена Ленина Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н.А. Доллежала», Москва, Россия

²Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия

Панель первой стенки входит в состав системы бланкета и спроектирована как сборная конструкция, включающая обращённые к плазме компоненты, несущую конструкцию и систему механического крепления. Панели первой стенки закреплены на защитных блоках модулей бланкета, установленных на вакуумной камере, с использованием системы механического крепления, предназначенной для обеспечения надёжной фиксации компонентов в процессе эксплуатации, удалённого обслуживания. В конструкцию системы механического крепления входят контактные электроизоляционные накладки, взаимодействующие с защитным блоком, и резьбовой стакан, обеспечивающий размещение центрального болта и системы шайб. Вследствие затяга центрального болта сила реакции возникает на интерфейсе «накладки/защитный блок». Сила предварительного затяга должна включать запас для компенсации теплового расширения системы и возможной релаксации свойств под облучением, одновременно обеспечивая требования специальной резьбе Spiralock, что может потребовать увеличения силы предварительного затяга болта и, как следствие, привести к перенапряжению несущей конструкции первой стенки. Данная работа включает результаты анализа нестационарных полей температур и напряжённо-деформированного состояния панели первой стенки и обобщает выводы по возможному направлению оптимизации системы крепления с целью уменьшения уровня напряжений в несущей конструкции и обеспечения требуемого уровня напряжений в болте, что является одним из важных факторов, влияющих на работоспособность панели первой стенки ИТЭР.

Ключевые слова: бланкет, панель первой стенки, защитный блок, несущая конструкция первой стенки, система механического крепления, электроизоляционное покрытие.

OPTIMIZATION OF MECHANICAL ATTACHMENT SYSTEM OF ITER FIRST WALL

M.N. Sviridenko¹, A.Yu. Leshukov¹, S.N. Tomilov¹, I.I. Poddubnyi¹, Yu.S. Strebkov¹, V.M. Safronov²

¹Joint Stock Company «N.A. Dollezhal Research and Development Institute of Power Engineering», Moscow, Russia

²Institution «Project Center ITER», Moscow, Russia

The first wall panel is part of the Blanket system and is designed as an assembly unit that includes plasma-facing components, a load-bearing structure, and a mechanical attachment system. The first wall panels are fixed to the shield blocks of the Blanket modules installed on the vacuum vessel, using a mechanical attachment system designed to ensure reliable fixation of components during operation and remote maintenance. The design of the mechanical attachment system includes contact electrical insulation pads that interact with the shield block, and a threaded barrel that provides location of the Central bolt and washers system. Due to the tightening of the Central bolt, the reaction force occurs at the «pads/shield block» interface. The preload force should include a margin to compensate for thermal expansion of the system and a possible relaxation of properties under irradiation, while ensuring the requirements of the special Spiralock thread that may require an increase of bolt preload, and as a consequence, lead to deformation of the load-bearing structure of the first wall. Current paper includes the results of the analysis of transient temperature fields and the structural analysis of the first wall panel and summarizes the conclusions on the possible way of optimizing the attachment system in order to reduce the stress level in the first wall supporting structure and ensure the required level of stress in the bolt, which are one of the important factors affecting the performance of the ITER first wall panel.

Key words: blanket, the first wall panel, shield block, load-bearing structure of the first wall, mechanical attachment system, electrical insulation pads.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-4-15-26

ВВЕДЕНИЕ

Панель первой стенки является обращённым к плазме внутрикамерным компонентом реактора ИТЭР с механическим креплением на фронтальной (обращённой к плазме) поверхности защитного блока посредством специально предусмотренной системы крепления. Габаритные размеры панели в тороидальном, полоидальном и радиальном направлениях составляют 1400×1100×300 мм соответственно. Панель первой стенки является сборочной единицей, включающей теплонапряжённые компоненты, обращённые к плазме (пальцы первой стенки), несущую конструкцию первой стенки, систему крепления к защитному блоку и систему электрической связи [1]. Панели первой стенки, даже в пределах одного ряда, могут иметь

различную геометрическую конфигурацию, что отражается на функционировании системы механического крепления (рис. 1). Тем не менее в настоящее время разработана унифицированная система механического крепления, используемая для всех панелей первой стенки ИТЭР.

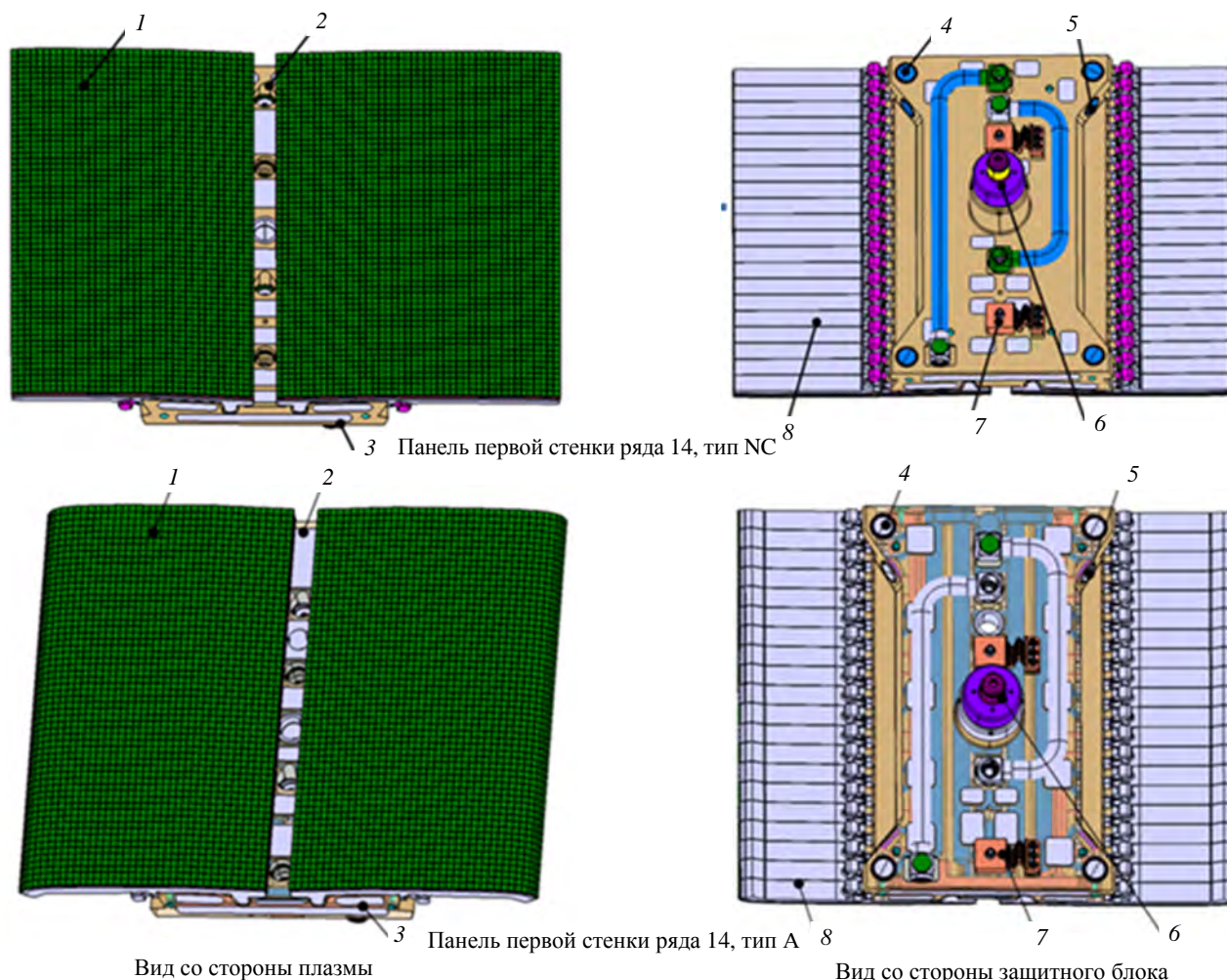


Рис. 1. Общий вид панели первой стенки: 1 — защитное покрытие; 2 — центральный паз; 3 — несущая конструкция первой стенки; 4 — радиальные накладки; 5 — полоидальные накладки; 6 — резьбовой стакан с установленным центральным болтом и системой шайб; 7 — электрический соединитель; 8 — пальцы ПС

Первым важным элементом системы крепления является сборка стакана с установленным центральным болтом и системой шайб [2]. Стакан с резьбой M145×4-L, изготовленный из алюминиевой бронзы [3], закручивается до упора в несущую конструкцию первой стенки (рис. 2). Внутри стакана установлен

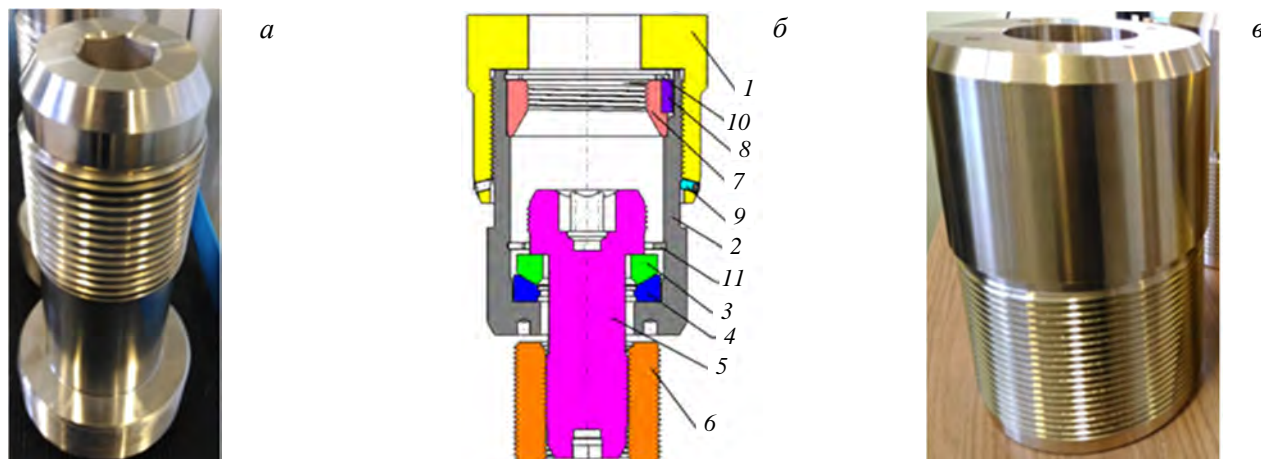


Рис. 2. Общий вид компонентов системы крепления: а — болт M64×4; б — несущая конструкция первой стенки (1), резьбовой стакан (2), сферическая шайба (3), коническая шайба с электроизоляционным покрытием (4), болт M64×4 (5), резьбовая втулка защитного блока (6), парковочная втулка (7), шпонка (8), стопорный винт (9), стопорное кольцо (10, 11); в — стакан резьбовой

центральный болт М64×4, выполненный из стали Grade 660 [3]. Для компенсации ошибок при сборке и монтаже панели первой стенки под головкой центрального болта установлены сферическая и коническая шайбы. Интерфейс «Конус/сфера» позволяет компенсировать ошибку по углу при установке панели, при этом плоский интерфейс «Болт/сферическая шайба» позволяет компенсировать поперечное смещение панели до 2 мм в гнезде защитного блока. Для обеспечения электрической изоляции панели первой стенки от защитного блока на боковой и тыльной поверхностях конической шайбы выполнено электроизоляционное покрытие на базе Al_2O_3 [4—6].

Вторым важным элементом системы крепления являются радиальные и полоидальные контактные электроизоляционные накладки (далее — накладки). Согласно [7] конструкция накладки представляет собой тело вращения с рабочей (контактной) сферической поверхностью радиусом 300 мм (рис. 3). Для обеспечения электрической изоляции панели первой стенки от защитного блока на боковую и тыльную поверхности накладки нанесено электроизолирующее покрытие на базе Al_2O_3 [4—6]. Боковая поверхность накладки выполнена в виде конуса для обеспечения самоустановки в пазе несущей конструкции первой стенки и исключения её перемещения в процессе работы реактора.

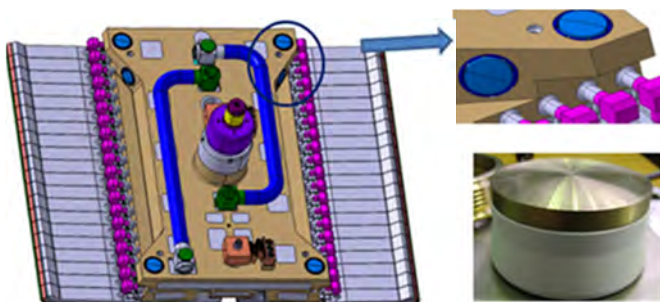


Рис. 3. Общий вид накладок

При установке панели первой стенки на защитный блок контактные сферические поверхности радиальных накладок упираются в защитный блок, а контактные поверхности полоидальных накладок образуют зазор с защитным блоком. Далее выполняется затяг центрального болта, что приводит к возникновению сил реакции в радиальных накладках, одновременно зазор между дном стакана и ответной поверхностью защитного блока уменьшается с 3 до 1,5—2 мм, вследствие чего несущая конструкция первой стенки работает как упругая балка.

Значение силы предварительного затяга болта выбирается в зависимости от расположения панели первой стенки и действующих электромагнитных нагрузок при срывах плазмы и может находиться в диапазоне 200—700 кН [8]. Таким образом, сохранение осевого усилия в центральном болте в процессе работы реактора является одним из факторов, определяющих работоспособность панели первой стенки. Значение осевого усилия в болте не должно вызывать чрезмерный прогиб или перенапряжение несущей конструкции.

С целью исключения самооткручивания центрального болта при вибрационных нагрузках, вызванных импульсным режимом работы реактора ИТЭР, предполагается использование специальной резьбы Spiralock [9]. Данная технология использует классическую метрическую резьбу на болте и резьбу со специальным профилем на гайке. Одновременно требуется обеспечить затяг болта на уровне 50—75% от несущей способности болта [10], которая зависит от размера резьбы и конструкционного материала. Учитывая специфику работы ИТЭР, а именно действие тепловых нагрузок, которые могут приводить к потере осевого усилия в болте, требование по обеспечению 50—75% от несущей способности болта может быть не обеспечено и потребовать дополнительного увеличения предварительного затяга болта, что вызовет увеличение прогиба и уровня напряжений в несущей конструкции первой стенки. Также увеличение прогиба может негативно сказаться на работоспособности элементов электрической связи, расположенных между панелью и защитным блоком.

Последним ограничивающим фактором является конструкция несущая способность обечайки, расположенной на тыльной поверхности несущей конструкции первой стенки, выполненной из стали марки 316L(N)-IG [3], механические свойства конструкционного материала которой ниже стали Grade 660 или алюминиевой бронзы.

Данная ситуация может быть исправлена путём увеличения силы предварительного затяга центрального болта с одновременным ограничением перемещения несущей конструкции первой стенки в радиальном направлении. Ограничение перемещения может быть выполнено путём уменьшения размера началь-

ного зазора на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» (рис. 4), тогда при затяжке центрального болта в радиальных накладках возникнет требуемая сила реакции, а на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» зазор закроется и возникнет сила реакции, обусловленная избытком осевого усилия в болте, направленного на получение ~75% от несущей способности болта. В то же время контакт на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» приведёт к уменьшению температуры в элементах сборки стакана и, возможно, уменьшит тепловое расширение болта и стакана. При таком подходе требуется обеспечить электрическую изоляцию стакана от защитного блока, с этой целью по аналогии с накладками на дно стакана может быть нанесено электроизоляционное покрытие.

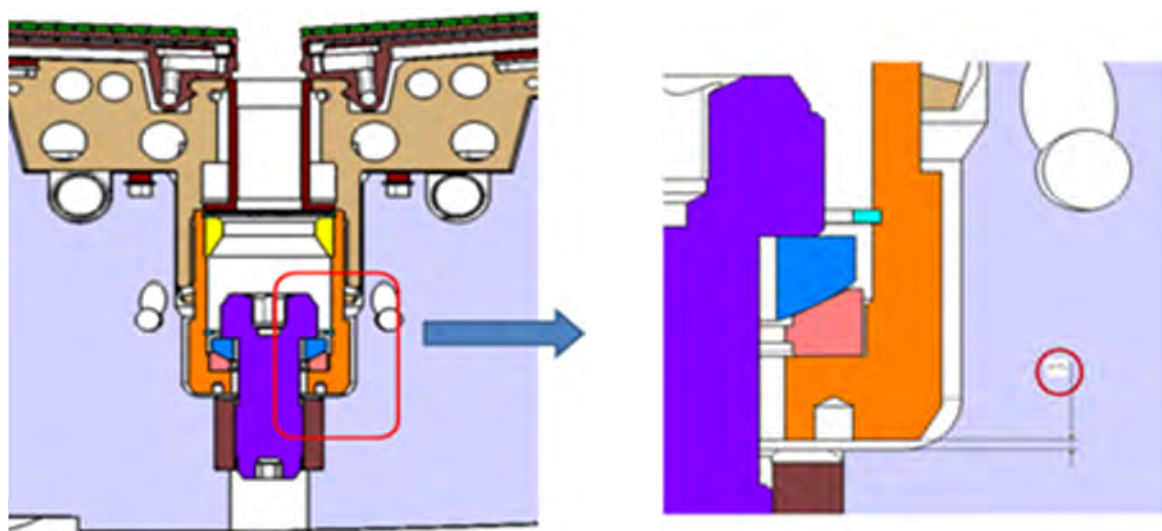


Рис. 4. Общий вид интерфейса «Дно стакана/защитный блок»

РАСЧЁТ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУР

При расчёте нестационарных полей температур рассматривались три сценария:

— отсутствие контакта на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок», что соответствует текущему варианту конструкции панели первой стенки;

— присутствует контакт на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок», при этом контактная тепловая проводимость принята равной $1000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ в соответствии с [11] по аналогии с интерфейсом «Тыльная поверхность накладки/несущая конструкция первой стенки», где на тыльную поверхность накладки нанесено электроизоляционное покрытие;

— присутствует контакт на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок», при этом контактная тепловая проводимость принята равной $10\,000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$.

Значение контактной тепловой проводимости в общем случае зависит от физических свойств контактирующих материалов, метода обработки контактирующих поверхностей и величины контактного давления. В работе [12] представлена зависимость контактного сопротивления от давления в контактной паре 1X18Н9Т—1X18Н9Т (рис. 5). В соответствии с представленной зависимостью контактная проводимость $10\,000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ реализуется уже при уровне давления 30 МПа. На интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» данный уровень контактного давления реализуется уже при усилии 300 кН, что существенно ниже ожидаемого. Следовательно, значение контактной проводимости $10\,000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ может быть принято для оценки

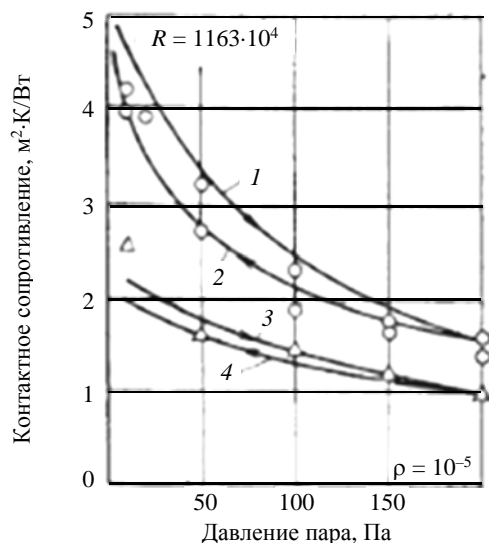


Рис. 5. Зависимость термического контактного сопротивления от давления (пара 1X18Н9Т—1X18Н9Т): 1, 2 — первичный контакт/вторичный при $T = 150 \text{ }^\circ\text{C}$; 3, 4 — первичный контакт/вторичный при $T = 270 \text{ }^\circ\text{C}$

минимального уровня температур в элементах системы механического крепления панели первой стенки. Значение $1000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С})$ используется для оценки верхнего значения максимальных температур и соответствует тепловой контактной проводимости по аналогии с интерфейсом «Тыльная поверхность накладки/несущая конструкция первой стенки», где на тыльную поверхность накладки нанесено электроизоляционное покрытие.

Для расчётов выбраны панели первой стенки ряда 14, тип NC и тип А, что обуславливает максимальную тепловую нагрузку, при этом геометрическая конфигурация несущей конструкции и защитного блока для данных панелей различается (рис. 6), что может по-разному отразиться на функционировании системы крепления. Несущая конструкция панели первой стенки ряда 14, тип NC имеет радиальную тол-

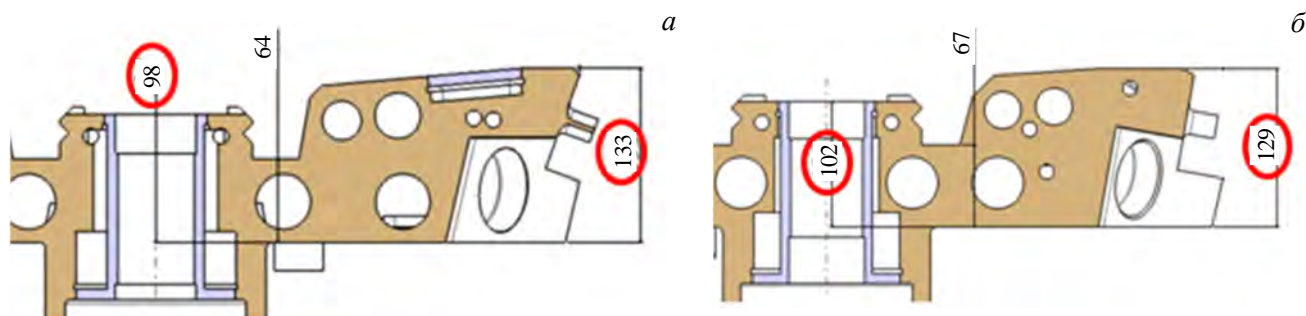


Рис. 6. Тороидальное сечение несущей конструкции первой стенки ряда 14: *а* — тип NC; *б* — тип А

щину 133 мм, при этом в центре радиальная толщина составляет 98 мм. Для панели первой стенки ряда 14 тип, тип А радиальная толщина составляет 129 мм, но в центре радиальная толщина составляет 102 мм. Таким образом, толщина несущей конструкции, которая будет работать на изгиб при затяжке центрального болта, для панели первой стенки ряда 14, тип А больше, чем для ряда 14, тип NC, что, предположительно, скажется на величине прогиба несущей конструкции.

С целью корректного моделирования полей температур системы механического крепления в расчётную модель включены несущая конструкция панели первой стенки, защитный блок и элементы систем механического крепления и электрической связи (рис. 7). Расчёт выполнен с применением пакета ANSYS APDL. Взаимодействие между компонентами учитывалось при расчёте с помощью специальных контактных тепловых интерфейсов, позволяющих моделировать скачок температуры в зоне контакта, учитывая контактное тепловое сопротивление в зависимости от конструкционного материала и контактного давления.

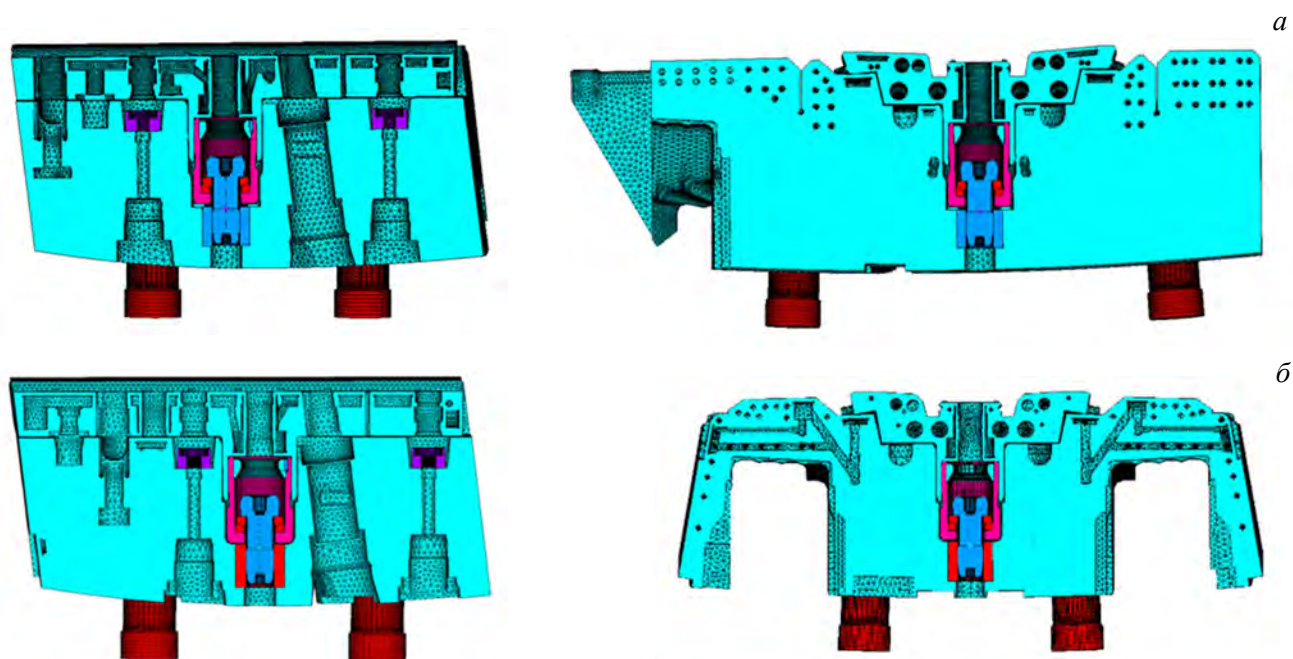


Рис. 7. Расчётная модель панели первой стенки ряда 14: *а* — тип NC, *б* — тип А

Расчёт нестационарных полей температур выполнен для режима Inductive I (фаза «горение плазмы» 400 с, фаза «пауза» 1400 с.). Нагрузки при расчёте взяты в соответствии с [13, 14]. Рассмотрено 15 импульсов «горение плазмы/пауза» достижения стабилизации температур в компонентах панели первой стенки и защитного блока.

Стабилизация температур в элементах системы крепления достигается после 12—13 импульсов «горение плазмы/пауза» (рис. 8, 9). Следует отметить, что наличие контакта на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» способствует снижению температур в стакане, болте и системе шайб. Максимальная температура в стакане и головке болта снизилась на 36 и 27 °С соответственно для варианта с контактом на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок». При этом влияние тепловой контактной проводимости в диапазоне (1000—10 000)/(м²·°С) на температуру стакана практически минимально, а именно разница температур в конструкции стакана составила величину порядка 4 °С при значении тепловой контактной проводимости на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» 1000 Вт/(м²·°С) и 10 000 Вт/(м²·°С).

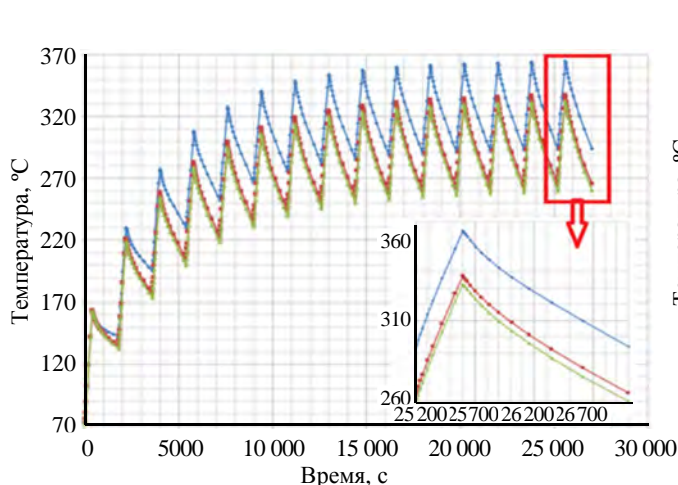


Рис. 8. Изменение температуры во времени в головке болта панели первой стенки ряда 14, тип NC: — отсутствие контакта на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок»; — присутствует контакт на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок», при этом контактная тепловая проводимость принята равной 1000 Вт/(м²·°С); — присутствует контакт на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок», при этом контактная тепловая проводимость принята равной 10 000 Вт/(м²·°С)

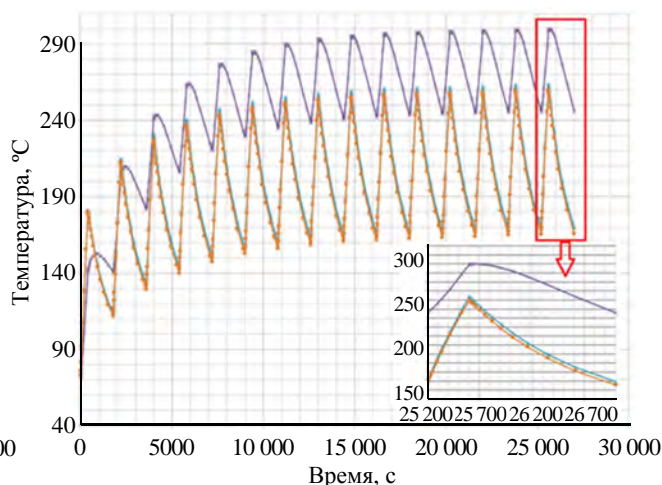


Рис. 9. Изменение температуры во времени в стакане панели первой стенки ряда 14, тип NC: — отсутствие контакта на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок»; — присутствует контакт на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок», при этом контактная тепловая проводимость принята равной 1000 Вт/(м²·°С); — присутствует контакт на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок», при этом контактная тепловая проводимость принята равной 10 000 Вт/(м²·°С)

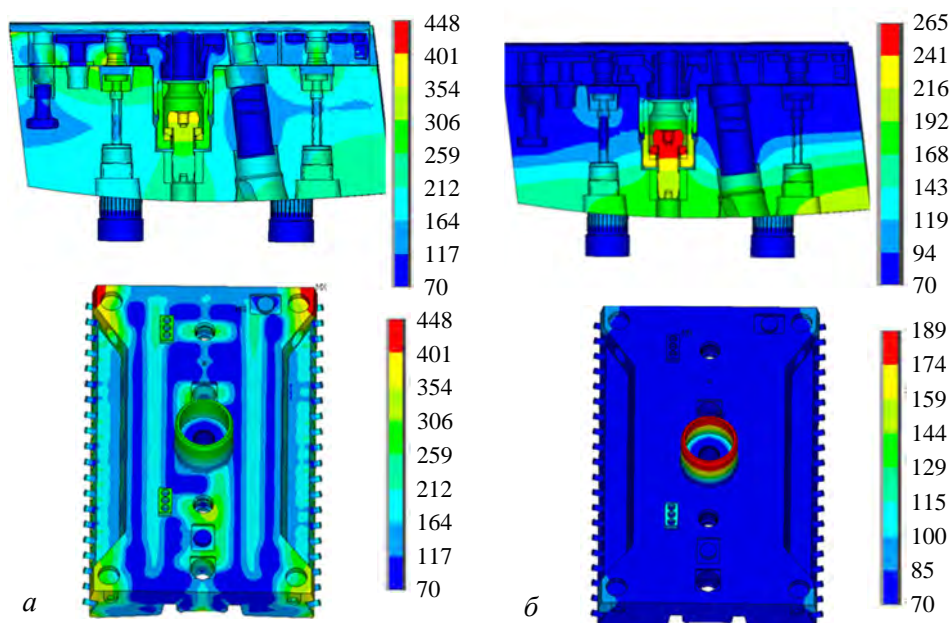


Рис. 10. Распределение температур для фаз «горение плазмы» и «пауза» 15-го импульса в несущей конструкции первой стенки ряда 14, тип NC при отсутствии контакта на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок», °С: а — фаза «горение плазмы», 25 600 с; б — фаза «пауза», 27 000 с

Распределение температур для фаз «горение плазмы» и «пауза» 15-го импульса в конструкции панели первой стенки ряда 14, тип NC и соответствующего защитного блока при значении тепловой контактной проводимости на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» 1000 Вт/(м²·°С) представлено на рис. 10, а распределение температур в элементах системы крепления представлено

на рис. 11. Следует отметить, что разница температур в головке центрального болта в фазах «горение плазмы» и «пауза» не изменилась, несмотря на наличие контакта на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок», что обусловлено отсутствием активного охлаждения в несущей конструкции первой стенки и защитного блока в зоне размещения резьбового соединения центрального болта.

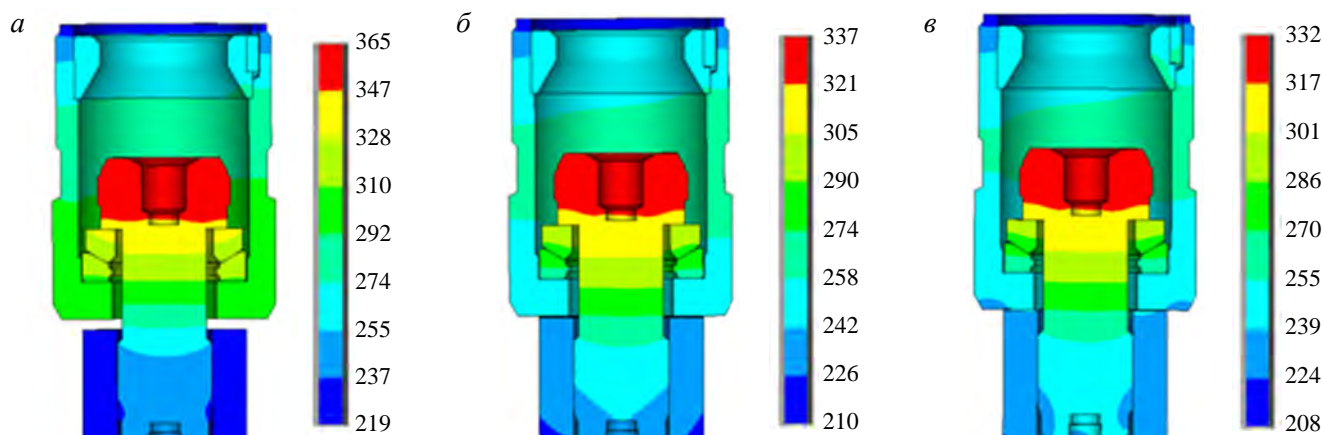


Рис. 11. Распределение температуры для фазы «горение плазмы» 15-го импульса в элементах системы крепления панели первой стенки ряда 14, тип NC, °C: *a* — нет контакта на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок»; *б* — есть контакт на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» (1000 Вт/(см²·°C)); *в* — есть контакт на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» (10 000 Вт/(м²·°C));

Для панели первой стенки ряда 14, тип А при значении тепловой контактной проводимости на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» 1000 Вт/(м²·°C) результаты имеют похожий характер, при этом наблюдаются более низкие температуры в элементах системы крепления, а именно максимальная температура головки болта составила 277 °C для фазы «горения плазмы» и 208 °C для фазы «пауза» (рис. 12). В то же время максимальная температура несущей конструкции первой стенки панели ряда 14, тип А находится на том же уровне, что и для панели ряда 14, тип NC, и составляет 443 °C, что говорит о более оптимальном расположении каналов системы охлаждения защитного блока и панели первой стенки ряда 14, тип А.

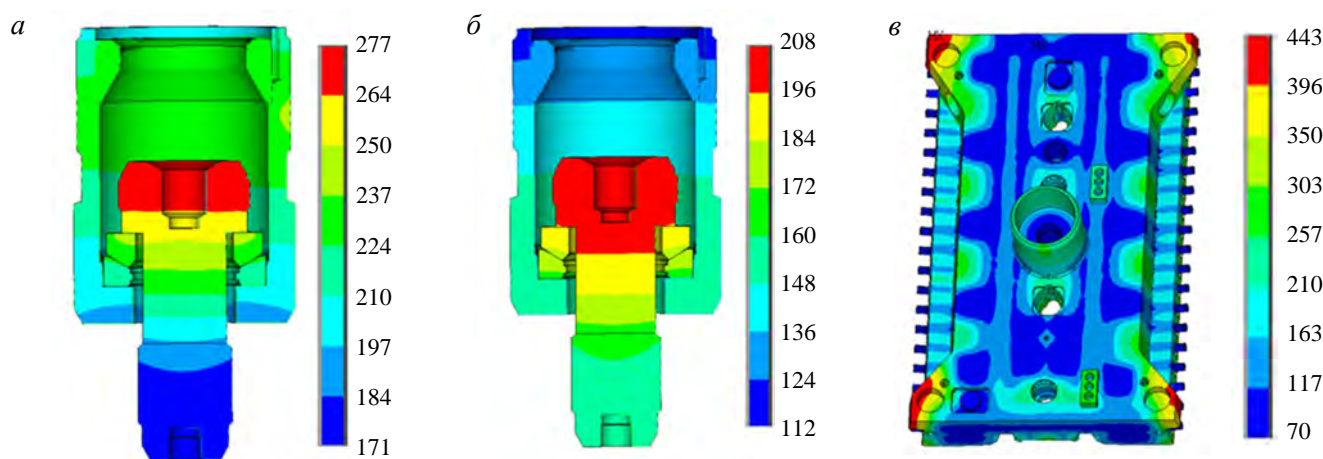


Рис. 12. Распределение температуры для фазы «горение плазмы» 15-го импульса в элементах системы крепления панели первой стенки ряда 14, тип А, °C: *a* — фаза «горение плазмы»; *б* — фаза «пауза»; *в* — фаза «горение плазмы»

Обобщая результаты нестационарного расчёта полей температур, можно сделать вывод о том, что наличие контакта на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» позволяет снизить температуры в элементах системы механического крепления, что в дальнейшем позволит уменьшить оппозитное тепловое расширение упомянутых компонентов и способствовать снижению потери затяга центрального болта в фазе «горение плазмы».

РАСЧЁТ НАПРЯЖЁННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

Расчёт напряжённно-деформированного состояния выполнен с использованием тех же расчётных моделей (см. рис. 6) с применением пакета ANSYS APDL. Взаимодействие между компонентами учитывалось при

расчёте с помощью специальных контактных механических интерфейсов, позволяющих моделировать контактное взаимодействие с учётом коэффициента трения. Рассмотрены следующие характерные точки режима Inductive I по аналогии с [11]:

- шаг 1: предварительный затяг центрального болта панели первой стенки;
- шаг 2: прогрев конструкции до температуры 70 °С при внутреннем давлении теплоносителя 4 МПа и предварительном затяге центрального болта панели первой стенки;
- шаг 3: распределение температур в фазе «горение плазмы» (при значении тепловой контактной проводимости на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» 1000 Вт/(м²·°С)) при внутреннем давлении теплоносителя 4 МПа и предварительном затяге центрального болта панели первой стенки;
- шаг 4: распределение температур в фазе «пауза» (при значении тепловой контактной проводимости на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» 1000 Вт/(м²·°С)) при внутреннем давлении теплоносителя 4 МПа и предварительном затяге центрального болта панели первой стенки;
- при расчётах варьировались размер зазора на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» в диапазоне от 3 (базовое значение) до 0,3 мм и усилие предварительного затяга от 400 до 1000 кН.

На первом этапе выполнен расчёт базовой конструкции с зазором 3 мм на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок», в качестве значения предварительного затяга выбраны 400, 600 и 800 кН. Распределение сил реакций на интерфейсе «Панель первой стенки/защитный блок» представлено на рис. 13, 14.

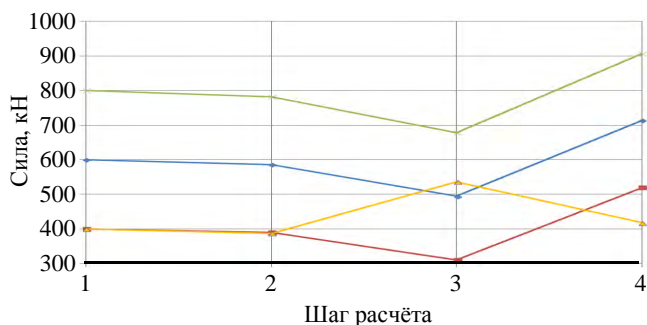


Рис. 13. Изменение осевого усилия в центральном болте в зависимости от шага расчёта: — панель первой стенки ряда 14, тип NC, сила предварительного затяга 400 кН; — панель первой стенки ряда 14, тип NC, сила предварительного затяга 600 кН; — панель первой стенки ряда 14, тип NC, сила предварительного затяга 800 кН; — панель первой стенки ряда 14, тип А, сила предварительного затяга 400 кН

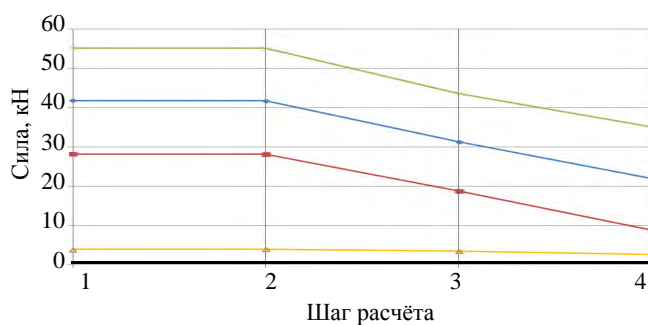


Рис. 14. Изменение усилия на интерфейсе с электрическим соединителем в зависимости от шага расчёта: — панель первой стенки ряда 14, тип NC, сила предварительного затяга 400 кН; — панель первой стенки ряда 14, тип NC, сила предварительного затяга 600 кН; — панель первой стенки ряда 14, тип NC, сила предварительного затяга 800 кН; — панель первой стенки ряда 14, тип А, сила предварительного затяга 400 кН

Следует отметить, что в фазе «горение плазмы» для панели первой стенки ряда 14, тип NC происходит снижение усилия в центральном болте примерно на 100 кН относительно предварительного затяга (шаг 1) с последующим его возрастанием в фазе «пауза» также на 100 кН относительно предварительного затяга (шаг 1). В свою очередь, для панели первой стенки ряда 14, тип А происходит увеличение усилия в центральном болте примерно на 136 кН относительно предварительного затяга (шаг 1) с последующим его сохранением на уровне шага 1 в фазе «пауза».

С точки зрения напряжения в центральном болте панели первой стенки ряда 14, тип NC (требования резьбы Spiralock) оптимальной является сила предварительного затяга 800 кН, обеспечивая 45% от несущей способности болта в фазе «горение плазмы» и 61% от несущей способности болта в фазе «пауза», тогда как для силы предварительного затяга 600 кН обеспечивается 33 и 48% от несущей способности болта в фазах «горение плазмы» и «пауза» соответственно, а для силы предварительного затяга 400 кН обеспечивается 21 и 35% от несущей способности болта в фазах «горение плазмы» и «пауза» соответственно.

В то же время, как видно на рис. 14, с ростом силы предварительного затяга для панели первой стенки ряда 14, тип NC увеличивается значение силы реакции, возникающей в электрических соединителях, обусловленной прогибом несущей конструкции первой стенки, что может негативно сказаться на усталостном ресурсе электрического соединителя [15]. Также негативное влияние на прочность несущей конструкции первой стенки может оказать увеличение силы осевого болта в фазе «пауза».

Обобщая полученные результаты, можно сделать вывод о направлении оптимизации системы крепления, а именно сила затяга центрального болта должна быть не меньше 800 кН, перемещение несущей конструкции первой стенки при затяге центрального болта должно быть ограничено. Данный подход может быть реализован путём уменьшения величины зазора на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» с целью закрытия зазора при затяге центрального болта и обеспечения условия нераскрытия стыка в фазах «горение плазмы» и «пауза».

На втором этапе выполнен расчёт с силой предварительного затяга 800 и 1000 кН и величиной первоначального зазора на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» 0,5 и 0,3 мм. Распределение сил реакции на интерфейсе «Панель первой стенки/защитный блок» представлено на рис. 15, 16.

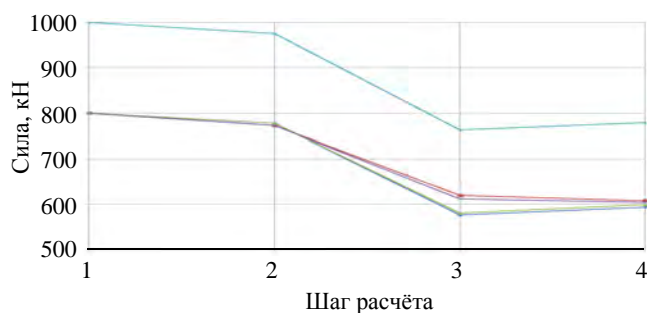


Рис. 15. Изменение осевого усилия в центральном болте в зависимости от шага расчёта: — панель первой стенки ряда 14, тип А, сила предварительного затяга 800 кН, зазор 0,5 мм; — панель первой стенки ряда 14, тип А, сила предварительного затяга 800 кН, зазор 0,3 мм; — панель первой стенки ряда 14, тип А, сила предварительного затяга 1000 кН, зазор 0,5 мм; — панель первой стенки ряда 14, тип А, сила предварительного затяга 800 кН, зазор 0,3 мм

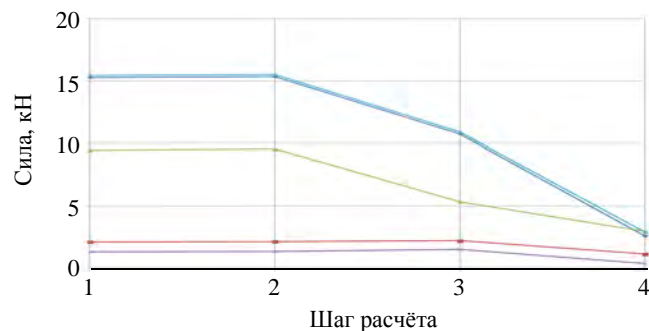


Рис. 16. Изменение усилия в электрическом соединителе в зависимости от шага расчёта: — панель первой стенки ряда 14, тип А, сила предварительного затяга 800 кН, зазор 0,5 мм; — панель первой стенки ряда 14, тип А, сила предварительного затяга 800 кН, зазор 0,3 мм; — панель первой стенки ряда 14, тип А, сила предварительного затяга 1000 кН, зазор 0,5 мм; — панель первой стенки ряда 14, тип А, сила предварительного затяга 800 кН, зазор 0,3 мм

При уменьшении первоначального зазора на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» с 3 до 0,3—0,5 мм наблюдается одинаковая картина изменения осевого усилия в центральном болте для панелей первой стенки ряда 14, тип А и тип А. При силе предварительного затяга 800 кН в обоих случаях происходит снижение усилия в болте в фазе «горение плазмы» приблизительно на 200 кН относительно усилия предварительного затяга болта (шаг 1), при этом в фазе «пауза» осевое усилие в болте практически не меняется. Напряжения в центральном болте составляют порядка 40% от несущей способности центрального болта и не меняются в фазах «горение плазмы» и «пауза».

Вариант с предварительным затягом центрального болта панели первой стенки ряда 14, тип А 1000 кН и зазором на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» 0,5 мм имеет качественно похожую картину, а именно наблюдается снижение усилия в болте в фазе «горение плазмы» приблизительно на 237 кН относительно усилия предварительного затяга болта (шаг 1), при этом в фазе «пауза» осевое усилие в болте практически не меняется. Напряжения в центральном болте составляют порядка 51% от несущей способности центрального болта и не меняются в фазах «горение плазмы» и «пауза». Но в этом случае, учитывая погрешность при затяге болта, которая в соответствии с [16] может достигать $\pm 30\%$, и тот факт, что использование резьбы Spiralock требует приложения на 10—20% большего значения момента вследствие перераспределения части осевого усилия на радиальное для создания самостопорящих свойств [17], появляется вероятность разрушения обечайки несущей конструкции первой стенки при затяге. При погрешности затяга $+30\%$ осевая сила в центральном болте может достигнуть 1300 кН, при этом осевые напряжения в промежуточной обечайке несущей конструкции в зоне резьбы M145×4-L могут достигать значений порядка 218 МПа, что практически равно пределу текучести стали 316L(N)-IG, принятому равным 220 МПа при температуре 20 °С [3], поэтому целесообразно использовать усилие затяга 800 кН, позволяющее обеспечить запас по несущей способности промежуточной обечайки несущей конструкции первой стенки.

Уменьшение первоначального зазора на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» до 0,5 и 0,3 мм привело к ограничению прогиба несущей конструкции первой стенки, что положительно отразилось на электрическом

соединителе. Усилие, действующее на электрический соединитель в фазах «горение плазмы» и «пауза» для панели первой стенки ряда 14, тип NC, снизилось в 4 и 10 раз соответственно (см. рис. 16). Отдельно следует рассмотреть распределение усилий между компонентами системы механического крепления на интерфейсе «Панель первой стенки/защитный блок». Результаты расчёта основных вариантов представлены на рис. 17. При комбинации силы предварительного затяга не более 600 кН и зазора на интерфейсе более 0,5 мм существует возможность раскрытия контакта на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» (см. рис. 17, *e*), вследствие чего увеличится нагрузка на накладки и электрические соединители, поэтому сила предварительного затяга должна быть не менее 800 кН для обеспечения гарантированного контакта.

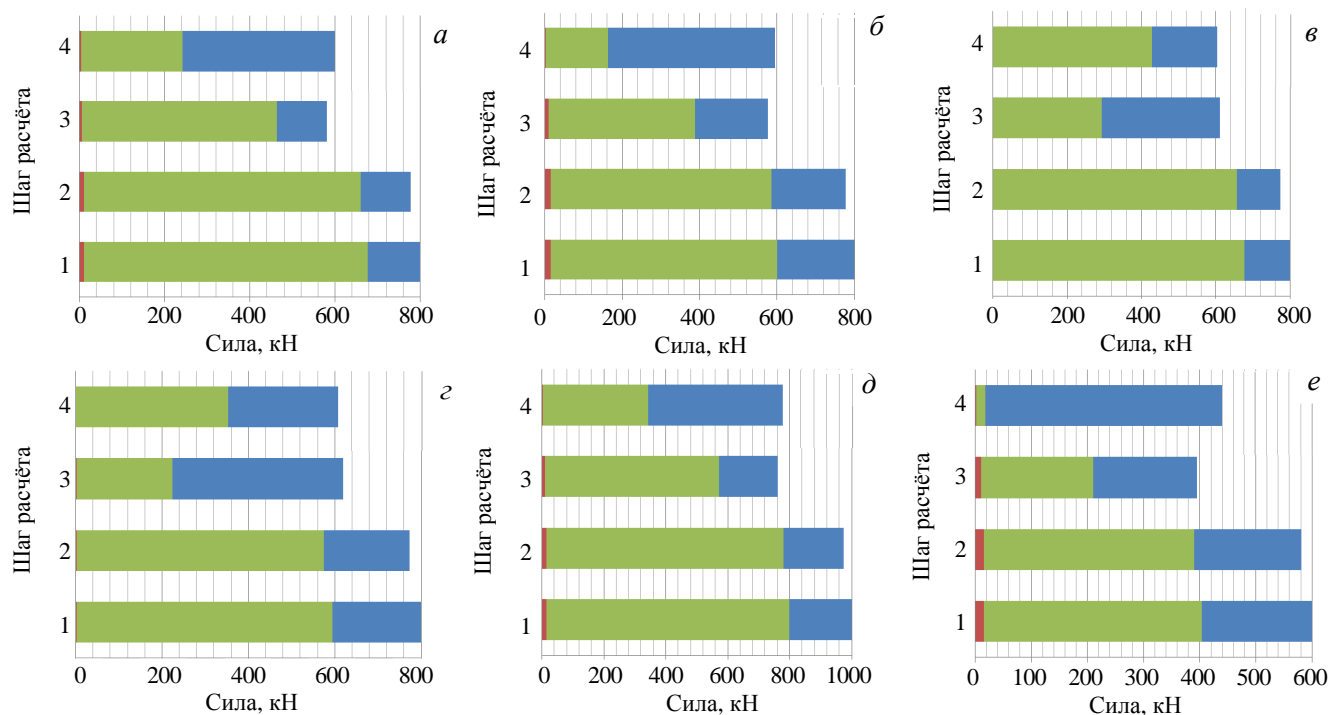


Рис. 17. Распределение сил реакции на интерфейсе «Панель первой стенки/защитный блок»: *a* — панель ряда 14, тип NC, сила предварительного затяга 800 кН, зазор 0,3 мм; *б* — панель ряда 14, тип NC, сила предварительного затяга 800 кН, зазор 0,5 мм; *в* — панель ряда 14, тип А, сила предварительного затяга 800 кН, зазор 0,3 мм; *г* — панель ряда 14, тип А, сила предварительного затяга 800 кН, зазор 0,5 мм; *д* — панель ряда 14, тип NC, сила предварительного затяга 1000 кН, зазор 0,5 мм; *е* — панель ряда 14, тип NC, сила предварительного затяга 600 кН, зазор 0,5 мм; ■ — ЭС/ЗБ; ■ — стакан/ЗБ; ■ — КЭИН/ЗБ

Размер зазора позволяет регулировать соотношение усилий между компонентами системы механического крепления (см. рис. 17, *a–г*), что может быть полезным для обеспечения оптимального уровня усилия на интерфейс «Накладки/защитный блок», требуемого для исключения открытия зазора на данном интерфейсе при воздействии электромагнитных сил, обусловленных срывами плазмы с одновременным обеспечением приемлемых усилий, действующих на электрический соединитель.

Выполнение силы предварительного затяга 1000 кН выглядит позитивно, однако данное значение очень близко к предельной нагрузочной способности обечайки несущей конструкции первой стенки, что может послужить причиной разрушения при сборке, учитывая неопределённость, обусловленную инструментом для затяга и покрытием на резьбе болта, комбинация которых может привести к увеличению осевого усилия на 30% при том же крутящем моменте [16].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты данной исследовательской работы позволили получить новые данные о возможных направлениях оптимизации существующей системы механического крепления панель первой стенки/защитный блок, одним из которых является оптимизация зазора на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок», позволяющая стабилизировать уровень осевого усилия в центральном болте системы механического крепления в фазах «горение плазмы» и «пауза» режима Inductive I независимо от типоразмера панели первой стенки.

Обобщая результаты выполненных расчётов, можно сделать вывод, что оптимальным является зазор в диапазоне 0,3—0,5 мм, а усилие затяга 800 кН. При данной комбинации в центральном болте обеспечиваются напряжения на уровне 40% от несущей способности болта, что требует выполнения дополнительных испытаний самоконтращейся резьбы типа Spiralock с силой затяга болта на уровне 40% от несущей способности.

Уменьшение зазора до 0,3—0,5 мм позволяет обеспечить гарантированный контакт на интерфейсе «Дно стакана/защитный блок» во всех фазах режима Inductive I, снизить температуры компонентов системы крепления, уменьшить нагрузки на электрический соединитель, что положительно скажется на работоспособности панели первой стенки.

Работа выполнена частично в рамках договора № 35-18до от 27.04.2018 между Частным учреждением «Проектный центр ИТЭР» (заказчик) и АО «НИКИЭТ» (исполнитель).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Merola M., Escourbiac F., Raffray R., Chappuis P., Hirai T., Martin A. Overview and status of ITER internal components. — Fusion Engineering and Design, 2014, vol. 89, p. 890—895.
2. Sviridenko M., Leshukov A., Tomilov S., Poddubnyi I., Parshutin E., Strebkov Yu., Safronov V., Raffray R., Eaton R., Gicquel S. Experimental validation of enhanced heat flux first wall panel mechanical attachment system. — Ibid., 2019, vol. 146, Part B, p. 1963—1966.
3. Hirai T., Barabash V., Escourbiac F., Durocher A., Ferrand L., Komarov V., Merola M. ITER divertor materials and manufacturing challenges. — Ibid., 2017, vol. 125, p. 250—255.
4. Nakamichi M. Out-of-pile characterization of Al₂O₃ coating as electrical insulator. — FED, 2001, vol. 58—59, p. 719—723.
5. Shakhova I. et al. Thermo-electrical properties of the alumina coatings deposited by different thermal spraying technologies. — Ceramics International, 2017, vol. 43, p. 15392—15401.
6. Ulianitsky V. et al. Computer-controlled detonation spraying: From process fundamentals toward advanced applications. — J. of Thermal Spray Technology, 2011, vol. 20, p. 791—801.
7. Свириденко М.Н., Томилов С.Н., Поддубный И.И., Колганов В.Ю., Тагиев Р.А., Лешуков А.Ю. Динамические испытания компонентов системы механического крепления панели первой стенки blankets ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 4, с. 72—84.
8. Raffray A.R., Calcagno B., Chappuis P., Fu Z., Jiming C., Kim D-H. et al. The ITER blanket system design challenge — Nucl. Fusion, 2014, vol. 54, p. 033004.
9. Spiralock_Catalogue_EN_Dec-17; [https://www.stanleyengineeredfastening.com/resources/the-library#:globallanguages=\[English,%D0%A0%D1%83%D1%81%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%B9%20%D1%8F%D0%B7%D1%8B%D0%BA\]&f:brandlist=\[Spiralock\]](https://www.stanleyengineeredfastening.com/resources/the-library#:globallanguages=[English,%D0%A0%D1%83%D1%81%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%B9%20%D1%8F%D0%B7%D1%8B%D0%BA]&f:brandlist=[Spiralock])
10. Spiralock Torque Charts; [https://www.stanleyengineeredfastening.com/resources/the-library#:globallanguages=\[English,%D0%A0%D1%83%D1%81%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%B9%20%D1%8F%D0%B7%D1%8B%D0%BA\]&f:brandlist=\[Spiralock\]](https://www.stanleyengineeredfastening.com/resources/the-library#:globallanguages=[English,%D0%A0%D1%83%D1%81%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%B9%20%D1%8F%D0%B7%D1%8B%D0%BA]&f:brandlist=[Spiralock])
11. Томилов С.Н., Свириденко М.Н., Лешуков А.Ю., Герваш А.А., Окунева Е.В., Мазуль И.В., Сафронов В.М. Панель первой стенки модуля blankets ИТЭР с механическим креплением энергонапряженных компонентов. — В сб.: Сборник докладов V Международной научно-технической конференции. Москва, 2—5 октября 2018 г.
12. Шлык Ю.П., Ганин Е.А., Царевский С.Н. Контактное термическое сопротивление. — М.: Энергия, 1977. 326 с.
13. Sviridenko M. Analyses results of the EHF FW panel with welded fingers. — Fusion Eng. Des., 2014, vol. 89, p. 937—948.
14. Данилов И.В., Лешуков А.Ю., Размеров А.В., Свириденко М.Н., Стребков Ю.С., Мазуль И.В., Герваш А.А., Лабусов А.Н. Несущая конструкция первой стенки модуля blankets ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2013, т. 36, вып. 1, с. 17—43.
15. Sviridenko M., Leshukov A., Razmerov A., Poddubnyi I., Skladnov K., Bushkov A., Elkin V., Kolganov V., Kirillov S., Strebkov Yu., Safronov V., Putrick A., Raffray R., Eaton R., Egorov K., Calcagno B. Design, analysis and manufacturing of electrical strap for enhanced first wall panel. — Fusion Eng. Des., 2017, vol. 123, p. 326—330.
16. Биргер И.А., Иосилевич Г.Б. Резьбовые и фланцевые соединения. — М.: Машиностроение, 1990. 332 с.
17. Tremsin A.S. et al. Examination of loads in regular and self-locking spirallock threads. — Strain, 2016, vol. 52, p. 548—558.



Максим Николаевич Свириденко, ведущий инженер; АО «Ордена Ленина Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н.А. Доллежала», 107140 Москва, ул. М. Красносельская 2/8, Россия
sviridenko@nikiet.ru



Андрей Юрьевич Лешуков, заместитель начальника отдела; АО «Ордена Ленина Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н.А. Доллежала», 107140 Москва, ул. М. Красносельская 2/8, Россия
leshu@nikiet.ru



Сергей Николаевич Томилов, инженер; АО «Ордена Ленина Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н.А. Доллежала», 107140 Москва, ул. М. Красносельская 2/8, Россия
tomilov@nikiet.ru



Иван Игоревич Поддубный, инженер первой категории; АО «Ордена Ленина Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н.А. Доллежала», 107140 Москва, ул. М. Красносельская 2/8, Россия
poddubnyii@nikiet.ru



Юрий Сергеевич Стребков, главный конструктор по ядерно-физическим системам ИТЭР; АО «Ордена Ленина Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н.А. Доллежала», 107140 Москва, ул. М. Красносельская 2/8, Россия
styri@nikiet.ru



Валерий Михайлович Сафронов, д.ф.м.н.; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
v.safronov@iterrf.ru

Статья поступила в редакцию 22 августа 2020 г.
После доработки 16 сентября 2020 г.
Принята к публикации 24 сентября 2020 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 15—26.

УДК 533.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ ПАССИВНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНОВ БЕРИЛЛИЯ ДЛЯ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В ТОКАМАКЕ ИТЭР

П.А. Сдвиженский¹, М.Г. Левашова¹, А.Б. Кукушкин^{1,2}, В.С. Лисица^{1,2}, В.С. Неверов¹, Ю.А. Ромазанов³,
С.В. Серов⁴, И.Ю. Толстикова⁵, С.Н. Тугаринов⁴

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

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

³Научно-исследовательский центр Юлиха, Институт энергетических и климатических исследований, Отдел физика плазмы, Партнёр трёхстороннего кластера Euregio, Юлих, Германия

⁴Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия

⁵Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Для одного из расчётных сценариев работы дивертора в ИТЭР выполнены расчёты фонового излучения от пассивной перезарядки для одной из линий иона бериллия Be IV, используемой для диагностики «Активная спектроскопия пристеночной плазмы». Рассчитан вклад перезарядки ионов бериллия Be V на нейтральных атомах дейтерия в основном и первом возбуждённом состояниях. Используются сечения реакции перезарядки, рассчитанные численным кодом ARSENY и другими кодами. Используются данные из базы данных моделирования пристеночной плазмы ИТЭР на основе численного кода SOLPS: расчёты кинетики рециклинга дейтерия кодом EIRENE и эрозии бериллиевой первой стенки кодом ERO2.0.

Ключевые слова: активная спектроскопия, пассивная перезарядка, пристеночная плазма, ИТЭР.

SIMULATION OF PASSIVE CHARGE EXCHANGE SIGNALS OF HYDROGEN-LIKE BERYLLIUM IONS FOR CXRS EDGE DIAGNOSTICS IN ITER

P.A. Sdvizhenskii¹, M.G. Levashova¹, A.B. Kukushkin^{1,2}, V.S. Lisitsa^{1,2}, V.S. Neverov¹, Yu.A. Romazanov³,
S.V. Serov⁴, I.Yu. Tolstikhina⁵, S.N. Tugarinov⁴

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

³Forschungszentrum Jülich GmbH, Institut für Energie und Klimaforschung—Plasmaphysik, Partner of the Trilateral Euregio Cluster (TEC), Jülich, Germany

⁴Institution «Project Center ITER», Moscow, Russia

⁵P.N. Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia

For one of the divertor's operation scenarios in ITER, the background radiation from passive charge exchange was calculated for one of the beryllium (Be IV) spectral lines used for Charge eXchange Recombination Spectroscopy (CXRS) diagnostics. The contribution of the charge exchange of beryllium ions Be V on neutral deuterium atoms in the ground and first excited states is calculated. The cross sections for the charge exchange reaction calculated by the numerical code ARSENY and other codes are used. The data from the ITER edge plasma modeling database is used based on the SOLPS numerical code: calculations of the kinetics of deuterium recycling by the EIRENE code and the erosion of the beryllium first wall by the ERO2.0 code.

Key words: CXRS diagnostics, passive charge exchange, edge plasma, ITER.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-4-27-38

ВВЕДЕНИЕ

Активная спектроскопическая диагностика (в англоязычной литературе — Charge-eXchange Recombination Spectroscopy, CXRS) широко применяется на современных токамаках для измерения таких важных параметров плазмы, как концентрация примесей, температура ионов и скорость вращения плазмы. В основе этой диагностики лежит анализ спектров излучения, которое возникает вследствие зондирования плазмы пучком нейтральных атомов (может использоваться как нагретый, так и диагностический пучок). В той области, где пучок проходит через плазму, происходят реакции перезарядки, которые могут быть записаны в следующем общем виде:



Ион плазмы A^{z+} взаимодействует с нейтральным атомом B^0 в состоянии с главным квантовым числом n_B из пучка и перехватывает у него электрон. Обычно электрон захватывается в возбуждённое состояние $A^{*(z-1)+}(n, l)$, где n и l — главное и орбитальное квантовое число соответственно. Излучение, которое возникает при переходе электрона из этого состояния в более низкие возбуждённые, собирается оптической системой и доставляется в спектрометр (рис. 1). Для активной спектроскопии используются реакции типа (1) с участием ядер лёгких примесей.

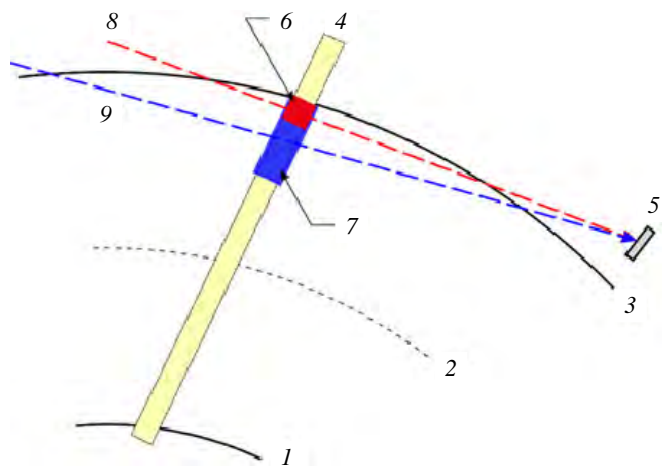
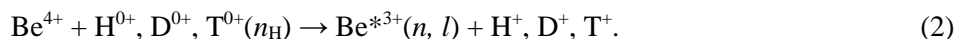


Рис. 1. Схема сбора излучения из плазмы (вид сверху): 1 — внутренняя граница плазмы; 2 — ось плазменного шнура; 3 — внешняя граница плазмы; 4 — диагностический пучок; 5 — первое зеркало оптической системы сбора света; 6 — поле зрения верхней системы; 7 — поле зрения нижней системы; 8 — линия наблюдения los 1 (los — сокращение от line of sight); 9 — линия наблюдения los 2

На установке ИТЭР диагностика «Активная спектроскопия» будет состоять из трёх систем: CXRS Core, CXRS Edge и CXRS Pedestal. Система CXRS Edge разрабатывается и будет изготавливаться в России [1, 2]. Она будет располагаться в третьем экваториальном порту и будет проводить измерения для внешней части плазменного шнура — от точки входа диагностического водородного пучка в плазму до середины малого радиуса плазмы. Излучение собирается оптической системой по 26 хордам и с помощью оптических волокон передаётся на девять светосильных спектрометров: на пять спектрометров попадает излучение из 10 центральных хорд ($0,5 < \rho < 0,85$), на другие четыре спектрометра — из 16 хорд с границы плазмы ($\rho > 0,85$). Каждый спектрометр имеет три канала, которые позволяют проводить регистрацию трёх спектральных диапазонов одновременно: синего 464—471 нм, зелёного 523—531 нм и красного 651—661 нм. Использование трёх каналов позволяет проводить измерения одновременно для следующих элементов: H (D, T), He, Be, C, Ne. В синий диапазон попадают спектральные линии He II (4—3) 4686 Å, Be IV(6—5) 4658 Å, Be IV(8—6) 4685 Å. В зелёный диапазон попадают линии C VI (8—7) 5291 Å, Ne X (11—10) 5249 Å. В красный диапазон попадают линии бальмер-альфа активной перезарядки изотопов водорода, а также линия излучения пучка (BES). В настоящей работе проведены расчёты только для линии Be IV(6—5) 4658 Å.

Для надёжной интерпретации измерений необходимо предсказательное моделирование спектров излучения плазмы.

В настоящей статье рассматривается переход водородоподобного иона бериллия Be IV 4658.42 Å (переход $n = 6 \rightarrow 5$), который будет использован при реализации диагностики «Активная спектроскопия» в ИТЭР. Реакция (1) в случае перезарядки голых ядер бериллия на изотопах водорода имеет вид



Излучение, собранное вдоль линии наблюдения, содержит следующие компоненты:

- линии активной перезарядки (перезарядка ядер примесей на диагностическом пучке атомов водорода);
- линии пассивной перезарядки (перезарядка ядер примесей на атомах водорода в периферийной плазме);
- линии фонового излучения, возникающего в результате возбуждения ионов и атомов электронным ударом в периферийной плазме;
- излучение плазмы в непрерывном спектре.

В настоящей статье представлены результаты моделирования сигнала фонового излучения водородоподобных линий пассивной перезарядки бериллия. Пассивный сигнал в активной спектроскопической диагностике формируется вследствие перезарядки ионов периферии плазмы токамака на нейтральных атомах изотопов водорода, поступающих со стенки камеры в результате рециклинга. При этом главный вклад в фоновое излучение пассивной перезарядки дают реакции, в которых электрон захватывается на

те уровни энергии, излучательные переходы с которых используются в диагностике. Предсказательное моделирование пассивного сигнала остаётся актуальной проблемой, поскольку требует совместного решения ряда теоретических задач, для чего необходимо сложное численное моделирование, пока в нужном объёме не проведённое.

Как указано, помимо спектральной линии, возникающей из-за пассивной перезарядки, спектры содержат и другие компоненты фонового излучения.

Кроме линий пассивной перезарядки, на активную линию накладываются линии излучения, возникающие в узком слое на периферии плазменного шнура в результате возбуждения электронным ударом ионов и атомов рабочего газа и примесей, которые поступают в плазму со стенок камеры. Атомы и ионы с сильными линиями в диапазоне видимого света не проникают глубоко в плазму из-за быстрой ионизации на периферии шнура, при этом характерные значения температуры заметно ниже значений, измеряемых активной спектроскопией, поэтому наличие таких узких линий в спектре не сильно влияет на выделение широкой линии активной перезарядки.

Отличительной особенностью ожидаемых спектров активной спектроскопии на ИТЭР от существующих токамаков является то, что спектральная интенсивность излучения плазмы в непрерывном спектре, обусловленная тормозным излучением, значительно превосходит активный сигнал. Количественные оценки [2] отношения интенсивности полезного сигнала к величине флуктуаций тормозного излучения для всех полученных там спектров дали отношение сигнал—шум, равное величине ~ 10 и более. Поэтому вклад тормозного фона не мешает измерению искомых параметров плазмы с точностью, требуемой для ИТЭР.

АЛГОРИТМ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПАССИВНОГО СИГНАЛА

Для моделирования пассивного сигнала в диагностике CXRS Edge нами был разработан алгоритм [3] (рис. 2), который включает следующее:

— использование данных моделирования плазмы в области Scrape-Off Layer (SOL) и дивертора с учётом примесей, которые должны будут диагностироваться с помощью системы CXRS Edge (такие данные накапливаются и пополняются; для ИТЭР см., например, моделирование с помощью кодов SOLPS (B2-EIRENE) [4] и OEDGE (OSM+EIRENE+DIVIMP) [5]);

— использование расчётов функции распределения по скоростям (ФРС) нейтральных атомов изотопов водорода в плазме, моделирование которой описано в предыдущем предложении с помощью автономного моделирования кодом EIRENE [6];

— анализ сечений реакций перезарядки, которые являются источником высоковозбуждённых атомных состояний водородоподобных ионов примесей из-за столкновений ядер примесей с нейтральными атомами изотопов водорода, включая их низковозбуждённые состояния, основной плазмы;



Рис. 2. Общая схема алгоритма моделирования пассивного сигнала

- расчёт сечений перезарядки с помощью кода ARSENY [7], необходимый в случае нехватки данных о сечениях в существующих базах данных;
- расчёт скорости упомянутых реакций для существенно немаксвелловских ФРС нейтральных атомов изотопов водорода;
- расчёт эффективных коэффициентов эмиссии фотонов (effective emission coefficients) ионом бериллия в водородной плазме для спектральных линий в видимой части спектра, находящихся вне пределов данных, доступных в базе данных ADAS [8] или аналогичных источниках (эти данные могут быть сгенерированы с помощью кода *nl-KINRYD* [9], аналогично вычислению активного сигнала CXRS в [10]);
- расчёт радиального профиля плотности иона бериллия Be V с помощью кода ERO2.0 [11];
- расчёт спектрального распределения сигнала пассивной перезарядки, использующий результаты двух предыдущих пунктов.

Более подробные разъяснения, касающиеся различных элементов алгоритма, приведены далее.

ДАнные ПРедсказательного моделирования плазмы

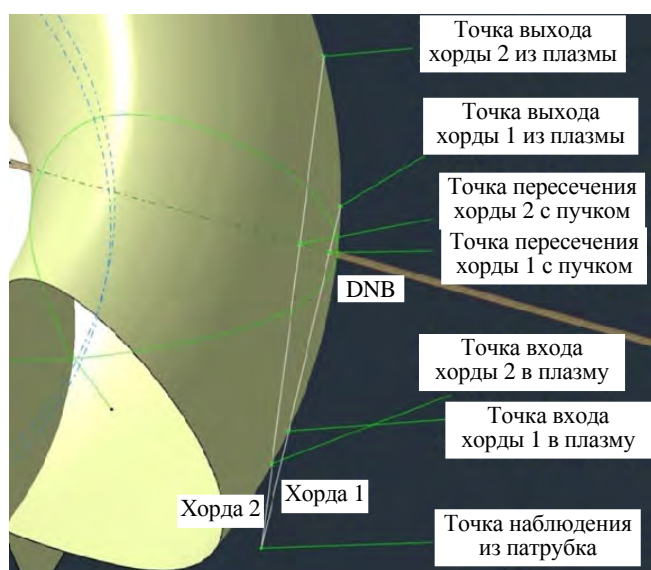


Рис. 3. Геометрия хорд los 1 и los 2, соответствующих центрам полей зрения диагностики «Активная спектроскопия». Линии наблюдения показаны белым цветом: хорда 1 — линия наблюдения los 1, хорда 2 — линия наблюдения los 2; DNB — диагностический пучок нейтральных атомов (diagnostic neutral beam)

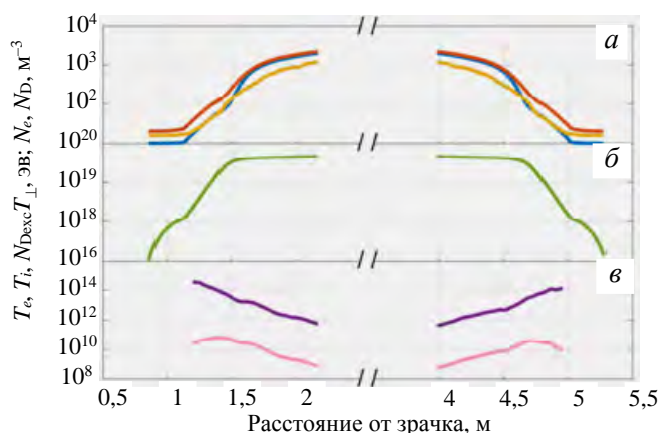


Рис. 4. Зависимость различных параметров плазмы в расчётном сценарии «d» от расстояния от зрачка вдоль линии наблюдения los 1: а — температура электронов T_e (—), ионов T_i (—) и «перпендикулярная температура» T_{\perp} нейтральных атомов дейтерия (—), эВ; б — плотность электронов N_e (—); в — плотность нейтральных атомов дейтерия в основном N_D (—) и первом возбуждённом N_{Dexc} (—) состояниях, m^{-3}

Для моделирования сигнала пассивной перезарядки необходимы профили параметров плазмы вдоль линий наблюдения диагностики (рис. 2). На рис. 3 показаны линии наблюдения los 1 и los 2, проходящие через центр полей зрения верхней и нижней оптической системы сбора света диагностики «Активная спектроскопия». Далее приведены профили параметров плазмы вдоль los 1 и los 2 для расчётного сценария «d» работы дивертора ИТЭР [12], которые используются в качестве синтетических экспериментальных данных. Эти профили были получены в результате моделирования с помощью кода SOLPS4.3 [4] (основанного на коде B2-EIRENE [13, 6]) на численной сетке, расширенной с помощью кода OSM [5]. Краткое описание и классификация расчётных режимов [12] представлены в [14, 15]. В качестве данных о профилях плотности иона бериллия Be V использовались результаты моделирования [16] с помощью кода ERO2.0, первое использование которого для моделирования миграции бериллия в ИТЭР представлено в [11] (использованы результаты расчётов сценария, наиболее близкого к указанному сценарию «d»).

На рис. 4 и 5 показаны профили основных параметров плазмы: температуры электронов и ионов и «перпендикулярная температура» нейтральных атомов дейтерия, т.е. эффективная температура, соответствующая средней кинетической энергии перпендикулярного к стенке компонента движения, $T_{\perp} \equiv 2 \langle E_{kin \perp} \rangle$ (температура измеряется в энергетических единицах; эта характеристика важна для расчёта кинетической скорости перезарядки с учётом отклонения ФРС нейтральных атомов изотопов водорода от максвелловской, что приводит к существенному — местами

до 2—3 раз — отличию «эффективной температуры» атомов от температуры ионов); плотности электронов; плотности нейтральных атомов дейтерия в основном (с главным квантовым числом $n_H = 1$) и первом возбуждённом ($n_H = 2$) состояниях. При расчётах плотности нейтральных атомов дейтерия в первом возбуждённом состоянии использовались данные о коэффициентах излучения фотонов (photon emissivity coefficients, PEC) из базы данных OPEN-ADAS [17]. Необходимо отметить, что в базе данных ИТЭР данные о $\langle E_{kin \perp} \rangle$ имеются только для некоторых режимов и только вдоль горизонтальной хорды в экваториальной плоскости (такая хорда перпендикулярна к стенке вакуумной камеры). Эти данные были интерполированы на линии наблюдения los 1 и los 2 на основе анализа профилей параметров плазмы: точкам на линиях наблюдения los 1 и los 2 с данной температурой ионов присваивались те значения $\langle E_{kin \perp} \rangle$, которые имеют место для точек на горизонтальной хорде с такой же температурой ионов. Сравнение профилей параметров плазмы для различных линий наблюдения показано на рис. 6 и 7.

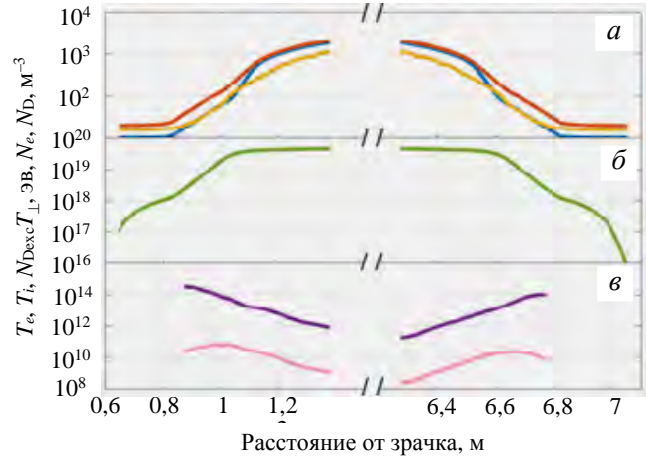


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но вдоль линии наблюдения los 2

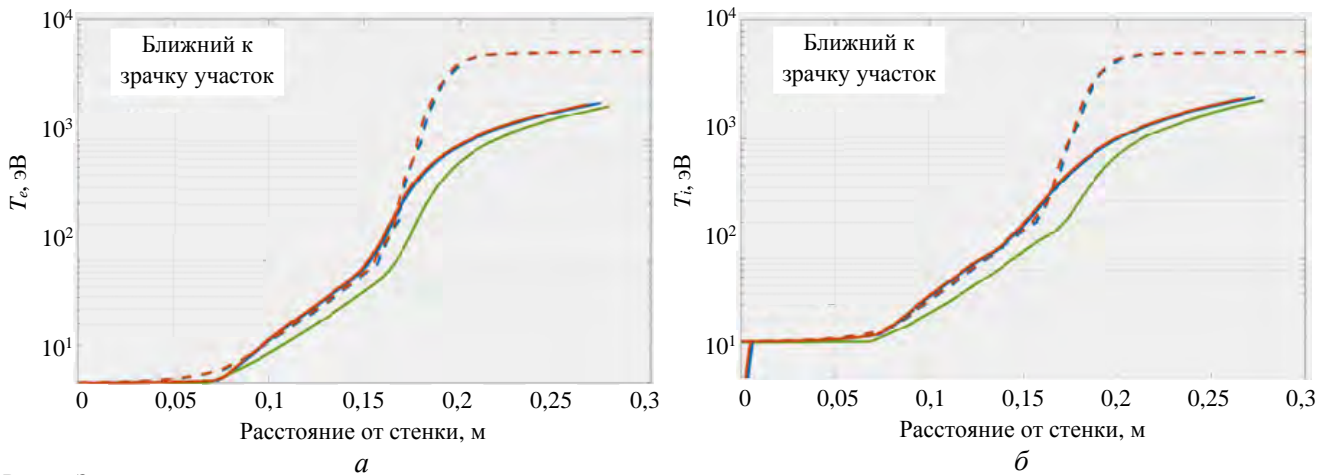


Рис. 6. Зависимость температуры электронов и ионов в различных расчётных сценариях от расстояния от стенки вдоль нормали к ней для ближнего к зрачку участка различных линий наблюдения: *a* — температура электронов; *b* — температура ионов; — — для горизонтальной хорды; — — для линии наблюдения los 1; — — для линии наблюдения los 2; — — расчётный сценарий «d»; - - - расчётный сценарий «1» ERO2.0

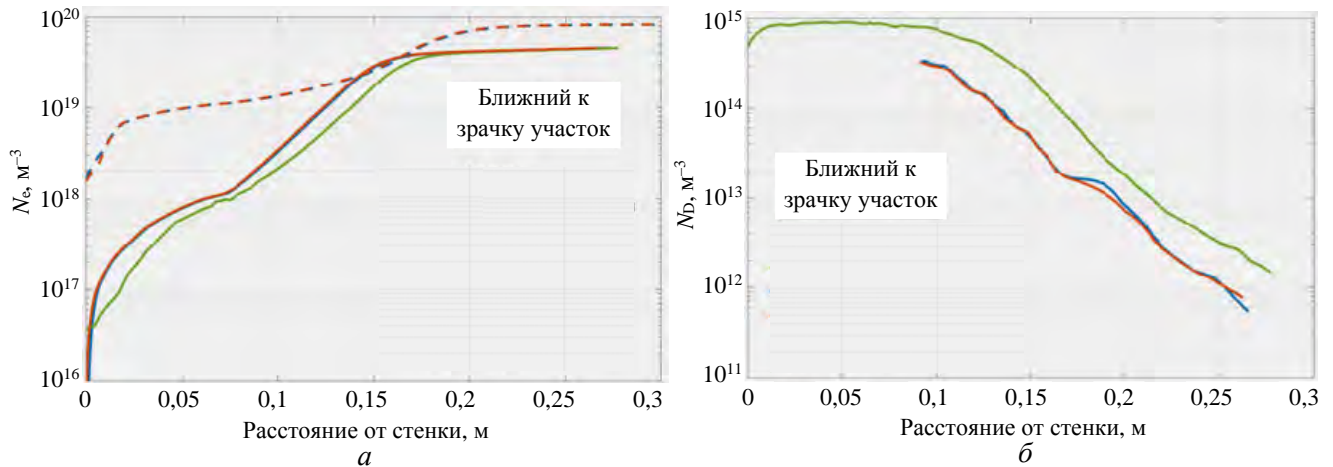


Рис. 7. Зависимость плотности электронов и нейтральных атомов дейтерия в различных расчётных сценариях от расстояния от стенки вдоль нормали к ней для ближнего к зрачку участка различных линий наблюдения: *a* — плотность электронов; *b* — плотность нейтральных атомов дейтерия; — — для горизонтальной хорды; — — для линии наблюдения los 1; — — для линии наблюдения los 2; — — расчётный сценарий «d»; - - - расчётный сценарий «1» ERO2.0

На рис. 8 показаны использованные в расчётах профили плотности иона бериллия Be V, полученные в результате моделирования [16] с помощью кода ERO2.0 [11] в расчётном сценарии «1».

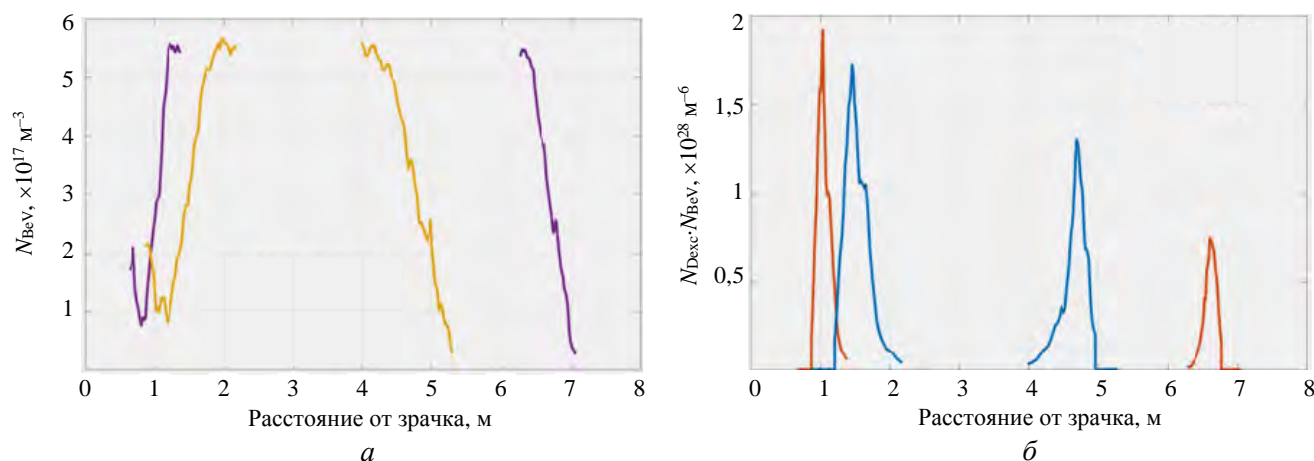


Рис. 8. Зависимость плотности иона бериллия Be V в расчётном сценарии «1» от расстояния от зрчка вдоль линий наблюдения los 1 (—) и los 2 (—) (а); зависимость произведения плотности нейтральных атомов дейтерия в первом возбуждённом состоянии и плотности иона бериллия Be V от расстояния от зрчка вдоль линий наблюдения los 1 (—) и los 2 (—) (б)

На всех рисунках показаны профили параметров плазмы только на участках хорд, попадающих в диапазон сетки численного моделирования кодом SOLPS, поскольку только они дают вклад в сигнал пассивной перезарядки.

Далее будет показано, что конечный результат зависит от произведения плотностей нейтральных атомов дейтерия и ионов бериллия Be V, причём главный вклад даёт перезарядка на атомах дейтерия в первом возбуждённом состоянии. На рис. 8, б видно, что максимум этого произведения находится в пределах рассматриваемых участков линий наблюдения.

Результаты предсказательного моделирования, представленные в этом разделе, являются входными данными для расчётов сигнала пассивной перезарядки.

СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Хотя элементарные атомные процессы с участием бериллия достаточно подробно исследованы, ещё остаются типы процессов, для которых в интересующих диапазонах параметров базы данных недостаточно полны. Проведённый анализ литературы и баз данных показал, что таким процессом оказывается и интересующая нас перезарядка голых ядер бериллия на атомах водорода (и его изотопов), описываемая уравнением реакции (2). Необходимо отметить, что в литературе и в существующих базах данных (например, OPEN-ADAS [17], ALADDIN [18]) большая часть имеющейся информации о сечениях перезарядки охватывает диапазон энергий, интересных, в первую очередь, для расчётов активного сигнала, т.е. для диагностических пучков энергией десятки и сотни кэВ. В то же время для оценок сигнала пассивной перезарядки, когда энергия поступающих со стенки атомов-доноров электронов составляет десятки или сотни эВ, данных не хватает. Особенно это касается данных для сечения реакции, парциальных по орбитальному квантовому числу l захваченного электрона. Поэтому возникла необходимость проведения дополнительных расчётов [19] сечений для интересующих нас реакций перезарядки с помощью кода ARSENY [7].

Для сечения перезарядки голого иона бериллия на нейтральных атомах дейтерия в основном ($n_H = 1$) состоянии (2) при заселении уровней водородоподобного бериллия с главными квантовыми числами $n = 3$ и $n = 4$ при энергии столкновения $E < 1$ кэВ/а.е.м. использовались результаты расчётов [19], а при $E \geq 1$ кэВ/а.е.м. — данные [20, 21, 17], умноженные на такой коэффициент, чтобы при $E = 1$ кэВ/а.е.м. было совпадение с [19]. Для перезарядки на уровень с $n = 5$ использовались данные [20] при $E < 1$ кэВ/а.е.м. и данные [17] при $E \geq 1$ кэВ/а.е.м. Поскольку для $n = 6$ данных в [20] нет, при $E < 1$ кэВ/а.е.м. были

использованы данные [20] для $n = 5$, модифицированные таким образом, чтобы их масштаб согласовывался с данными [17] при $E \geq 1$ кэВ/а.е.м. (рис. 9).

Для перезарядки на нейтральных атомах дейтерия в первом возбуждённом ($n_H = 2$) состоянии при заселении уровней с главными квантовыми числами с $n = 3$ по $n = 8$ использовались данные [17]. При этом для перезарядки на уровни с $n = 5$ и $n = 6$ при энергии столкновения $E < 1$ кэВ/а.е.м. использовались результаты расчётов [19], при $E \geq 1$ кэВ/а.е.м. — данные [17], умноженные на такой коэффициент, чтобы при $E = 1$ кэВ/а.е.м. было совпадение с [19].

На рис. 9 и 10 представлен вид сечений реакции (2) для заселения на уровень с главным квантовым числом $n = 6$ в случае перезарядки на нейтральных атомах дейтерия в основном ($n_H = 1$) и первом возбуждённом ($n_H = 2$) состоянии соответственно.

Перезарядка (2) при $n = 6$ соответствует прямому заселению интересующего нас излучающего уровня и даёт главный вклад в его населённость. Как видно на рис. 9 и 10, в области малых энергий столкновения сечения перезарядки на возбуждённых атомах существенно (на несколько порядков) больше, чем на атомах в основном состоянии. Подобное соотношение согласуется с результатами [22, рис. 2].

РАСЧЁТ СКОРОСТЕЙ РЕЗАРЯДКИ

Средняя скорость реакции перезарядки (1) рассчитывается следующим образом:

$$\langle v\sigma_{nl} \rangle \equiv \left\langle \left\langle v_{AB} \sigma_{nl} \right\rangle_{v_A} \right\rangle_{v_B} = \int d\mathbf{v}_A \int d\mathbf{v}_B f_A(\mathbf{v}_A) f_B(\mathbf{v}_B) v_{AB} \sigma_{nl}(v_{AB}), \quad (3)$$

где \mathbf{v}_A — скорость ионов; \mathbf{v}_B — скорость нейтральных атомов; $v_{AB} \equiv |\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B|$ — относительная скорость иона и нейтрального атома; $f_A(\mathbf{v}_A)$ — функция распределения ионов по скоростям (ФРС); $f_B(\mathbf{v}_B)$ — ФРС нейтральных атомов; σ_{nl} — сечение реакции перезарядки (1), зависящее только от относительной скорости v_{AB} ; n и l — главное и орбитальное квантовые числа того состояния, в которое захватывается электрон в результате перезарядки.

ФРС ионов предполагается максвелловской. ФРС нейтральных атомов, как известно, существенно отличается от максвелловской [23, 24]. Это, как показали расчёты кодом EIRENE [6] и приближенная полуаналитическая баллистическая модель [25—27], обусловлено существенным вкладом реакций перезарядки холодных нейтральных атомов водорода на горячих ионах водорода в процесс его рециклинга. Для сигналов пассивной перезарядки важны только интегральные характеристики немаксвелловской ФРС нейтральных атомов. Поэтому в данной работе будем использовать следующее приближение: в качестве ФРС нейтральных атомов возьмём квазимакселловскую ФРС с «эффективной температурой» T_{eff} (температура измеряется в энергетических единицах):

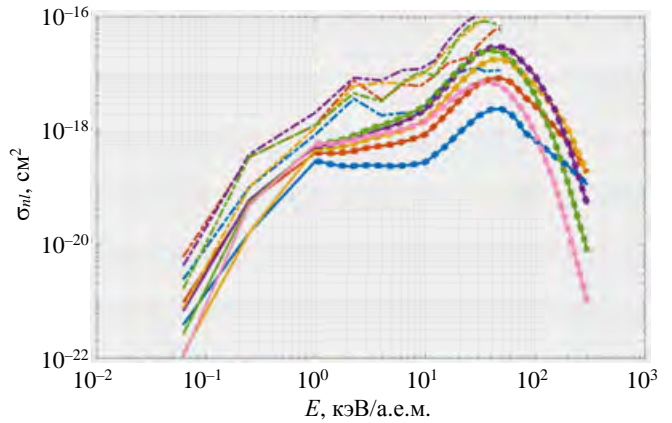


Рис. 9. Зависимость сечений реакции (2) при перезарядке ионов бериллия Be V на нейтральных атомах водорода в основном состоянии ($n_H = 1$) при заселении уровней с главным квантовым числом $n = 6$ и значениями орбитального квантового числа $l = 0$ (—), 1 (—), 2 (—), 3 (—), 4 (—), 5 (—): --- — данные [20] при $n = 5$; --- — данные [17]; — — комбинация данных [20] и [17], которая использовалась в данной статье

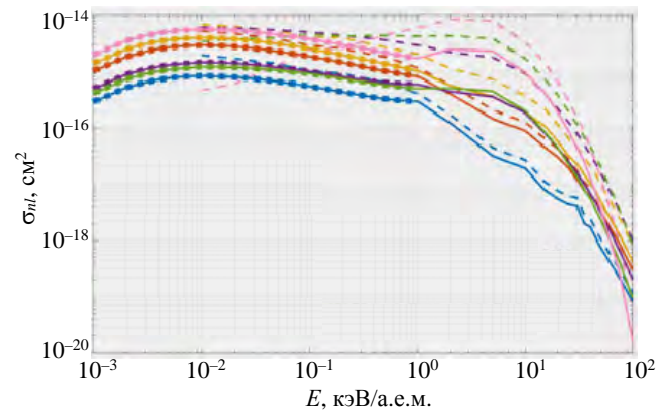


Рис. 10. То же, что на рис. 9, но при перезарядке на атомах водорода в возбуждённом состоянии ($n_H = 2$): --- — данные [19]; --- — данные [17]; — — комбинация данных [19] и [17], которая использовалась в данной статье

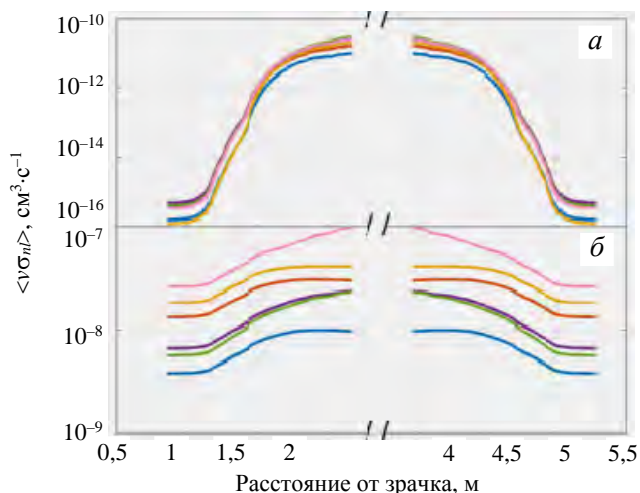


Рис. 11. Зависимость кинетической скорости перезарядки иона бериллия на атомах дейтерия в основном и первом возбужденном состояниях в расчётном сценарии «д» от расстояния от зрачка вдоль линии наблюдения los 1 при заселении уровня с главным квантовым числом $n = 6$ при значениях орбитального квантового числа $l = 0$ (—), 1 (—), 2 (—), 3 (—), 4 (—), 5 (—) для перезарядки на атомах дейтерия в основном состоянии ($n_H = 1$) (а), для перезарядки на атомах дейтерия в первом возбужденном состоянии ($n_H = 2$) (б)

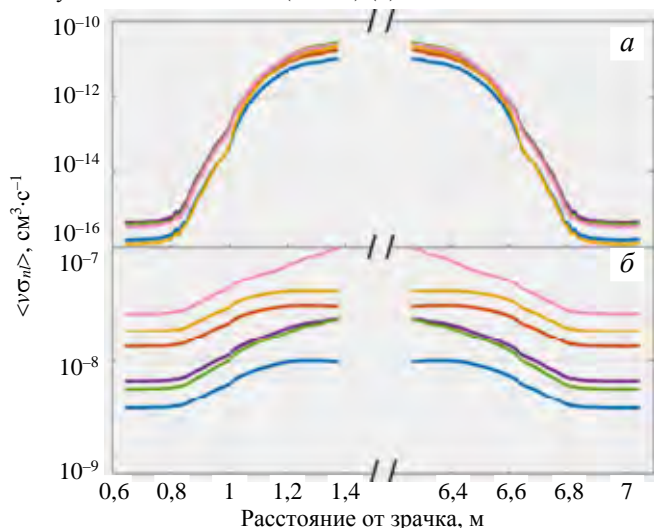


Рис. 12. То же, что на рис. 11, но для линии наблюдения los 2

РАСЧЁТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЭМИССИИ ФОТОНОВ И ОЦЕНКИ СИГНАЛА ПАССИВНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Для расчёта населённостей $f(n, l)$ атомных состояний в ионе Be IV, заселяемых перезарядкой атомов дейтерия на ионах Be V, использовался разработанный ранее численный код nl -KINRYD [9].

Решается уравнение для функции распределения $f(n, l)$ атомных электронов с источником перезарядки $q(n, l)$ атомов дейтерия на ионах Be V:

$$\left[\hat{L}_c + \hat{L}_c^q \right] f(n, l) + q(n, l) = 0, \quad (6)$$

где \hat{L}_c — столкновительный оператор переходов атомного электрона между состояниями с различными квантовыми числами n, l при его столкновении с электронами плазмы; \hat{L}_c^q — квантовый оператор радиационных переходов атомного электрона между атомными состояниями (n, l) ; $q(n, l) = \langle \nu_{\sigma_{nl}} \rangle \cdot N_D$, где $\langle \nu_{\sigma_{nl}} \rangle$ — скорость перезарядки для состояния n, l , cm^3/s ; N_D — плотность дейтерия, cm^{-3} .

$$T_{\text{eff}} = 2(\langle E_{\text{kin } \perp} \rangle + T_{\parallel})/3. \quad (4)$$

Здесь T_{\parallel} — эффективная температура, соответствующая средней кинетической энергии компонента движения, параллельного стенке камеры; $\langle E_{\text{kin } \perp} \rangle$ — средняя кинетическая энергия компонента движения, перпендикулярного стенке камеры. В настоящее время не существует расчёта ФРС нейтральных атомов, разрешённого относительно проекций скорости параллельно стенке. Предварительный анализ кинетики рециклинга водорода в пристеночной плазме в духе баллистической модели [25—27], обобщённой на учёт компонента скорости, параллельного стенке, показывает, что в расчётах интегральных характеристик ФРС можно считать $T_{\perp} = T_{\parallel}$. Тогда с учётом соотношения $T_{\perp} = 2\langle E_{\text{kin } \perp} \rangle$ получаем

$$T_{\text{eff}} = 2\langle E_{\text{kin } \perp} \rangle = T_{\perp}. \quad (5)$$

Теперь, используя представленные ранее данные о профилях параметров плазмы и указанные данные о сечениях перезарядки, можно рассчитать средние скорости реакции перезарядки (3), (4). Для перезарядки на атомах дейтерия в основном ($n_H = 1$) состоянии были рассчитаны средние скорости перезарядки при заселении уровней с главными квантовыми числами с $n = 3$ по $n = 6$, для перезарядки на атомах дейтерия в первом возбужденном ($n_H = 2$) состоянии — при заселении уровней с главными квантовыми числами с $n = 3$ по $n = 8$. На рис. 11 и 12 представлены результаты расчётов скоростей перезарядки при заселении уровня с главным квантовым числом $n = 6$.

Тогда решение уравнения (6) описывает относительную плотность ионов в возбуждённом состоянии, а именно плотность возбуждённых ионов бериллия Be IV в состоянии с квантовыми числами n, l , делённую на плотность ионов бериллия Be V. Далее эта характеристика называется относительной населённостью излучающих атомных уровней в ионе Be IV.

На основании найденных населённостей были рассчитаны эффективные коэффициенты эмиссии k для спектральной линии Be IV для перехода $n = 6 \rightarrow 5$:

$$k = \sum_{l, l_0} f(n, l)(2l_0 + 1)W_{nl \rightarrow n_0 l_0}, \quad (7)$$

где $W_{nl \rightarrow n_0 l_0}$ — вероятность радиационного перехода электрона иона из состояния (n, l) в состояние (n_0, l_0) .

Спектрально-угловое распределение интенсивности излучения, приходящего в детектор, связано с эффективным коэффициентом эмиссии на один ион Be V, обозначаемым как $\frac{dN}{dt dN(\text{Be}(+4))} \left[\frac{\text{фотон}}{\text{с}} \right]$,

таким соотношением

$$\frac{dN}{dt dS d\Omega_{\text{obs}} d\lambda} \left[\frac{\text{фотон}}{\text{с} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{нм}} \right] = \int_{\text{los}} \left\{ \frac{dN}{dt dN(\text{Be}(+4))} \right\} \frac{1}{4\pi} \frac{dN(\text{Be}(+4))}{dV} F_{\text{Gauss}}(\lambda - \lambda_0, T_i) dx. \quad (8)$$

Здесь интеграл берётся по длине хорды наблюдения (м), $\frac{dN(\text{Be}(+4))}{dV} \left[\frac{1}{\text{м}^3} \right]$ — плотность ионов бериллия, а спектральный контур линии задаётся в виде

$$F_{\text{Gauss}}(\lambda - \lambda_0, T_i) = \frac{1}{\lambda_0 [\text{нм}]} \sqrt{\frac{m_i c^2}{2\pi T_i}} \exp\left(-\frac{m_i c^2}{2T_i} \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}\right)^2\right), \quad (9)$$

где m_i — масса иона; T_i — температура ионов; λ — длина волны, нм; λ_0 — длина волны, соответствующая центру спектральной линии, нм.

Далее представлены рассчитанные по описанному алгоритму населённости (рис. 13), соответствующие им эффективные коэффициенты эмиссии (7) (рис. 14) и спектрально-угловые распределения интенсивности излучения (8) (рис. 15).

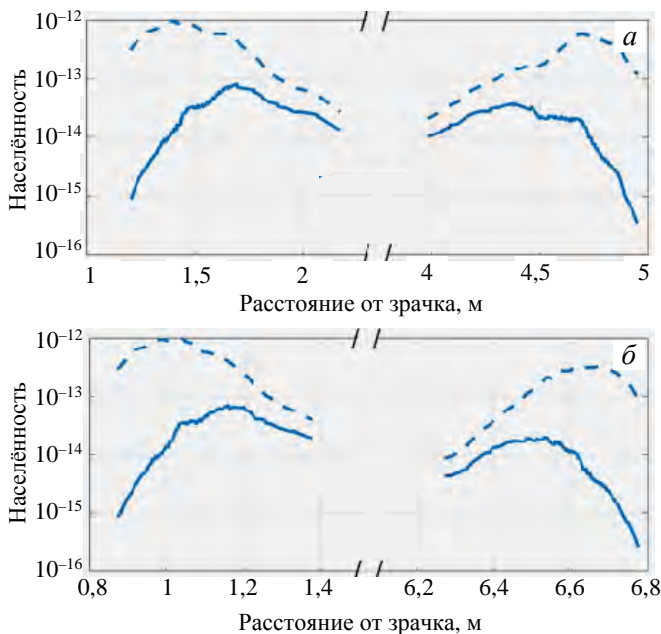


Рис. 13. Зависимость относительной населённости уровня $n = 6$ иона бериллия Be IV в расчётном сценарии «d» от расстояния от зрачка вдоль линий наблюдения: los 1 (a) и los 2 (б): вклад от перезарядки при $n_H = 1$ (—), при $n_H = 2$ (- - -)

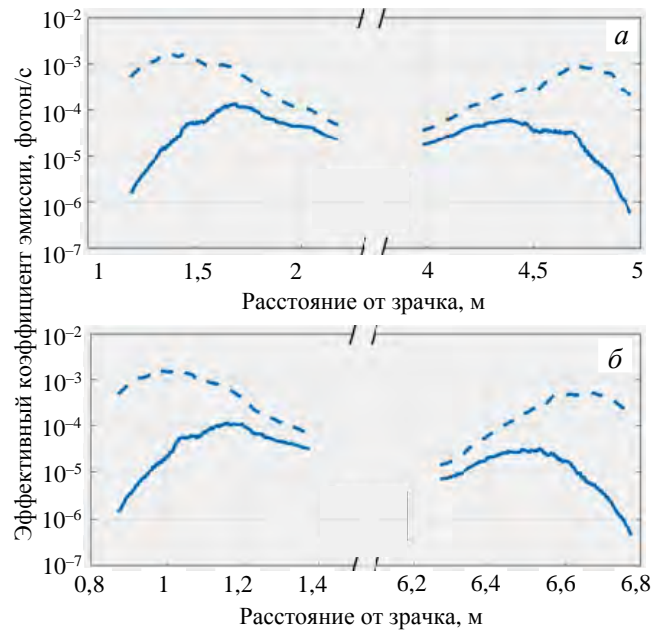


Рис. 14. Зависимость эффективных коэффициентов эмиссии (7) для перехода $n = 6 \rightarrow 5$ в ионе бериллия Be IV в расчётном сценарии «d» от расстояния от зрачка вдоль линий наблюдения los 1 (a) и los 2 (б): вклад от перезарядки при $n_H = 1$ (—), $n_H = 2$ (- - -)

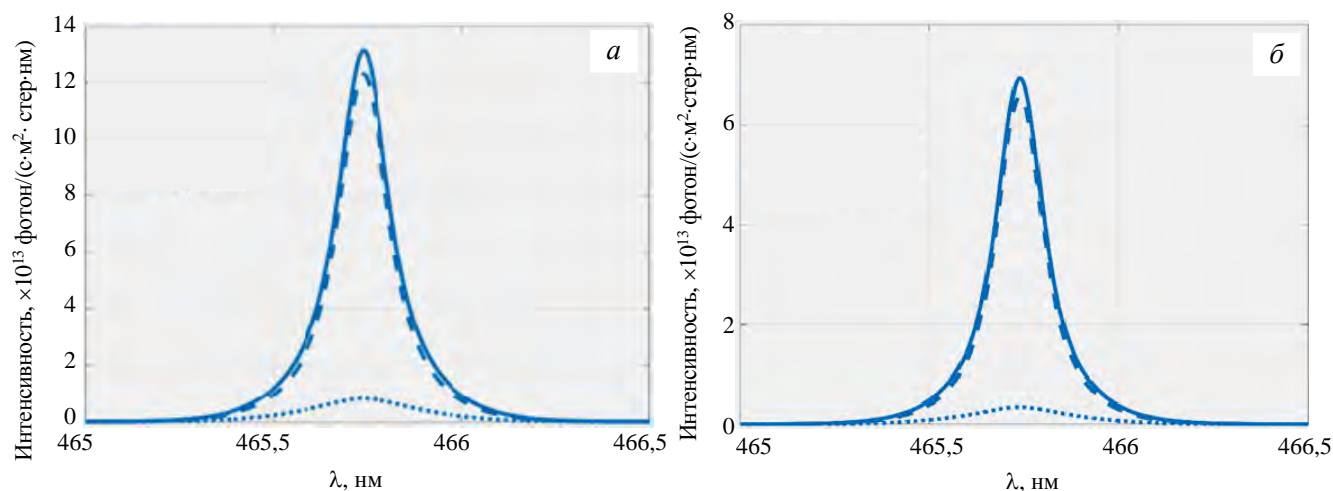


Рис. 15. Суммарное спектрально-угловое распределение (8) интенсивности фонового излучения от пассивной перезарядки, приходящего в детектор, для перехода $6 \rightarrow 5$ в ионе Be IV в расчётном сценарии «д» вдоль линий наблюдения los 1 (а), los 2 (б): вклад от перезарядки $n_H = 1$ (•••), $n_H = 2$ (---), — — сумма

Важным компонентом работ по развитию синтетической диагностики для оптимизации процедуры определения параметров периферийной плазмы с помощью диагностики «Активная спектроскопия» по измерению спектров линий иона бериллия Be IV является исследование зависимости ожидаемых сигналов от вариации используемых данных для сечений перезарядки. Детальный анализ доступных в литературе данных был проведён в [28]. Отсутствие данных в интервале энергий, представляющем интерес для расчётов сигналов пассивной перезарядки, потребовало проведения расчётов, представленных в разделе «Сечения реакции перезарядки». Поэтому нами проведены расчёты сигналов пассивной перезарядки для сечений перезарядки, полученных путём «сшивки» данных расчётов кодом ARSENY при малых значениях энергии столкновения $E < 0,01$ кэВ/а.е.м. с данными из базы данных OPEN-ADAS [17] при больших энергиях. Результаты для спектральной интенсивности оказались примерно в 2 раза выше результатов на рис. 15.

Согласно результатам моделирования [2, 29] активный сигнал для рассматриваемой линии бериллия ожидается на уровне $\sim 10^{15}$ фотон/(с·м²·стер·нм) (рис. 3 в [2] и рис. 13 в [29]). Таким образом, активный сигнал превосходит фоновый сигнал пассивной перезарядки примерно на порядок величины. Это подтверждает, что для анализа условий достижения требуемой ИТЭР точности измерений, лежащей в интервале 10—30% для различных измеряемых параметров, необходим аккуратный расчёт сигнала пассивной перезарядки.

ВЫВОДЫ

Выполнены расчёты фонового излучения от пассивной перезарядки для линии водородоподобного иона бериллия Be IV , используемой для диагностики «Активная спектроскопия» в ИТЭР. Проведение расчётов потребовало создания комплексного алгоритма, в котором объединяются результаты различных методов предсказательного моделирования. Этот алгоритм охватывает широкий диапазон расчётно-теоретических моделей — от расчёта недостающих данных для характеристик элементарного процесса (перезарядки атомов дейтерия на водородоподобных ионах бериллия) до использования методов радиационно-столкновительной кинетики атомов и ионов и кинетики рециклинга водорода в пристеночной плазме. Так, расчёты учитывают процессы перезарядки водородоподобных ионов бериллия на нейтральных атомах дейтерия с немасвелловской функцией распределения атомов по скоростям, полученной в результате кинетических расчётов рециклинга изотопов водорода в пристеночной плазме. Расчёты проведены для одного из типичных расчётных сценариев работы дивертора ИТЭР с малой плотностью периферийной плазмы.

Показано, что вклад перезарядки водородоподобного иона бериллия на возбуждённых атомах водорода в состоянии с главным квантовым числом $n_H = 2$ существенно, более чем на порядок величины превышает вклад перезарядки на атомах водорода в основном состоянии. Показано также, что размер области периферийной плазмы, дающей основной вклад в сигнал пассивной перезарядки на хордах наблюдения диагностики «Активная спектроскопия», сильно зависит от профилей основных параметров периферийной плазмы: в режиме с малой плотностью нейтральных атомов дейтерия, т.е. в случае относительно слабого рециклинга, профиль светимости вдоль хорды наблюдения сосредоточен на длине несколько сантиметров на удалении от стенки на 15—20 см. Полученные результаты показывают, что для

анализа условий достижения требуемой ИТЭР точности измерений необходим аккуратный расчёт сигнала пассивной перезарядки. Поэтому развитый в настоящей работе подход к расчёту фонового сигнала, вызванного пассивной перезарядкой, следует использовать при оптимизации процедуры измерения полезного сигнала диагностикой «Активная спектроскопия» в токамаках, включая ИТЭР и Т-15МД.

Настоящая работа выполнена по договору № 17706413348200000600/230/6-20 от 29.05.2020 между ЧУ «ИТЭР-Центр» и НИЦ «Курчатовский институт» в рамках государственного контракта № н.4а.241.19.20.1042 от 21.04.2020 с Госкорпорацией «Росатом».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Tugarinov S.N. et al.** — Plasma Physics Reports, 2004, vol. 30, № 2, p. 128—135.
2. **Серов С.В., Тугаринов С.Н., Von Hellermann M.** — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2018, т. 41, вып. 2, с. 89—94.
3. **Sdvizhenskii P.A., Kukushkin A.B., Levashova M.G., Lisitsa V.S., Neverov V.S., Serov S.V., Tugarinov S.N.** — In: Proc. 46th EPS Conference on Plasma Phys. Milan, Italy, 2019, ECA, vol. 43C, P4.1006; <http://ocs.ciemat.es/EPS2019ABS/pdf/P4.1006.pdf>.
4. **Kukushkin A.S. et al.** — Fusion Eng. Des., 2011, vol. 86, p. 2865.
5. **Lisgo S.W. et al.** — J. Nucl. Mater., 2011, vol. 415, p. 965.
6. **Reiter D. et al.** — Fusion Sci. Technol., 2005, vol. 47, p. 172.
7. **Solov'ev E.A.** — Workshop on Hidden Crossings in Ion-Collisions and in Other Nonadiabatic Transitions. Harvard Smithsonian Centre for Astrophysics, 1991.
8. **Summers H.P. et al.** — AIP Conf. Proc., 2007, vol. 901, p. 239—248.
9. **Kadomtsev M.B., Levashova M.G., Lisitsa V.S.** — JETP, 2008, vol. 106, p. 635—649.
10. **Tugarinov S.N. et al.** — In: 36th EPS Conf. Plasma Phys. Sofia, ECA, 2009, vol. 33E, P-5.214.
11. **Romazanov J., Brezinsek S., Kirschner A., Borodin D., Eksaeva A., Pitts R., Lisgo S., Anand H., Veshchev E., Neverov V.S., Kukushkin A.B., Alekseev A.G., Linsmeier Ch.** First Monte-Carlo modelling of global beryllium migration in ITER using ERO2.0. — Contributions to Plasma Physics, 2019. DOI: 10.1002/ctpp.201900149; <https://onlinelibrary.wiley.com>.
12. **Lisgo S.W.** Private Communications, 2012.
13. **Braams B.J.** — PhD Thesis. Rijksuniversitet Utrecht, 1986.
14. **Kajita S. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2013, vol. 55, p. 085020.
15. **Kukushkin A.B., Neverov V.S., Alekseev A.G., Lisgo S.W., Kukushkin A.S.** — Fusion Sci. Technol., 2016, vol. 69, p. 628.
16. **Romazanov J.** Private Communications, 2020.
17. **OPEN-ADAS (Atomic Data and Analysis Structure)**; <http://open.adas.ac.uk/>.
18. **ALADDIN Numerical Database Maintained by IAEA Atomic and Molecular Data Unit**; <https://www-amdis.iaea.org/ALADDIN/>.
19. **Tolstikhina I.Yu.** Private Communications, 2020.
20. **Errea L.F. et al.** — Phys. Scr., 1996, vol. T62, p. 27.
21. **Errea L.F. et al.** — J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 1998, vol. 31, p. 3527.
22. **Shimakura N., Kobayashi N., Honma M., Nakano T., Kubo H.** — J. Phys. Conf. Series, 2009, p. 012045.
23. **Мирнов С.В., Семенов И.Б.** — Атомная энергия, 1970, т. 28, вып. 2, с. 120.
24. **Reiter D. et al.** — J. Nucl. Mater., 1992, vol. 196—198, p. 1059.
25. **Kadomtsev M.B., Kotov V., Lisitsa V.S., Shurygin V.A.** — In: Proc. 39th EPS Conf., 16th Intern. Congress on Plasma Physics. Stockholm, Sweden, 2—6 July 2012, P4.093.
26. **Kadomtsev M.B. et al.** — In: Proc. 40th EPS Conf. Espoo, Finland, 2013, P1.135.
27. **Lisitsa V.S., Kadomtsev M.B., Kotov V., Neverov V.S., Shurygin V.A.** — Atoms, 2014, vol. 2, p. 195—206.
28. **Sdvizhenskii P.A., Lisitsa V.S., Kukushkin A.B., Tugarinov S.N.** — International Review Atomic Molecular Physics, 2019, vol. 10 (2), p. 59—66.
29. **Von Hellermann M., De Bock M., Marchuk O., Reiter D., Serov S., Walsh M.** — Atoms, 2019, vol. 7, Issue 1, p. 30; <https://doi.org/10.3390/atoms7010030>.



Петр Александрович Сдвиженский, н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Petr Sdvizhenskii
Sdvizgenskii_PA@nrcki.ru

Мария Германовна Левашова, с.н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Levashova_MG@nrcki.ru



Александр Борисович Кукушкин, в.н.с., д.ф.-м.н., профессор, лауреат премий им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Kukushkin_AB@nrcki.ru



Валерий Степанович Лисица, начальник лаборатории, д.ф.-м.н., профессор, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Lisitsa_VS@nrcki.ru



Владислав Сергеевич Неверов, с.н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
neverov_vs@nrcki.ru



Юрий Андреевич Ромазанов, постдок, Forschungszentrum Jülich GmbH, Wilhelm-Johnen-Str., 52425 Jülich, Deutschland
j.romazanov@fz-juelich.de



Станислав Вадимович Серов, с.н.с.; Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «Проектный центр ИТЭР», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Инга Юрьевна Толстихина, с.н.с., к.ф.-м.н.; Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, 119334 Москва, Ленинский пр-т 53с4, Россия
Inga-san@mail.ru



Сергей Николаевич Тугаринов, с.н.с.; Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «Проектный центр ИТЭР», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Статья поступила в редакцию 11 июня 2020 г.
После доработки 28 августа 2020 г.
Принята к публикации 24 сентября 2020 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 27—38.

УДК 004.057.4

ОРГАНИЗАЦИЯ СЕТИ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ УСТАВОК ИСТОЧНИКАМ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ ОБМОТОК УПРАВЛЕНИЯ ТОКАМАКА КТМ

А.А. Дериглазов, С.В. Федин, В.М. Павлов, Ю.Н. Голобоков, А.М. Ли

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

Управление технологическими процессами в экспериментальных энергетических установках предполагает наличие надёжной и быстрой связи между подсистемами распределённой АСУ ТП для обработки управляющих воздействий со стороны контроллера и оператора. В данной статье авторы продемонстрировали возможность организации сети реального времени с жёстко зафиксированным циклом управления с помощью свободно распространяемого фреймворка Xenomai для операционной системы Linux. Результаты применены на Казахском материаловедческом токамаке КТМ.

Ключевые слова: токамак, источники питания, последовательный интерфейс, протокол передачи, реальное время, драйвер реального времени.

REAL-TIME NETWORK ORGANIZATION FOR TRANSFERRING SETPOINTS TO PULSE POWER SUPPLY SOURCES OF TOKAMAK KTM CONTROL WINDINGS

A.A. Deriglazov, S.V. Fedin, V.M. Pavlov, Yu.N. Golobokov, A.M. Lee

Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia

Experimental energy installations the work of which is based on high-speed processes challenges the developers of its control systems to arrange a fast and reliable communication between subsystems to process the control actions from the controllers. To face this challenge, the real-time networks, built using serial interfaces, should be considered. In this paper the authors consider the possibility of building such network capable of small information messages transmitting with a hard-fixed transmission speed. The result was applied to the thermonuclear facility of Kazakhstan Tokamak for Material Testing (KTM) for communication of Plasma Control System (PCS) and Digital Control System (DCS) of tokamak windings power sources.

Key words: tokamak, power sources, serial interface, transfer protocol, real-time, real-time driver.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-4-39-44

ВВЕДЕНИЕ

Казахстанский материаловедческий токамак (КТМ) — яркий пример физической установки, в которой системам управления требуется обрабатывать управляющие воздействия с высокой точностью и за минимальный период времени [1]. Для стабильной работы установки необходимо решить задачу организации сетевого взаимодействия между системой управления плазмой (СУП) и системой цифрового управления (СЦУ) универсальными тиристорными преобразователями (УТП), которые предназначены для питания обмоток электромагнитной системы установки.

СЦУ УТП токамака работает в режиме жёсткого реального времени с циклом управления, равным 1600 мкс. СЦУ должна получать уставки в виде углов управления открытием тиристорных УТП со стороны СУП [2].

ФИЗИЧЕСКАЯ СРЕДА КАНАЛА СВЯЗИ

Рассматриваемые подсистемы СЦУ и СУП располагаются внутри реакторного зала КТМ, но находятся в разных помещениях. Это создаёт требование к длине линии связи не менее 100 м. Кроме того, так как линия связи проходит через реакторный зал, необходимо предусмотреть защиту от наведённых электромагнитных помех со стороны электромагнитной системы (ЭМС) токамака.

Учитывая перечисленные требования к физическому каналу связи, было принято решение использовать экранированную витую пару (FTP-кабель) с металлическими корпусами разъёмов.

Для проверки эффективности экранирования было проведено осциллографическое исследование процесса передачи пакетов в условиях проведения тестового пуска установки. В результате исследова-

ния наведённых помех зарегистрировано не было. Таким образом было заключено, что стандартного экранирования FTP-кабеля вполне достаточно.

ИНТЕРФЕЙС КАНАЛА СВЯЗИ

Экранированная витая пара в качестве среды передачи может использоваться различными интерфейсами. Однако для создания максимально унифицированной сети, абонентом которой может быть фактически любая ЭВМ, входящая в состав аппаратного обеспечения токамака КТМ, было принято решение использовать встроенные во фронтальную панель одноплатных ЭВМ последовательные интерфейсы. В качестве альтернативного варианта рассматривался Ethernet с RTnet framework [3], но для его использования необходимо подключать к плате-носителю СЦУ дополнительную сетевую PCI-карту, так как входящие в состав ЭВМ Ethernet-порты уже используются для связи СЦУ с системами автоматизации верхнего уровня и для сетевого взаимодействия между управляющей и диагностической ЭВМ [4]. К сожалению, в некоторых СЦУ это не представляется возможным из-за отсутствия свободных PCI-слотов.

СЕТЕВОЙ ПРОТОКОЛ

В качестве протокола сети разработан пользовательский протокол, кадр которого состоит из 14 байт полезных данных, в которых содержится информация о значении угла управления открытием тиристорных УТП, а также о комплекте преобразователей, для которых предназначаются данные уставки. Кроме полезной информации, каждое сообщение содержит четыре служебных байта:

- идентификатор начала сообщения (старт байт);
- номер пакета;
- контрольная сумма CRC8;
- резервный байт (для возможной модификации протокола).

Формат кадра протокола представлен в таблице.

Структура информационного сообщения СУП для СЦУ

Старт	№ пакета										Селектор комплектов УТП	Резерв	Контрольная сумма
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10			
1 байт	10 байт (уставки для СЦУ УТП)										4 байта	1 байт	1 байт
Общая длина пакета 18 байт													

Скорость работы последовательного интерфейса должна обеспечивать передачу как минимум одного сообщения за цикл управления. Стоит уточнить, что приём уставок осуществляется вне цикла управления на аппаратном уровне, результат складывается в буфер, чтение которого в потоке реального времени длится около 100 мкс. Таким образом, процесс считывания пакета практически не влияет на цикл управления, но увеличивает суммарное запаздывание системы, что необходимо учитывать при синтезе регуляторов СУП. Каждое задействованное в САУ устройство, последовательно включённое в контур управления, может внести дополнительное запаздывание величиной от нуля микросекунд до длительности цикла, с которым оно работает. С целью сделать это запаздывание максимально детерминированным принято решение об использовании единого цикла управления, равного 1600 мкс для всех объектов, входящих в контур, с дальнейшей синхронизацией устройств. Таким образом, каждое сообщение (18 байт) должно быть передано и принято в течение временного интервала, равного 1600 мкс.

Учитывая то, что каждый байт пакета передаётся последовательным портом с помощью 10 бит [5] (8 бит данных, 1 старт бит и 1 стоп бит), рассчитаем минимальную необходимую скорость по формуле

$$S = \frac{10N_{\text{bytes}}}{T_{\text{cycle}}} = 11\,250\,0 \text{ бод.} \quad (1)$$

Ближайшее из списка стандартных скоростей значение с небольшим запасом составляет 115 200 бод.

Из-за сравнительно большого расстояния между подсистемами (в среднем 100 м) использование интерфейса RS-232 на расчётных скоростях не представляется возможным, поскольку в таком режиме длина линии не должна превышать 15 м [6]. Однако, если использовать в качестве транспортного интерфейса стандарт RS-485, дальность передачи можно увеличить до 1200 м [7]. Учитывая сказанное, было принято решение использовать интерфейс RS-232 как основной, а RS-485 — как стандарт передачи данных на расстоянии с применением соответствующих преобразований.

ВНЕДРЕНИЕ РАЗРАБОТАННОГО РЕШЕНИЯ

Итоговая схема передачи управляющих воздействий УТП показана на рис. 1.

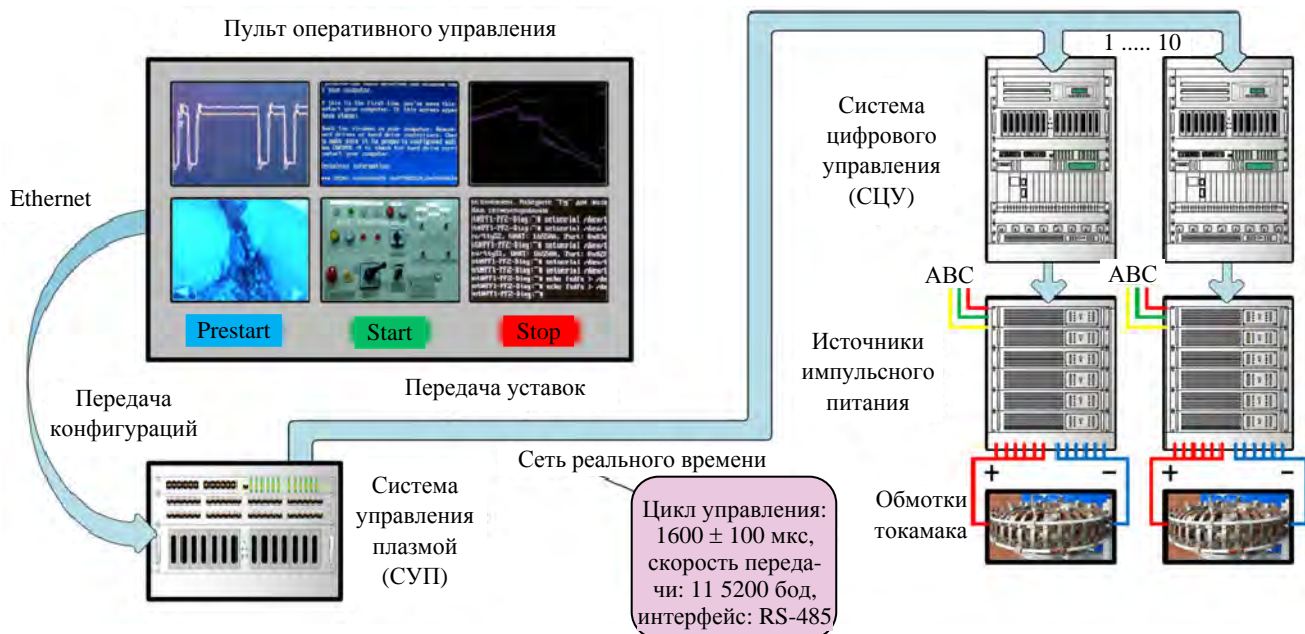


Рис. 1. Схема передачи управляющих воздействий

Для того чтобы проверить работоспособность данного технического решения, был использован лабораторный стенд (рис. 2), в состав которого входят одноплатные ЭВМ PCI-6872F (СЦУ) и MVME5500 (СУП). Обмен информацией осуществляется через встроенные последовательные интерфейсы.

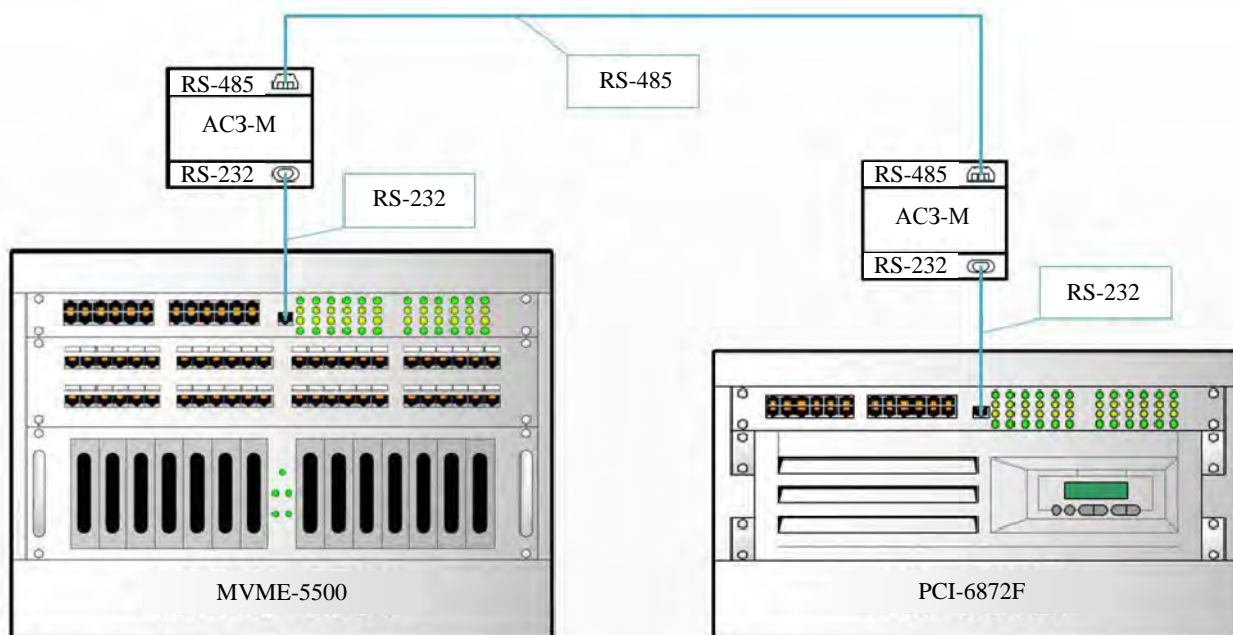


Рис. 2. Схематическое изображение использованного лабораторного стенда

В состав СЦУ реальной установки входят шесть ЭВМ PCI-6872F, отвечающих за управление источниками питания PF1, 2, PF3, 6, PF4, 5, TF, CS, HFC соответственно [2]. В каждой ЭВМ имеется один RS-232-порт, выведенный на фронтальную панель. Таким образом лабораторный стенд имитирует работу связки СУ—СЦУ_PF1, 2.

В ПО СЦУ предусмотрен алгоритм реагирования на ошибки при передаче информационных пакетов. Если один из пакетов пропущен или повреждён, применяются уставки, актуальные для предыдущего цикла управления. Если количество пропущенных пакетов больше аварийного числа, выполняется остановка эксперимента с инвертированием тока из обмоток электромагнитной системы.

В качестве тестового программного обеспечения лабораторного стенда используется написанное авторами ПО для операционной системы Linux, установленной на обе ЭВМ. Используя полученный аппаратно-программный комплекс, было проведено несколько экспериментов.

Для проверки надёжности системы связи общее время теста должно превышать максимально возможное время реального эксперимента, которое составляет 5 с. При работе тестового ПО передающая сторона посылает 10 000 сообщений длиной 18 байт, содержащих информацию об уставках для всех девяти источников питания с интервалом между сообщениями, равным циклу управления 1600 мкс. С учётом сказанного общее время теста составляет 16 с, что превышает время эксперимента более чем в 3 раза.

Принимающая сторона считывает сообщения из буфера приёма по прерыванию до тех пор, пока не будет превышен таймаут 3200 мкс. После каждого принятого сообщения ставится временная метка. По превышению таймаута программа проверяет количество принятых пакетов, их достоверность и очерёдность, а также выводит в файл значения временных интервалов между принятыми пакетами. В идеальном случае они должны составлять 1600 мкс. Построив график по итоговым данным, были получены результаты, представленные на рис. 3.

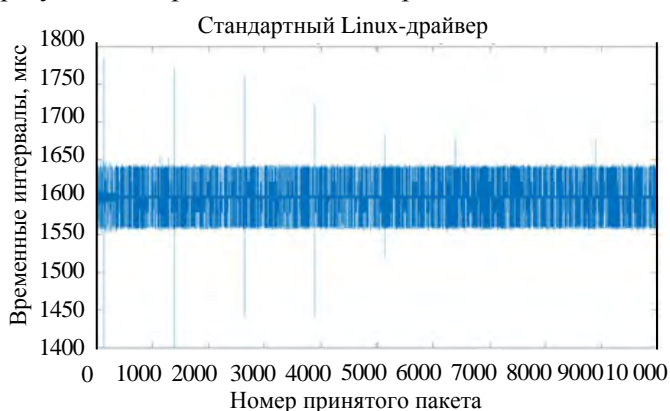


Рис. 3. Графическое отображение результатов контрольного эксперимента

Как видно на рисунке, на протяжении эксперимента наблюдаются весьма значительные отклонения (около ± 40 мкс) от заданной величины цикла (1600 мкс), кроме того, время от времени происходят случайные выбросы, величина и количество которых могут меняться от эксперимента к эксперименту и достигать значений более 200 мкс, что может привести к пропуску информационного пакета. Причиной данного эффекта, скорее всего, является наличие случайных системных задержек, связанных с работой операционной системы [8]. Если во время проведения эксперимента произойдёт потеря одного пакета, это вряд ли станет причиной аварийной ситуации, но ухудшит управляемость установки. С учётом присутствия ненулевой вероятности пропуска пакетов и возможности увеличения в процессе эксперимента вычислительной нагрузки на ЭВМ эти пропуски могут следовать друг за другом, что, в свою очередь, приведёт к неконтролируемому выпадению целой группы пакетов, что уже является аварийной ситуацией. Таким образом, возникает необходимость в доработке системы связи для исключения вероятности данного исхода и уменьшения амплитуды отклонения временных интервалов от требуемых 1600 мкс.

Возможным решением данной задачи является замена стандартного драйвера последовательного порта на драйвер реального времени. Это влечёт за собой изменения в конфигурации ядра Linux, под управлением которого работают ЭВМ СУП и СЦУ. В качестве операционной системы реального времени было принято решение использовать Xenomai-модификацию ядра Linux [9]. В составе данной модификации присутствует драйвер последовательного порта xeno_16550A [10]. К сожалению, данный драйвер не имеет поддержки ЭВМ MVME5500, используемой в СУП, но имеет поддержку ЭВМ MVME5100, которая во многом схожа с целевой. После внесения изменений в исходный код драйвера удалось добиться его стабильной работы на ЭВМ MVME5500. Кроме того, изменениям подверглось и тестовое ПО. Средствами API Xenomai в программу добавлен поток реального времени, в котором выполняются операции по приёму и передаче пакетов.

Далее эксперимент был повторён с учётом внесённых изменений в операционную систему, драйверы и ПО. Полученные результаты показаны на рис. 4.

Помимо того, что удалось полностью избавиться от случайных выбросов, значительно уменьшилась амплитуда отклонений от среднего значения. Отклонение величиной около 3 мкс можно считать отличным результатом, позволяющим снизить вероятность потери информационного пакета по причине несоблюдения временных интервалов до минимума. Визуальное сравнение результатов экспериментов до и после модификаций показано на рис. 5.

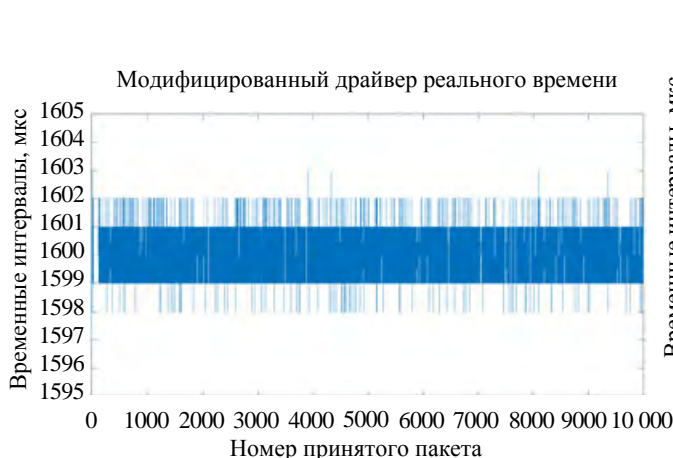


Рис. 4. Графическое отображение результатов эксперимента после модификации операционной системы ЭВМ СУП и СЦУ

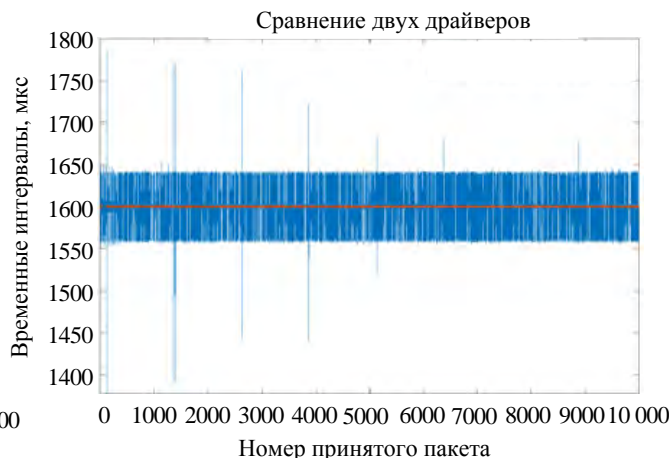


Рис. 5. Сравнение результатов, полученных в ходе экспериментов: — стандартный драйвер, — драйвер реального времени

ВЫВОДЫ

Модификация драйвера последовательного порта в составе программного обеспечения высокоскоростных систем управления, в частности, токамака КТМ, реализующая сеть реального времени с жёстко фиксированным циклом передачи, способствует более эффективной передаче информационных пакетов между подсистемами и минимизации аварийных ситуаций. Описанный в данной статье метод позволяет обеспечить цикл управления САУ длительностью 1600 мкс. Проведённая в рамках данного исследования работа включает в себя разработку и программную реализацию пользовательского протокола, модификацию драйвера последовательного порта, а также перевод ПО контроллеров СЦУ и СУП в многопоточный режим реального времени. Эти действия позволили сформировать систему связи, способную выполнять функцию гарантированной и своевременной доставки уставок со стороны СУП без внесения существенных изменений в аппаратное обеспечение рассматриваемых подсистем токамака. В совокупности со свободной лицензией применённого программного обеспечения описанное решение является компромиссным для применения на экспериментальных установках с фиксированным циклом управления.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-11-2019-013 от 11 октября 2019 г. Идентификатор проекта RFMEFI58519X0007.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Korotkov V.A. et al.** Kazakhstan tokamak for material testing conceptual design and basic parameters. — Fusion Eng. Des., 2001, vol. 56—57, p. 831—835.
2. **Baystrukov K.I. et al.** Control and data acquisition system of tokamak KTM. — AIP Conf. Proc., 2008, vol. 996, № 1, p. 297—306.
3. **Kiszka J., Wagner B.** RTnet — a flexible hard real-time networking framework. — 2005 IEEE Conference on Emerging Technologies and Factory Automation, 2005, vol. 1, p. 449—456.
4. **Mezentsev A. et al.** Advisor information control system for tokamak. — Technological Equipment, 2017, vol. 12, № 23, p. 13113—13121.
5. **Fernald K.W.** Serial Data Interface: pat. US6968472B2 USA. 2005.
6. **Komarinski M.F.** Lengths of Serial Cables [Электронный ресурс]. URL: <https://www.tldp.org/HOWTO/Remote-Serial-Console-HOWTO/serial-distance.html>.

7. **RS485** Quick Guide. Analog Devices [Электронный ресурс]. URL: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/product-selector-card/RS485fe.pdf>.
8. **Сорокин С.** Системы реального времени. — Современные технологии автоматизации, 1997, № 2, с. 22—29.
9. **Barbalace A. et al.** Performance Comparison of VxWorks, Linux, RTAI, and Xenomai in a Hard Real-Time Application. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 2008, vol. 55, № 1, p. 435—439.
10. **Kiszka J.** The Real-Time Driver Model and First Applications [Электронный ресурс]. URL: <https://www.xenomai.org/documentation/xenomai-2.2/pdf/RTDM-and-Applications.pdf>.



Алексей Алексеевич Дериглазов, инженер-проектировщик, Отделения ядерно-топливного цикла; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, пр-т Ленина 30, Россия
aad3@tpu.ru



Сергей Владимирович Федин, аспирант, инженер-проектировщик Отделения ядерно-топливного цикла; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, пр-т Ленина 30, Россия
fedins.pochta@gmail.com



Вадим Михайлович Павлов, к. техн. н., доцент Отделения ядерно-топливного цикла; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, пр-т Ленина 30, Россия
pavlov@tpu.ru.



Юрий Николаевич Голобоков, ведущий инженер Центра информационных технологий; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, пр-т Ленина 30, Россия
golobokov@tpu.ru



Алексей Михайлович Ли, программист Отделения ядерно-топливного цикла; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, пр-т Ленина 30, Россия
lee@tpu.ru.

Статья поступила в редакцию 21 июля 2020 г.

После доработки 28 августа 2020 г.

Принята к публикации 24 сентября 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 39—44.

УДК 538.945

НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ТЕХНИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ*В.Р. Романовский**НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Обсуждаются характерные закономерности развития теплоэлектродинамических процессов в токонесущих элементах сверхпроводящих магнитных систем. Показано, что при определённых условиях процесс проникновения магнитного потока может приобретать лавинообразный характер подобно развитию цепной реакции деления нейтронов. В результате неизбежное нарастание температуры может разрушить сверхпроводящее состояние токонесущего элемента. Анализ неизотермических состояний сопоставлен с результатами существующей теории, пренебрегающей стабильным конечным перегревом перед возникновением неустойчивых состояний. Рассмотрен режим проникновения внешнего магнитного поля в теплоизолированный сверхпроводник, когда ошибки изотермического приближения наиболее существенны.

Ключевые слова: сверхпроводящая магнитная система, токонесущий элемент, электромагнитное поле, температура, неустойчивость.

INSTABILITIES IN TECHNICAL SUPERCONDUCTORS*V.R. Romanovskii**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The characteristic regularities of the development of thermal-electrodynamic processes in current-carrying elements of superconducting magnet systems are discussed. It is shown that under certain conditions, the process of magnetic flux penetration can acquire an avalanche-like character, similar to the development of a chain reaction of neutron fission. As a result, the inevitable increase in temperature can destroy the superconducting state of the current-carrying element. The analysis of the non-isothermal states is compared with the results of the existing theory that neglects stable finite overheating before the occurrence of unstable states. The mode of penetration of an external magnetic field into a thermally insulated superconductor, when the errors of the isothermal approximation are most significant, is considered.

Key words: superconducting magnet system, current-carrying element, electromagnetic field, temperature, instability.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-4-45-50

ВВЕДЕНИЕ

Курчатовский институт — пионер в области прикладной сверхпроводимости. Работы в этом направлении начались более полувека назад. Здесь был создан первый в мире Токамак со сверхпроводящими обмотками. Сегодня НИЦ «Курчатовский институт» участвует в строительстве во Франции международного термоядерного реактора ИТЭР с уникальными сверхпроводящими магнитными системами (СМС), в разработке которых принимает участие коллектив Научно-технологического комплекса сверхпроводимости Курчатовского центра НБИКС-технологий [1]. Получаемые здесь новые знания в области технической сверхпроводимости позволяют разрабатывать и создавать устройства, обеспечивающие формирование научного задела для развития многих прикладных направлений.

Наряду с экспериментальными методами исследования рабочих режимов СМС целесообразно использовать методы моделирования прежде всего с целью определения условий, обеспечивающих сохранение сверхпроводящих свойств токонесущих элементов (ТНЭ). Это связано с тем, что стабильная работоспособность СМС может быть разрушена многочисленными возмущениями различной природы [2]. Поэтому для сохранения СМС, и в особенности крупных, первостепенное значение приобретает решение проблемы устойчивости сверхпроводящего состояния ТНЭ. В связи с этим обсуждаются вопросы, позволяющие объяснить причины возникновения неконтролируемого перехода СМС в несверхпроводящее состояние.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

Макроскопическая динамика электромагнитного поля внутри сверхпроводящего ТНЭ может быть исследована с помощью уравнений Максвелла. Поскольку при его изменении возникают потери энергии, то во внимание следует принимать и изменение теплового состояния ТНЭ. Для большинства прак-

тически важных случаев изменение во времени и в пространстве электромагнитного поля и температуры в ТНЭ в скалярной форме описывается системой уравнений [2]

$$\mu_0 \frac{\partial J}{\partial t} = \Delta E; \quad C(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}[\lambda(T) \operatorname{grad} T] + G + P, \quad (1)$$

здесь J — плотность тока в ТНЭ; E — индуцированная напряжённость электрического поля; T — температура ТНЭ; C и λ — объёмная теплоёмкость и коэффициент теплопроводности ТНЭ соответственно, зависящие в общем случае от пространственных координат и температуры; $G = JE$ — мощность джоулева тепловыделения; P — объёмная плотность внешних источников тепловыделения.

Система уравнений (1), дополненная соответствующими начальными и граничными условиями, а также уравнением вольтамперной характеристики (ВАХ) технического сверхпроводника, позволяет выполнить исследование макроскопических процессов в ТНЭ. Обсудим их особенности. (Конкретная задача и результаты её решения обсуждаются далее.)

Будем полагать, что ВАХ технического сверхпроводника может быть представлена в виде $J(T, B) = J_c(T, B)f(E/E_c)$, где f — некоторая функция, в безразмерном виде описывающая особенности нарастания ВАХ сверхпроводника; E_c — критическое значение напряжённости электрического поля; J_c — критическая плотность тока сверхпроводника, монотонно ниспадающая с увеличением магнитного поля и температуры [2, 3]. Обычно для описания ВАХ технических сверхпроводников используются уравнения либо экспоненциального [2], либо степенного типа [3]. В этих случаях имеют место следующие соотношения: $f(E/E_c) = 1 + \delta \ln(E/E_c)$ и $f(E/E_c) = (E/E_c)^{1/n}$ соответственно. Здесь n — показатель нарастания ВАХ.

Так как $\frac{\partial J}{\partial t} = \frac{\partial J}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial t}$, то первое уравнение в системе (1) преобразуется к уравнению $\mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} = \Delta E - \mu_0 \left(\frac{\partial J}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial t} \right) = \Delta E + \mu_0 \left(\left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \right| \frac{\partial T}{\partial t} + \left| \frac{\partial J_c}{\partial B} \right| \frac{\partial B}{\partial t} \right) f \left(\frac{E}{E_c} \right)$, в котором было учтено, что $\sigma = \partial J / \partial E$ — дифференциальная проводимость технического сверхпроводника. Учитывая уравнение теплопроводности (второе уравнение в системе (1)), последнее уравнение приведётся к виду

$$\mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} = \Delta E + \gamma E + Q, \quad (2)$$

где $\gamma = \frac{\mu_0 J_c(T, B)}{C(T)} \left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \right| f^2$; $Q = \mu_0 f \left[\frac{1}{C(T)} \left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \right| (\operatorname{div} \lambda \operatorname{grad} T + P) f + \left| \frac{\partial J_c}{\partial B} \right| \frac{\partial B}{\partial t} \right]$.

Уравнение (2) относится к уравнениям, описывающим диффузионные процессы в так называемых средах с объёмным размножением [4]. Типичный процесс этого класса явлений — цепная реакция деления нейтронов в активной среде с коэффициентом размножения λ и дополнительной объёмной плотностью источника их возникновения Q . Даже при $Q = 0$ процесс объёмной самогенерации нейтронов при $\lambda > 0$ преобладает над их поглощением, и при определённом значении λ будет возникать неуправляемая цепная реакция. Согласно данной аналогии в сверхпроводящих ТНЭ возможно спонтанное лавинообразное нарастание напряжённости электрического поля (а значит и температуры) с последующим разрушением исходного сверхпроводящего состояния даже при $Q = 0$. Этот процесс возникает в силу того, что у технических сверхпроводников критическая плотность тока J_c уменьшается с увеличением температуры и магнитной индукции. Кроме этого, даже при равномерном распределении температуры в сверхпроводнике $Q > 0$, если у сверхпроводника в рабочем диапазоне магнитных полей существует зависимость критической плотности тока сверхпроводника от магнитной индукции или на сверхпроводник действуют внешние возмущения, приводящие к тепловыделению, т.е. при $P > 0$. Эти два фактора увеличивают вероятность возникновения спонтанного перехода сверхпроводящего ТНЭ в нормальное состояние. Следовательно, сверхпроводящее состояние ТНЭ, а значит и СМС, может быть неустойчивым даже тогда, когда их рабочие параметры находятся в докритической области ($E < E_c$, $J < J_c$). Обратим вни-

мание на то, что если в уравнении (2) второй и третий члены в его правой части малы и ими можно пренебречь, то оно описывает стабильные электродинамические процессы в изотермическом приближении.

Возникновение лавинообразных режимов в технических сверхпроводниках связано с падающей зависимостью критической плотности тока сверхпроводника от температуры и индукции магнитного поля. Как следует из уравнения (2), это приводит к дополнительному тепловыделению. Действительно, если, например, в результате какого-либо внешнего возмущения увеличилась температура сверхпроводника или увеличилось его внешнее магнитное поле, то это приведёт к уменьшению его критической плотности тока. В результате текущий внутри ТНЭ ток перераспределится, приводя к последующему тепловыделению, а значит к новому уменьшению критической плотности тока. При определённом размере области тепловыделения и условиях теплообмена этот процесс приобретает лавинообразный характер и сверхпроводящее состояние ТНЭ теряет устойчивость.

Таким образом, макроскопические состояния технических сверхпроводников метастабильны, а процесс их необратимого разрушения может носить лавинообразный характер вследствие развития неустойчивости. Определяющую роль в их возникновении играют коллективные процессы, слабо зависящие от микроскопических свойств среды. В результате в рамках макроскопических моделей могут быть сформулированы критерии устойчивости сверхпроводящего состояния. При этом учёт изменения температуры технических сверхпроводников перед возникновением неустойчивости играет важную роль в корректном описании процессов, происходящих в них в силу зависимости C , J_c и $\partial J_c / \partial T$ от температуры. В свою очередь, на температуру сверхпроводников влияют условия их охлаждения, поперечные размеры как сверхпроводящих жил, так и ТНЭ в целом. Обсудим влияние температуры на формирование сверхпроводящих состояний.

АДИАБАТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ТЕХНИЧЕСКОГО СВЕРХПРОВОДНИКА: НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Для простоты анализа рассмотрим неохлаждаемую плоскопараллельную пластину из сверхпроводника без стабилизирующей матрицы, находящуюся во внешнем магнитном поле, параллельном его поверхности, в случае, когда оно нарастает с постоянной скоростью dB/dt . Исследуем взаимосвязанное изменение температуры и электромагнитного поля внутри сверхпроводника на основе решения следующей системы уравнений [2]:

$$C(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \begin{cases} 0, & 0 < x < x_p; \\ EJ, & x_p \leq x \leq a \end{cases}$$

$$\mu_0 \frac{\partial J}{\partial t} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}, \quad (3)$$

$$J = J_c + E/\rho_f$$

с начально-краевыми условиями

$$T(x, 0) = T_0; \quad E(x, 0) = 0; \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=a} = 0; \quad \left. \frac{\partial E}{\partial x} \right|_{x=a} = \begin{cases} \frac{dB}{dt}, & 0 < t < t_s, \\ 0, & t \geq t_s \end{cases}, \quad (4)$$

здесь C — объёмная теплоёмкость сверхпроводника; λ — его коэффициент теплопроводности; a — полутолщина пластины; T_0 — температура хладагента; t_s — время нарастания внешнего магнитного поля; ρ_f — сопротивление сверхпроводника в режиме вязкого течения магнитного потока; $J_c(T, B)$ — критическая плотность тока; x_p — глубина проникновения магнитного потока ($x_p(t) < x < a$) [2], определяемая из решения уравнения

$$\mu_0 \int_{x_p}^a J(x, t) dx = B_a = \frac{dB}{dt} t. \quad (5)$$

Система уравнений (3)—(5) описывает диссипативный процесс диффузии магнитного потока внутри сверхпроводника в режиме вязкого течения магнитного потока [2], динамика которого зависит не только от характера изменения внешнего магнитного поля, но и соответствующего повышения температуры. В поставленной задаче для упрощения проводимого анализа полагалось, что критическая плотность тока сверхпроводника зависит только от температуры. Поэтому для её решения использовалась

подстановка $\frac{\partial J}{\partial t} = \frac{\partial J_c}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial E}{\partial t}$. Соответственно второе уравнение в системе (3) преобразуется к виду

$$\frac{\mu_0}{\rho_f} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\mu_0}{C(T)} \left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \right| \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \begin{cases} 0, & 0 < x < x_p \\ EJ, & x_p \leq x \leq a \end{cases} \right].$$

Оно также относится к уравнениям, описывающим диффузионные процессы цепного характера.

Результаты численного решения поставленной задачи (3)—(5) сопоставлялись с известными аналитическими формулами, которые следуют из модели критического состояния, сформулированной в изотермическом приближении [2, 3]. При этом предполагалось, что зависимость критической плотности тока от температуры линейна и может быть записана в виде $J_c = J_{c0} (T_{cB} - T) / (T_{cB} - T_0)$ [2, 3]. Здесь J_{c0} и T_{cB} — известные постоянные критические параметры сверхпроводника при заданном внешнем магнитном поле B соответственно. В этом случае выражения, описывающие для плоскопараллельной пластины в изотермическом приближении изменение во времени границы проникновения экранирующих токов x_c и объёмной плотности тепловых потерь G_c , выделяемых в процессе диффузии магнитного потока, могут быть записаны в виде [2, 3] $x_c(t) = a - \dot{B}t / (\mu_0 J_{c0})$, $G_c = (\dot{B}t)^3 / (6\mu_0^2 a J_{c0})$.

На рис. 1, 2 показаны результаты расчёта глубины проникновения и объёмной плотности потерь $G = \frac{1}{a} \int_0^a EJ dx dt$, выполненного как в неизотермическом (штриховые линии), так и в изотермическом (сплошные линии) приближении. Исходные параметры принимались равными $C = 30T^3$ Дж/(м³·К), $\lambda = 0,0075T^{1,8}$ Вт/(м·К), $T_0 = 4,2$ К, $\rho_f = 5 \cdot 10^{-7}$ Ом·м, $T_{cB} = 8,5$ К, $J_{c0} = 4 \cdot 10^9$ А/м². Они соответствуют ниобий-титановому сверхпроводнику, охлаждённому в начальный момент до температуры жидкого гелия.

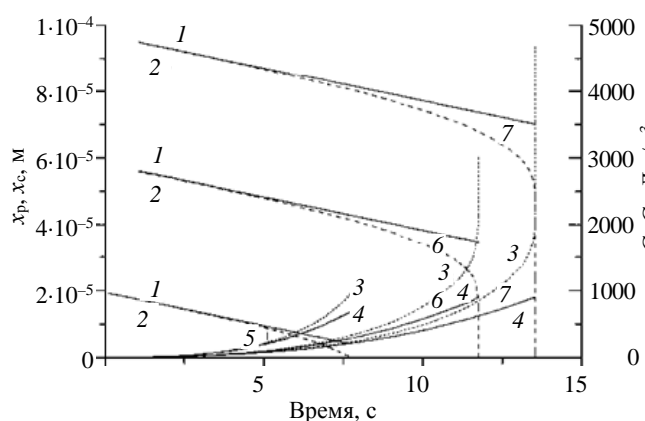


Рис. 1. Изменение во времени глубины проникновения магнитного потока и гистерезисных потерь при диффузии магнитного потока в неохлаждаемом сверхпроводнике, $dB/dt = 0,01$ Тл/с: - - - — неизотермическое приближение, — — — — изотермическое приближение; 1 — x_p ; 2 — x_c ; 3 — G ; 4 — G_c ; 5 — $a = 2 \cdot 10^{-5}$; 6 — $a = 6 \cdot 10^{-5}$; 7 — $a = 10^{-4}$

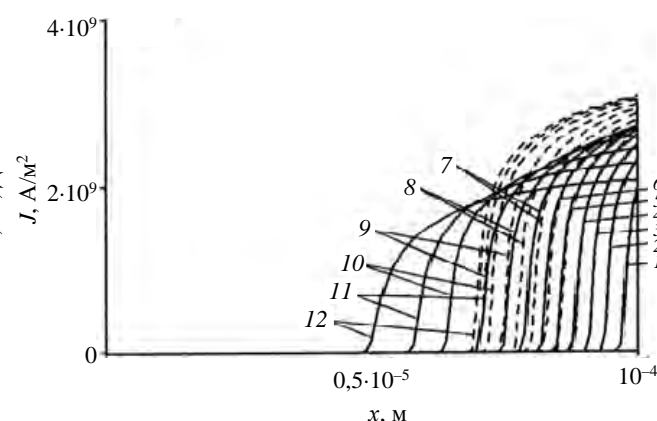


Рис. 2. Проникновение экранирующего тока внутрь сверхпроводника при $dB/dt = 0,1$ Тл/с: - - - — изотермическое приближение; — — — — неизотермическое приближение; 1 — $t = 0,1$ с; 2 — $t = 0,2$ с; 3 — $t = 0,3$ с; 4 — $t = 0,4$ с; 5 — $t = 0,5$ с; 6 — $t = 0,6$ с; 7 — $t = 0,7$ с; 8 — $t = 0,8$ с; 9 — $t = 0,9$ с; 10 — $t = 1$ с; 11 — $t = 1,1$ с; 12 — $t = 1,2$ с

Нетрудно заметить, что по сравнению с изотермическим приближением неизотермическая динамика сверхпроводящего состояния при адиабатических условиях характеризуется более интенсивным проникновением магнитного потока внутрь сверхпроводника, приводящем в определённый момент времени к лавинообразному нарастанию температуры — к магнитной неустойчивости процесса проникновения

внешнего магнитного поля. Поэтому неизотермический расчёт потерь будет приводить к отклонению от соответствующих значений, вычисленных в изотермическом приближении и особенно в моменты времени, предшествующие возникновению неустойчивости. В результате тепловая предыстория сверхпроводника будет оказывать существенное влияние на условия возникновения и развития неустойчивостей. В качестве иллюстрации сказанного на рис. 3 показаны результаты расчёта изменения теплового состояния поверхности сверхпроводника до и после возникновения магнитной неустойчивости, полученные для различных зависимостей теплоёмкости от температуры (используемая в расчётах температурная зависимость $C(T)$ была выписана ранее). Сплошные линии описывают увеличение температуры поверхности сверхпроводника в случаях, когда экранирующие токи не полностью заполнили поперечное сечение сверхпроводника, а штриховые — после полного проникновения магнитного потока внутрь сверхпроводника. Приведённые на рис. 1—3 результаты наглядно демонстрируют влияние тепловой предыстории на формирование даже стабильных электродинамических состояний сверхпроводника и тем самым подчёркивают роль допустимого увеличения температуры на возникновение и развитие неустойчивости.

Зависимость допустимого перегрева сверхпроводящей пластины от характера электродинамического возмущения может быть в общем случае оценена по формуле

$$T - T_0 \sim \frac{1}{a} \int_0^{t_s} \int_0^a E J dx dt \left/ (C_t + h t_s / a), \quad t_s = B_a / \dot{B}, \quad (6)$$

которую нетрудно получить, переходя от уравнения теплопроводности к уравнению теплового баланса (здесь C_t — среднеинтегральная теплоёмкость сверхпроводника; h — коэффициент теплоотдачи). Оценка (6) дополняет обсуждённые особенности изменения допустимого перегрева сверхпроводника. А именно, когда неустойчивость инициируется за относительно малое время $t_s \ll a C_t / h$, допустимый перегрев зависит от общей энергии, выделенной в процессе диффузии магнитного поля. При этом условия теплообмена будут оказывать слабое влияние на значение ΔT , а условия возникновения неустойчивости будут слабо зависеть от характера изменения внешнего магнитного поля. С увеличением времени диффузии магнитного потока, предшествующего скачку потока, допустимый перегрев сверхпроводника уменьшается и при $t_s \gg a C_t / h$, например, при малых скоростях его нарастания или интенсивном охлаждении, основной вклад в величину перегрева сверхпроводника будет вносить мощность диссипируемого тепла. В этом случае характер изменения во времени внешнего магнитного поля будет оказывать влияние на стабильное формирование электродинамических состояний.

Таким образом, возникновению неустойчивостей в технических сверхпроводниках всегда предшествует конечный допустимый перегрев образца, зависящий от характера возмущений, а также условий охлаждения. При этом чем больше стабильное увеличение температуры сверхпроводника, тем больше величина x_p , а значит, по мере стабильного проникновения магнитного потока внутрь сверхпроводника условия возникновения неустойчивостей будут выходить за рамки чисто изотермических и становиться более зависимыми от теплового состояния ТНЭ. Подчёркнём важность данного вывода. Анализ условий устойчивости в рамках существующей теории критического состояния пренебрегает не только допустимым изменением температуры сверхпроводника, но и его зависимостью от характера возмущения. В то

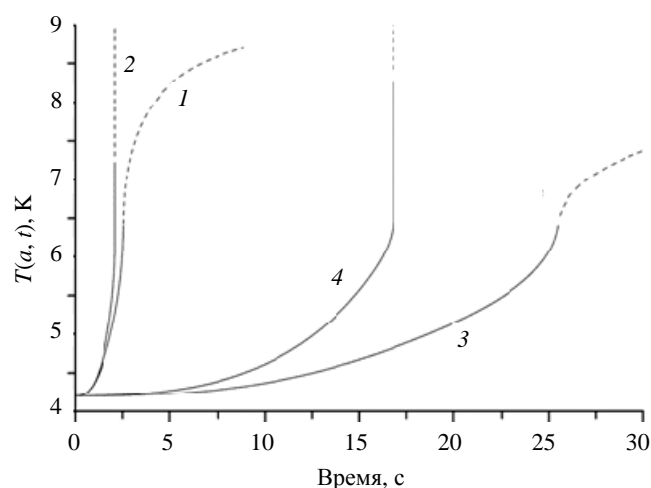


Рис. 3. Влияние теплоёмкости на изменение температуры поверхности теплоизолированного сверхпроводника при её различных зависимостях от температуры, $a = 10^{-4}$ м: — — $x_p > 0$; ---- — $x_p = 0$; 1, 2 — $dB/dt = 0,1$ Тл/с; 3, 4 — $dB/dt = 0,01$ Тл/с; 1, 3 — $C_s(T)$ (учитываются зависимости теплоёмкости температуры); 2, 4 — $C_s(4,2$ К) (при постоянном значении теплоёмкости)

же время оказывается, что нарастание температуры сверхпроводника как при устойчивых режимах, так и при лавинообразном развитии неустойчивости будет оказывать неизбежное влияние на зависящие от температуры параметры уравнения (2). Это необходимо учитывать не только при формулировке соответствующих критериев устойчивости, но и при исследовании процессов развития неустойчивости в сверхпроводящих ТНЭ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Кривых А.В., Поляков Ф.В., Щербаков В.И.** — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 4, с. 39—44.
2. **Гуревич А.В., Минц Р.Г., Рахманов А.Л.** Физика композитных сверхпроводников. — М.: Наука, 1987. 240 с.
3. **Уилсон М.** Сверхпроводящие магниты. — М.: Мир, 1985. 408 с.
4. **Мартинсон Л.К., Малов Ю.И.** Дифференциальные уравнения математической физики. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1996. 368 с.



Владимир Рэманович Романовский, в.н.с., д.ф.-м.н., профессор, почётный работник науки и техники РФ, лауреат премий им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности, действительный член Нью-Йоркской академии наук, член Американского общества инженеров электротехники и электронщиков (IEEE), награждён золотой медалью «Distinguished Leader» Американским библиографическим институтом, золотой медалью «International Scientist of the Year», серебряной медалью «International Man of the Millennium» Кембриджского университета, многочисленными сертификатами издательства «Marquis Who's Who»; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
e-mail: mosrem@rambler.ru

Статья поступила в редакцию 20 июля 2020 г.

После доработки 23 сентября 2020 г.

Принята к публикации 24 сентября 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 45—50.

УДК 621.318.3:538.945

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРОВОДНИКА НА ОСНОВЕ СТОПКИ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ НЕ ТВИСТИРОВАННЫХ ВТСП-ЛЕНТ ДЛЯ КАТУШЕК ТОРОИДАЛЬНОГО ПОЛЯ ТОКАМАКОВ

С.А. Лелехов

Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

В настоящее время в ряде стран разрабатываются и испытываются сильноточные высокотемпературные сверхпроводники, предназначенные для электромагнитов термоядерных установок. Для таких проводников, в основном, используют ленты на основе ВТСП 2-го поколения. При изготовлении сильноточного ВТСП-кабеля для проводника ленты либо собираются в стопки, которые затем транспонируются, либо транспозиция достигается путём обвивки множества единичных лент вокруг цилиндрического сердечника. К использованию в качестве кабеля стопки параллельных нескрученных лент относятся скептически, хотя стопка таких лент, плоскость которых параллельна вектору внешнего магнитного поля (угол $\theta = 0^\circ < 5^\circ$), обладает рядом существенных преимуществ. При такой ориентации сжимающие усилия направлены в наиболее выгодном направлении, критический ток ленты $I_c(B; \theta)$, обладающей анизотропией электрофизических свойств, максимален, а конструкция кабелей и технология изготовления проводников на их основе существенно проще. Основными аргументами против использования конструкций ВТСП-проводника с кабелем из не транспонированных стопок лент являются опасения, что такие идеальные условия не удастся соблюсти во всех режимах работы установки и что время ввода тока в такую магнитную систему вследствие пагубного влияния экранирующих токов будет неразумно большим. В представленной работе показано, что такая конструкция кабеля и проводника в катушках тороидального поля (ТП) в силу специфических особенностей распределения поля по объёму тороидального магнита в токамаке вполне работоспособна при всех режимах работы установки.

Ключевые слова: CICC-проводник типа «кабель-в-оболочке», ВТСП-высокотемпературный сверхпроводник, сильноточный проводник, токамак, скрученная стопка лент, филаментизированная ВТСП-лента, критический ток, экранирующий ток.

ANALYSIS OF POSSIBILITY TO USE THE STACK OF PARALLEL NOT TWISTED HTS TAPES AS HIGH CURRENT CABLE FOR TOKAMAK TF COILS

S.A. Lelekhov

Institution «Project Center ITER», Moscow, Russia

Recently the development of high current cables manufactured from HTS REBCO tapes intended to magnet for fusion are providing in the all of world. The majority of the suggested cable designs uses as a HTS cable either, the twisted stacks of tapes (stack technology) or some lowers of tapes wrapped round cylindrical core (CORC technology). The relation to idea of usage as cable the stack of parallel not twisted HTS tapes is skeptical enough, although a stack of such tapes oriented by the tape plane parallel to the external magnetic field vector (angle $\theta = 0^\circ < 5^\circ$), has a number of significant advantages over twisted ones. The twofold benefits is determined by parallel orientation of toroidal field vector to surface of HTS tape anywhere along conductor and mutual orientation of background field and operating current vectors. Due to such orientation the critical current of tape $I_c(B; \theta)$ considerable (at 5—6 times) higher, because of tape electro physical properties anisotropy, and compressive force directs at the most beneficial direction than in twisted stack of tapes. The main arguments against the considered design of cable is grave misgivings that ideal condition defined above do not keep at the all regimes of tokamak operation and the time of TF magnet charging is unreasonable long because of screening current. The analysis carried out in paper has shown that negative effect of screening current significant decreases by specific wave form of magnetic field distribution along conductor and that suggested design of HTS CICC is efficiently in all possible regimes of tokamak operation.

Key words: CICC-cable-in-conduit conductor, HTS-high temperature superconductor, high current conductor, tokamak, twisted stack of tapes, filamentized HTS tape, critical current, screening current.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-51-65

ВВЕДЕНИЕ

Способность ВТСП-лент REBCO сохранять высокую инженерную критическую плотность тока в магнитных полях с индукцией выше 16 Тл при температуре вплоть до 30 К и успехи в развитии технологии их промышленного производства открывают возможность создания компактного термоядерного токамака-реактора [1, 2] с высоким полем ($B_p \sim 10$ Тл) на оси плазмы. При этом максимальное магнитное поле на катушках ТП и секциях центрального соленоида (ЦС) достигает более 20 Тл. Однако для изготовления таких магнитов необходимо разработать сильноточные проводники с кабелями, изготовленными из упомянутых ВТСП-лент. Оказалось, что это не столь простая задача. Ленты на основе ВТСП-материалов обладают такими электрофизическими и механическими свойствами, которые затрудняют изготовление работоспособных транспонированных ВТСП-кабелей, проводников и магнитов на их основе. Здесь самое время ответить на вопросы: «Нужны ли транспонированные ВТСП-кабели и провод-

ники на их основе для изготовления катушек ТП установок токамак? Может быть, проводники на основе кабелей из параллельных не твистированных стопок лент вполне работоспособны во всех режимах работы катушек магнита ТП?» Конструкция и технология изготовления таких кабелей и проводников существенно проще и легче, а критический ток и устойчивость к механическим нагрузкам существенно выше. Это происходит потому, что стопка таких лент, ориентированная плоскостью лент параллельно по отношению к вектору внешнего магнитного поля (угол $\theta = 0^\circ < 5^\circ$), обладает рядом существенных преимуществ. При такой ориентации сжимающие усилия направлены в наиболее выгодном направлении и критический ток ленты $I_c(B; \theta)$, обладающей анизотропией электрофизических свойств, максимален [3] (рис. 1) и распределяется между лентами в стопке практически равномерно.

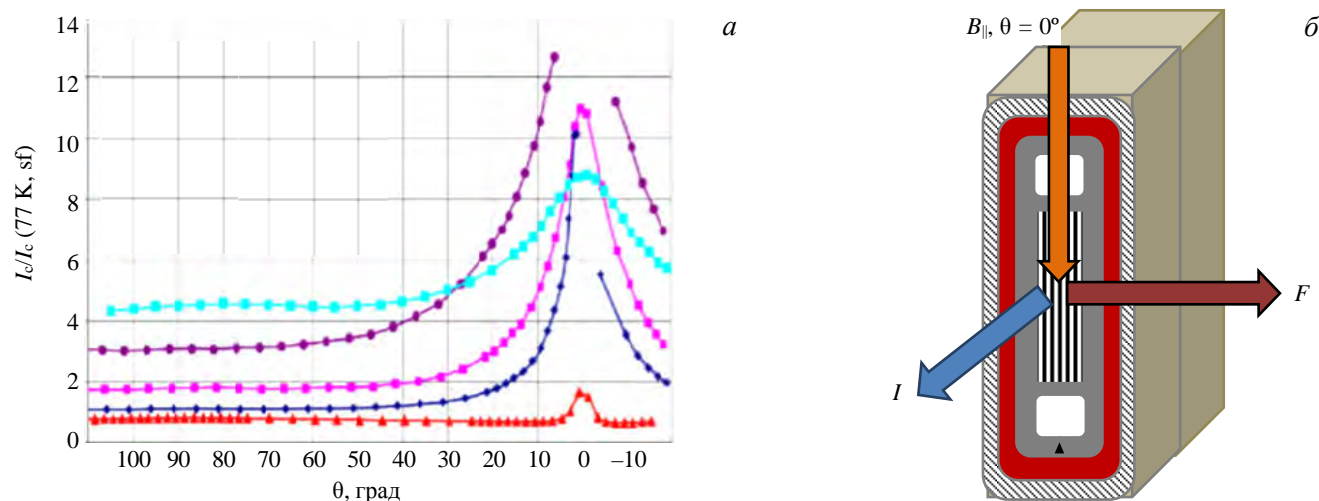


Рис. 1. Зависимость относительного критического тока ВТСП-ленты $I_c/I_c(77\text{ K, sf})$ от угла наклона вектора индукции магнитного поля к плоскости ленты: ● — 4,2 К, 10Т; ■ — 20 К, 10Т; ◆ — 20 К, 17Т; ▲ — 50 К, 7Т; ■ — 30 К, 2Т (а); схематическое изображение направления действия силы Лоренца на стопку ВТСП-лент, когда угол $\theta = 0^\circ$ (б)

Основными аргументами против использования таких конструкций ВТСП-кабеля и проводника являются опасения, что такие идеальные условия не удастся соблюсти во всех режимах работы установки [4] и что время ввода тока в такую магнитную систему вследствие пагубного влияния экранирующих токов будет неразумно большим.

Прежде чем обоснованно ответить на эти возражения, проанализируем опыт создания и эксплуатации достаточно крупных магнитных систем, изготовленных из проводников с параллельными стрендами [5—7], которые были созданы в 1970-е годы прошлого века и успешно эксплуатировались в течение многих лет. В процессе испытаний и эксплуатации этих магнитных систем были обнаружены негативные эффекты, существенным образом влияющие на их работоспособность. Проблемы были связаны с экранирующими токами, генерируемыми в параллельных сверхпроводящих стрендах проводника, подверженному воздействию переменного магнитного поля, перпендикулярного его плоскости. Однако при испытании комбинированной СМС МАКСИХИН [6], состоящей из Nb—Ti и Nb₃Sn-секций, которые были изготовлены из проводников с параллельными стрендами, экспериментально было показано, что при определённом соотношении между темпом роста поля dB_{\perp}/dt (Тл/с) и величиной удельного электрического сопротивления между стрендами ρ (Ом·м) в Nb₃Sn-секции достигалось критическое значение тока I_c , равного сумме критических токов стрендов в данном поле. Причём переходу предшествовало плавное нарастание напряжения вольтамперной характеристики (ВАХ).

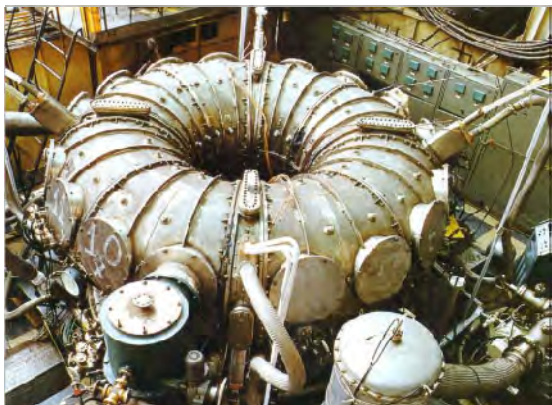


Рис. 2. Сверхпроводящая магнитная система ТП Т-7 в сборе

Особый интерес представляет для нас опыт испытаний и эксплуатации установки Токамак-7 (Т-7) [7, 8]. Т-7 — первый в мире токамак со сверхпроводящими катушками тороидального поля. Фотография сверхпроводящей магнитной системы ТП Т-7 в сборе показана на рис. 2. Его основные параметры:

Большой радиус R , м . . .	1,22
Малый радиус r , м . . .	0,35

Внутренний радиус каждой из 24 СП-катушек R_{in} , м . . .	0,5
Запасённая энергия, МДж . . .	20
Рабочий ток, кА . . .	5,5
Максимальное поле на обмотке, Тл . . .	5
Поле на оси плазмы, Тл . . .	3,5
Первая плазма . . .	1978 г.

T-7 успешно проработал более 30 лет сначала в СССР, а затем в КНР.

Показательные результаты испытаний по отдельности 1/8 частей тороидального магнита и всего тороидального магнита в сборе (рис. 3). Достигнутый параметр $I_{OP} \times B$ при испытании тороидального

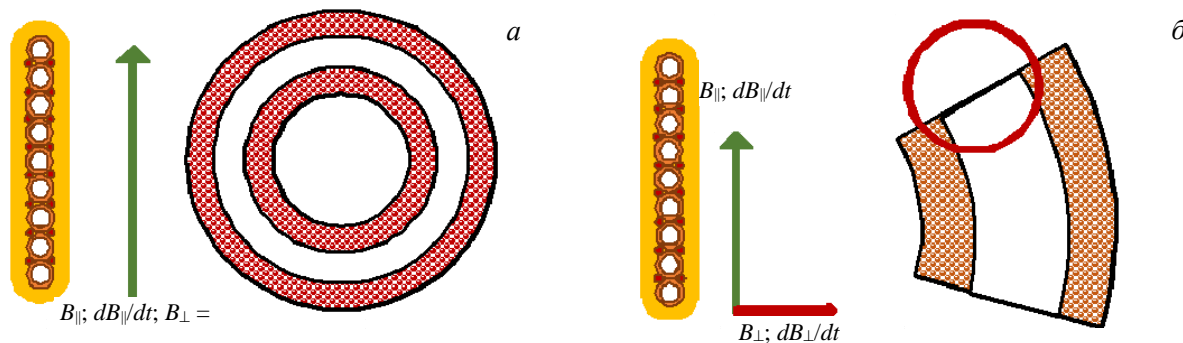


Рис. 3. Схематическое изображение векторов магнитного поля, действующих на проводник в тороидальной обмотке (а) и в крайних галетах 1/8 части тора (б)

магнита в сборе был близок к критическому, тогда как во время предварительных отдельных испытаний каждой 1/8 части тороидальной магнитной системы T-7 этот параметр был значительно ниже и едва достигал 50% от критического [9]. Причём переход всегда происходил в одной из крайних галет и имел лавинообразный характер. Объясняются эти результаты достаточно просто. В собранной тороидальной магнитной системе токамаков перпендикулярной к плоскости проводника составляющей вектора действующего магнитного поля нет, по крайней мере, в стационарном режиме и в режиме ввода тока, а в 1/8 части есть, причём эта составляющая соизмерима по величине с параллельной к поверхности. Малое сопротивление между стрендами не позволяло достигнуть здесь расчётных критических значений параметра $I_{OP} \times B$ так же, как и в комбинированной СМС МАКСИХИН [5], даже при минимально возможной технической скорости ввода тока.

Магнит ТП T-7 был намотан проводником (рис. 4, а), состоящим из двух рядов параллельных Nb—Ti-стрендов, каналов для циркуляции хладагента, и покрыт снаружи осаждённой в результате

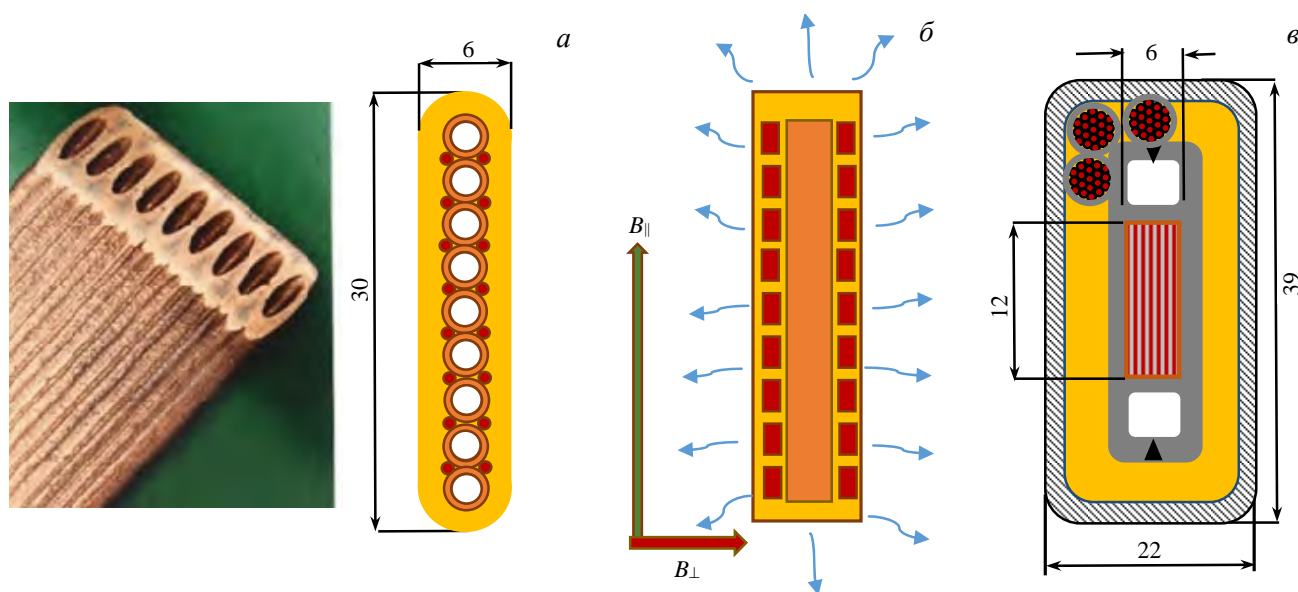


Рис. 4. Фото и схематическое изображение проводника ТП T-7 проекта проводника ТП с сильным полем (ТСП) из параллельных не твистированных филаментированных ВТСП-лент (а); физическая модель: ■ — сверхпроводник, → — теплопередача к хладагенту (б); электрофизическая модель проводника: ■ — резистивность металла ρ_1 , ■ — резистивность металла $\rho_2 \gg \rho_1$ или $\rho_2 = \infty$ (в)

электролиза меди. Электрофизическая модель такой конструкции проводника представлена на рис. 4, в. Конструкция проводника, состоящего из большого количества параллельных не твистированных филаментизированных ВТСП-лент, в принципе, похожа, с той лишь разницей, что количество слоёв не два, а $n = 2 \times m$. Насколько и при каких условиях электрофизические модели обоих проводников адекватны и в чём их отличие при различных режимах работы установки, будет рассмотрено далее.

Следует отметить, что появляющееся в режиме работы с плазмой небольшое по величине переменное поле, перпендикулярное к плоской поверхности проводника, не приводило к переходу ТП магнита Т-7 в нормальное состояние так же, как и срывы тока плазмы, когда вектор переменного поля тока плазмы в наиболее напряжённой области направлен перпендикулярно к площади сечения проводника. Далее будет показано, почему вопреки современным скептическим взглядам такая конструкция на практике оказалась вполне работоспособной во всех режимах работы тороидального магнита токамака. Однако прежде чем приступить к анализу работоспособности предлагаемой конструкции проводника катушек ТП в различных режимах работы установки, необходимо рассмотреть адекватную электрофизическую модель, которая будет положена в основу проводимого анализа.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КАБЕЛЯ

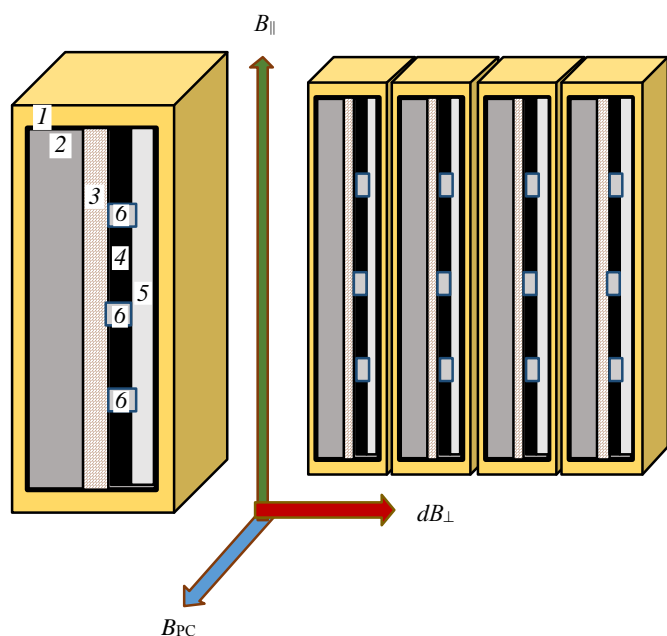


Рис. 5. Схематическое изображение ленты и кабеля стопки параллельных лент $n = 2m$: $B_{||}$ — поле, параллельное плоскости ленты; B_{\perp} — поле, перпендикулярное плоскости ленты; B_{PC} — поле тока плазмы, перпендикулярное площади сечения ленты; 1 — латунь, толщина $\delta_1 = 20$ мкм; 2 — Хастеллой, $\delta_2 = 100$ мкм; 3 — слой диэлектриков, $\delta_3 \sim 200\text{—}250$ нм; 4 — сверхпроводящий слой, $\delta_4 \sim 2$ мкм; 5 — слой серебра ($RRR > 20$), $\delta_5 \sim 2\text{—}3$ мкм; 6 — разрывы сверхпроводящего слоя

ма ширина СП-слоя между разрезами порядка 1 мм. При этом для ленты шириной 12 мм с 11 разрезами СП-слоя АС-потери снижаются на порядок, а критический ток уменьшается менее чем на 5% [20]. Как сама лента, так и кабель из стопки лент представляют собой композит, состоящий из большого количества материалов, включающих сверхпроводник на основе керамики REBCO, проводящие материалы (серебро, латунь, Хастеллой С-276) и технологические окисные покрытия внутри конструкции каждой из лент. Весь этот композит с осреднёнными по площади сечения физическими свойствами представляется как некая субстанция из смеси перечисленных материалов, обладающая анизотропией теплопроводности λ и резистивности ρ в зависимости от направления (перпендикулярного или параллельного

В принципе, с некоторой натяжкой можно свести конструкцию предлагаемого кабеля, состоящего из параллельных не твистированных филаментизированных ВТСП-лент, к электрофизической модели, представленной на рис. 4, в, однако приближение будет слишком грубым и наверняка вызовет у читателей массу вопросов и нареканий. Схематическое изображение сечения единичной ленты и кабеля, состоящего из стопки лент, представлено на рис. 5.

Здесь и далее будем рассматривать филаментизированную ВТСП-ленту, т.е. относительно широкую ленту ($w_2 = 12$ мм), сверхпроводящий слой в которой разделён продольными параллельными бороздками на 12 филаментов. Филаментизация ленты позволяет увеличить её стабильность и снизить потери энергии в изменяющемся магнитном поле [20]. С одной стороны, гистерезисные потери снижаются пропорционально от размера филамента, но с другой стороны, чем больше разрезов (толщина разреза 20—10 мкм), тем меньше ширина СП-слоя и тем ниже критический ток. Сейчас технически осуществи-

плоскости ленты), с вкрапленными в этот композит множественными сверхпроводящими фрагментами, также обладающими анизотропией электрофизических свойств в зависимости от направления воздействующего на кабель вектора внешнего магнитного поля (рис. 6).

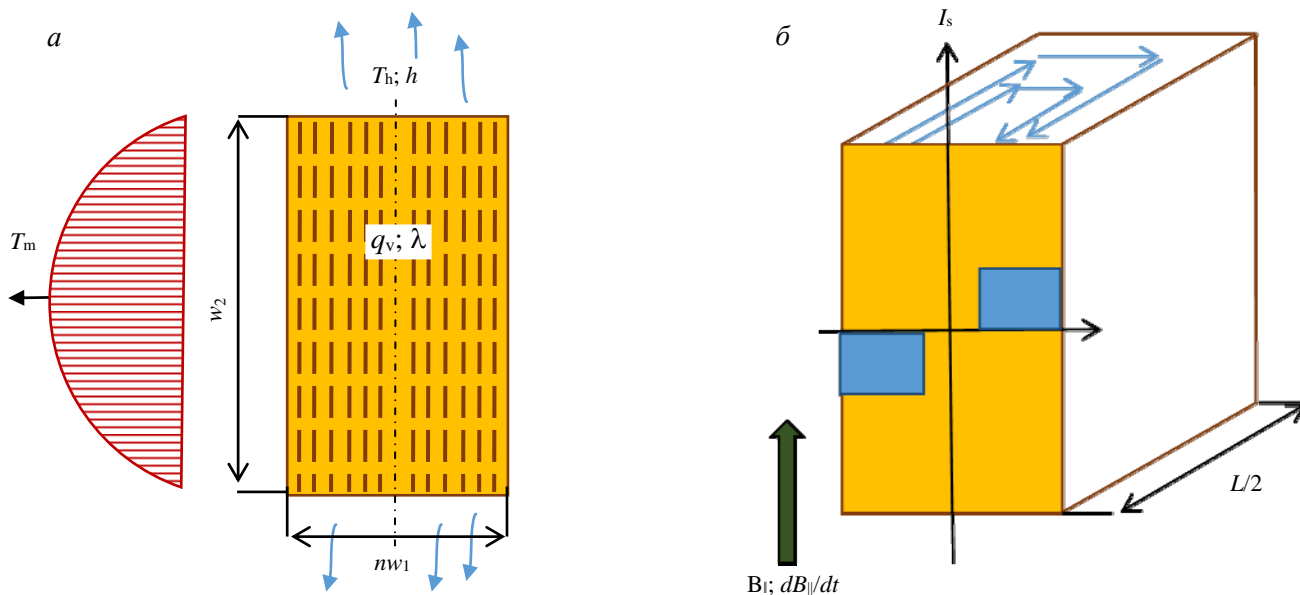


Рис. 6. Электрофизическая модель ВТСП-кабеля (T_m — распределение температуры внутри кабеля; T_h — температура хладагента, К; h — коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К); q_v — источники тепла, Вт/м³) (а), распределение экранирующих токов I_s , А, по кабелю (б)

Для вычисления осреднённых по сечению электро- и теплофизических параметров ленты и стопки лент использовались экспериментальные данные, представленные для латуни в справочнике [11] и Хастеллоя в работе [12].

При воздействии на кабель внешнего переменного магнитного поля в сверхпроводящих фрагментах кабеля будут генерироваться экранирующие токи, препятствующие проникновению внешнего поля в глубину области, ограниченной этими сверхпроводящими фрагментами. Для кабеля, имеющего конечную длину L , эти экранирующие токи будут замыкаться через резистивную матрицу. Конечная суммарная величина этих токов и мощность генерируемых тепловыделений в кабеле будут определяться геометрией объекта, темпом нарастания внешнего поля, которое создаёт продольное электрическое поле, и удельным поперечным электрическим сопротивлением проводящих материалов, через которые эти токи замыкаются.

Потеря работоспособности магнитной системы происходит вследствие достижения в какой-либо её области критических электрофизических параметров проводника $I_c(B; T; \epsilon)$. При нестационарных режимах работы магнита это может произойти либо при достижении критического тока в проводнике за счёт сложения рабочего тока I_{OP} с экранирующим I_s при незначительном росте температуры, либо при увеличении температуры до критической вследствие мощных потерь переменного тока в сверхпроводящих и резистивных элементах конструкции проводника при незначительном изменении рабочего тока, либо в результате реализации обоих перечисленных процессов одновременно.

Все возможные варианты развития процесса собственно в сверхпроводящих фрагментах хорошо описываются формулой, предложенной в работе [10]:

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{T_c - T}{T_0} + \frac{B}{B_0} + \frac{j}{j_0}\right), \quad (1)$$

где E — напряжённость электрического поля вдоль проводника, В/м; $E_0 = 10^{-5}$ В/м — общепринятая константа, соответствующая началу деления тока между сверхпроводником и нормальной матрицей; T, T_c — текущая и критическая температура проводника, К; B — текущая величина индукции магнитного поля, Тл; j — плотность тока в сверхпроводнике, А/м²; T_0, B_0 и j_0 — параметры нарастания температуры, поля и тока, определяемые экспериментальным путём.

В соответствии с теорией термомангнитная стабильность композитного проводника в нестационарных режимах зависит от соотношения между характерными постоянными времени тепловых и электромагнитных процессов — это электромагнитная постоянная времени τ_m (2), тепловая τ_λ (3), характеризующие теплообмен внутри проводника за счёт теплопроводности, и постоянная времени, характеризующая теплообмен проводника с окружающей средой (хладагентом) τ_h (4):

$$\tau_m = \frac{\mu_0 a_m^2}{\rho_\perp}; \quad (2)$$

$$\tau_\lambda = \frac{Ca_\lambda^2}{\lambda}; \quad (3)$$

$$\tau_h = \frac{Ca_h}{h}. \quad (4)$$

Здесь τ — постоянная времени, с; a — характерный размер, м; μ_0 — магнитная проницаемость, Гн/м; ρ_\perp — удельное поперечное сопротивление, Ом·м; C — теплоёмкость, Дж/(К·м³); λ — теплопроводность, Вт/(м·К); h — коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К).

В таблице приведена динамика изменения внешнего поля в проводнике магнитной системы ТП для трёх режимов работы и основные электрофизические и теплофизические параметры проводника, изображённого на рис. 4, б, которые будут использованы в дальнейшем для оценочных расчётов в наиболее напряжённых для каждого из режимов точках.

Основные параметры нестационарных режимов

Параметр	Режим и опасная точка ⊗		
	Ввод тока и поля, ⊗	Зажигание и рост тока, ⊗	Срыв тока плазмы, ⊗
$B_{ }$, Тл, $\dot{B}_{ }$, Тл/с	$B_{ }$ возрастает от 0 → 20, $\dot{B}_{ } = \text{const}$	$B_{ } = 20$, $\dot{B}_{ } = 0$	$B_{ } = 20$, $\dot{B}_{ } = 0$
dB_{\perp} , Тл, \dot{B}_{\perp} , Тл/с	$B_{\perp} = 0$, $\dot{B}_{\perp} = 0$	$B_{\perp} = 1,0$ Тл, $\dot{B}_{\perp} = 0,1$ Тл/с	$B_{\perp} = 0$, $\dot{B}_{\perp} = 0$
B_{PC} собственного поля тока плазмы (СПТП), Тл	$B_{PC} = 0$, $\dot{B} = 0$	Учтено в B_{\perp}	$B_z = B_{z0} \exp(-t/\tau_0)$; $B_z = 1,5$ Тл, $\tau_0 = 15$ мс
Характерный размер a , м	$a_m = L$, $a_h = nw_1^*$, $a_\lambda = w_2/2$	$a_m = l/2$, $a_h = nw_1^*$, $a_\lambda = w_2/2$	$a_m = w_2$, $a_h = nw_1^*$, $a_\lambda = w_2/2$
ρ_\perp , Ом·м	$\approx 1 \cdot 10^{-6}$	$\approx 4,8 \cdot 10^{-8}$	$\approx 1 \cdot 10^{-6}$
λ , Вт/(м·К)	2,0	2,0	2,0
$\gamma C_p \approx \gamma C_{pHastelloy}$, Дж/(м ³ ·К)	10^4	10^4	10^4
h , Вт/(м ² ·К)	≈ 300	≈ 300	≈ 300
τ_m , с	$5 \cdot 10^4$ (4·10 ³)	654 (52)	$1,8 \cdot 10^{-4}$ (1,8·10 ⁻⁴)
τ_λ , с	0,18	0,18	0,18
τ_h , с	0,2	0,2	0,2

* n — количество параллельных лент в стопке.

Следует отметить также, что характерные постоянные времени (2)—(4) предназначены, в основном, для грубой оценки соотношения между динамикой развития процессов. Реальные постоянные времени для объектов со сложной геометрией, состоящих из разнородных по своим физическим свойствам материалов, должны определяться в каждом конкретном случае индивидуально, и их реальные величины могут существенно отличаться от характерных. В основном, это связано с реальной индуктивностью длинного кабеля. В таблице приведены как характерные, так и их вычисленные близкие к реальным (в скобках) величины.

АНАЛИЗ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ПРОВОДНИКА МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ТП В РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ РАБОТЫ ТОКАМАКА

Конструкция сверхпроводящей магнитной системы (СМС) ТП должна обеспечить устойчивую безаварийную работу во всех режимах работы токамака. К таким режимам относятся:

- режим ввода поля и тока в магнитную систему (зарядка магнита);
- режим зажигания, увеличения и поддержания тока в плазме;
- режим срыва тока плазмы;
- режим защитного вывода энергии.

Электромагнитная система (ЭМС) установки токамак состоит из следующих основных подсистем: ТП, полоидальное поле (ПП) и ЦС (рис. 7). В режимах работы с плазмой следует принимать во внимание ещё и СПТП. Для более ясного понимания хода дальнейших рассуждений необходимо предоставить упрощённую картину распределения полей по объёму катушки тороидального поля, создаваемого в различных режимах всеми перечисленными магнитными подсистемами ЭМС и собственного поля тока плазмы. Для упрощения дальнейших рассуждений будем считать, что векторы полоидального (ПП + ЦС + СПТП) и тороидального полей направлены перпендикулярно друг к другу и что вектор полоидального поля направлен параллельно центральной оси токамака в интересующих нас точках \otimes на рис. 7.

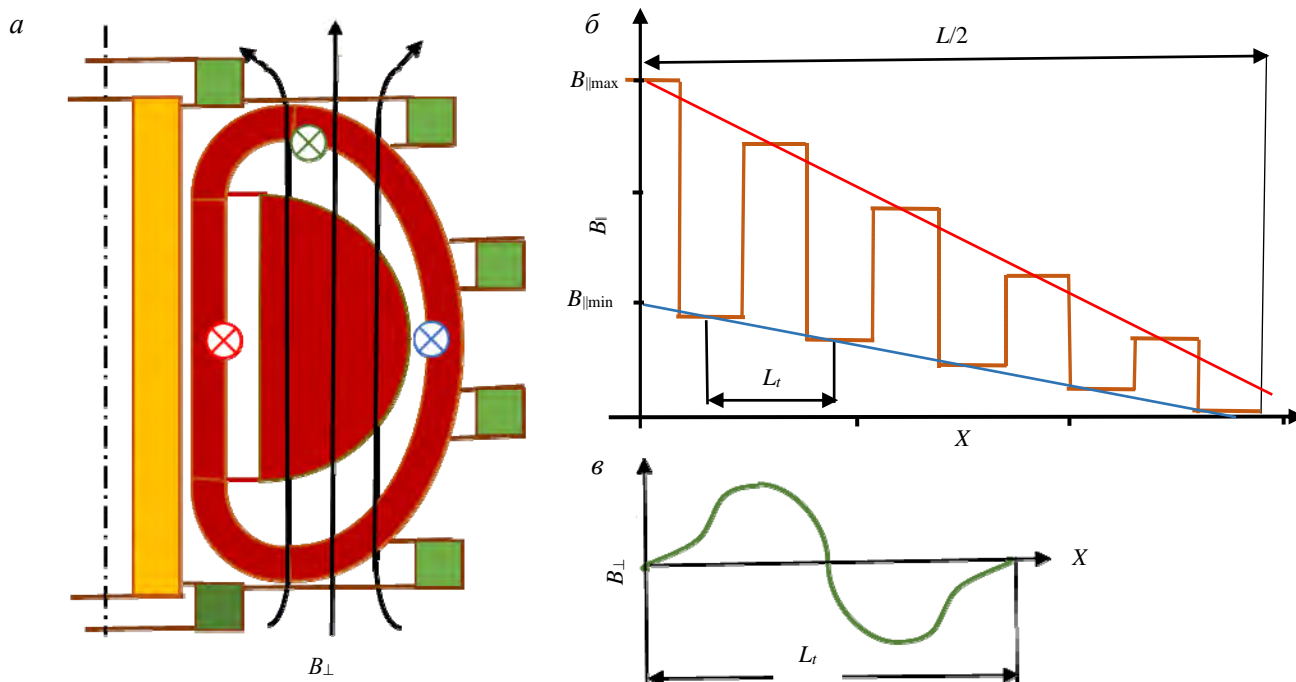


Рис. 7. Схематическое изображение ЭМС токамака (■ — ЦС; ■ — ТП; ■ — ПП; ■ — СПТП) (а), упрощённое распределение тороидального поля $B_{||}$ по длине проводника L в катушках ТП (— — $B_{||max}$; — — $B_{||min}$) (б); распределение полоидального B_{\perp} по длине l_t каждого из витков катушки ТП (в)

Режим ввода тока и поля в магнит (зарядка магнита). Постоянная времени, характеризующая электромагнитные процессы τ_m , на ~ 5 порядков выше постоянных времени, характеризующих тепловые процессы τ_{λ} и τ_h , для рассматриваемого здесь ВТСП-кабеля. Это означает, что тепло, выделяющееся в кабеле в результате нестационарных электромагнитных процессов, будет успешно отводиться от тела кабеля по тепловым мостам к хладагенту. Температура кабеля не претерпит заметного увеличения вплоть до достижения критического тока при разумных скоростях ввода тока и поля. Это позволяет утверждать, что скачки магнитного потока, которые наблюдались в [6, 7] и были более детально исследованы в [13], в режиме ввода тока маловероятны. Критические значения тока могут быть достигнуты вследствие сложения экранирующего тока с транспортным. Оценим величину экранирующих токов, возникающих в кабеле, состоящем из стопки параллельных не твистированных лент и подверженном воздействию переменного во времени и волнообразно изменяющегося по длине внешнего магнитного поля (рис. 7, б). Экранирующие токи, компенсирующие максимальные значения магнитного поля $B_{||max}$, будут замыкаться на длине витка l_t (красные контуры на рис. 8), однако токи, компенсирующие мини-

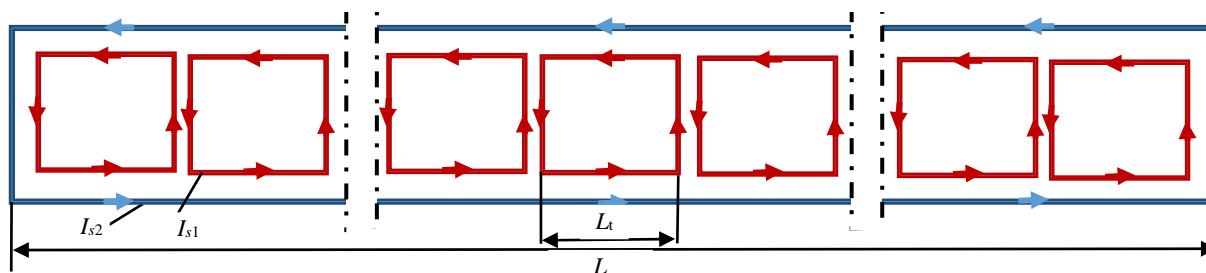


Рис. 8. Схематическое изображение распределения экранирующих токов по длине проводника в двойной галете

мальные значения магнитного поля $B_{\parallel\min}$, будут охватывать всю длину проводника L в двойной галете (синий контур на рис. 8). Экранирующие токи, генерируемые в обоих контурах, будут складываться. Оценим максимально возможную скорость ввода тока и поля в самой напряжённой области. Естественно, что это область, где величина $I_c(B; \theta)$ имеет минимальное значение. В нашем случае это внутренний виток двойной галеты.

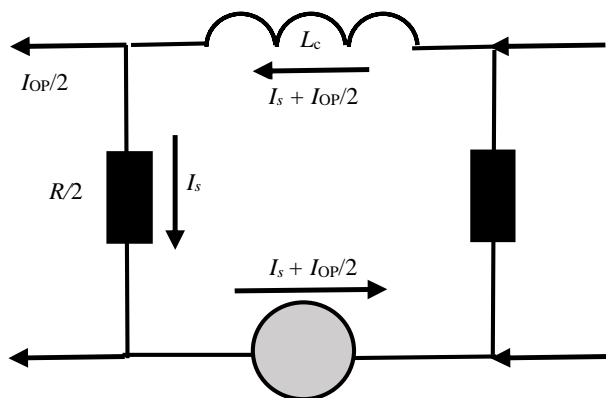


Рис. 9. Эквивалентная электрическая схема для обоих контуров, изображённых на рис. 8

Эквивалентная электрическая схема для обоих представленных на рис. 8 контуров изображена на рис. 9. Соответствующие пояснения:

$$L_c = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left(\ln \frac{nw_1}{w_2 + w_1} + \frac{3}{2} \right) \text{ — индуктивность контура;}$$

$$U = S \frac{dB_{\parallel}}{dt} = \ln w_1 \dot{B}_{\parallel} = \text{const} \text{ — ЭДС индукции контура;}$$

$$R/2 = \frac{2\rho n w_1}{l w_2} \text{ — } 1/2 \text{ сопротивления контура.}$$

В соответствии с предложенной эквивалентной схемой (см. рис. 9) величина экранирующих токов I_s , генерируемых в плоскостях проводника, параллельных направлению вектора переменного внешнего магнитного поля, определяется из уравнения

$$S \frac{dB_{\parallel}}{dt} = L_c \frac{dI_s}{dt} + I_s R. \tag{5}$$

Решение уравнения (5) в соответствии с пояснениями на рис. 9 запишется в виде

$$I_s = \frac{S \dot{B}_{\parallel}}{R} \left[1 - \exp\left(-\frac{R}{L_c} t\right) \right] = \frac{l^2 w_2 \dot{B}_{\parallel}}{4\rho} \left[1 - \exp\left(-\frac{R}{L_c} t\right) \right]. \tag{6}$$

Для того чтобы в процессе ввода тока и поля не произошёл переход в нормальное состояние вследствие достижения критических условий по току в кабеле, должно выполняться следующее условие:

$$I_c(B_{\parallel}/2) \geq \sum_{i=1}^2 I_{si} + I_{OP}/2, \tag{7}$$

т.е. сумма экранирующих I_s (8) и достигнутого рабочего I_{OP} токов не должна превышать величину критического тока в половине сечения кабеля при достигнутой индукции магнитного поля B_{\parallel} (рис. 10, а):

$$\sum_{i=1}^2 I_{si} = I_{s2} + I_{s1} = \frac{L^2 w_2 \dot{B}_{\parallel\min}}{4\rho} \left[1 - \exp\left(-\frac{R_2}{L_{c2}} t\right) \right] + \frac{l^2 w_2 \dot{B}_{\parallel\max}}{4\rho} \left[1 - \exp\left(-\frac{R_1}{L_{c1}} t\right) \right]. \tag{8}$$

Длина проводника в двойной галете L , как правило, значительно больше длины одного витка l_t , тем более $L^2 \gg l_t^2$. Поэтому в подавляющем большинстве случаев $I_{s2} \gg I_{s1}$, $L_{c1}/R_2 = \tau_2 = \mu_0 L^2 w_2 / 8\pi\rho l_t n w_1$. Тогда критерий устойчивости проводника катушки тороидального поля на основе кабеля, изготовленного из стопки параллельных не твистированных ВТСП-лент, можно записать в виде

$$I_c(B_{\parallel\max}) - I_{OP} \geq \frac{L^2 w_2 \dot{B}_{\parallel\min}}{2\rho} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right]. \tag{9}$$

Учитывая, что при постоянном темпе зарядки магнита $dB/dt = B/t$, критерий (9) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{2\rho [I_c(B_{\parallel\max}) - I_{OP}]}{L^2 w_2 B_{\parallel\min}} t \geq 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right). \tag{10}$$

Это трансцендентное уравнение, которое не решается алгебраически. Для решения уравнения введём следующие обозначения:

$$Y1 = \frac{2\rho [I_c(B_{||\max}) - I_{OP}]}{L^2 w_2 B_{||\min}} t = \Phi t; \tag{11}$$

$$Y2 = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right). \tag{12}$$

Пересечение функций $Y1$ (11) и $Y2$ (12) в точке $s > 0$ будет искомым решением уравнения (9). В качестве конкретного примера найдём графическое решение этого уравнения для нашего проводника, который предлагается использовать для магнита ТП установки, аналогичной по размерам ДТТ [21], но с максимальной индукцией магнитного поля на обмотке $B_{||\max} = 18$ Тл и $B_{||\min} \sim 6$ Тл. Конструкция и размеры проводника представлены на рис. 4, б, основные электрофизические и теплофизические свойства — в таблице. Кабель проводника состоит из ~40 ВТСП-лент $12 \times 0,144$ мм. Для зоны с максимальным полем $B_{||} = 18$ Тл критический ток кабеля $I_c = 300$ кА при $T = 4,5$ К, длина витка $l_t \sim 10$ м, длина проводника в двойной галете $L \sim 200$ м. Для создания поля $B_{||} = 18$ Тл в проводник нужно ввести ток $I_{OP} = 60$ кА. Пояснение к физическому смыслу критерия (9) и графическое решение уравнения (10) с целью определения минимально возможного времени зарядки магнита и соответственно максимальной допустимой скорости ввода тока и поля в соответствии с уравнением (10) представлены на рис. 10, а, б.

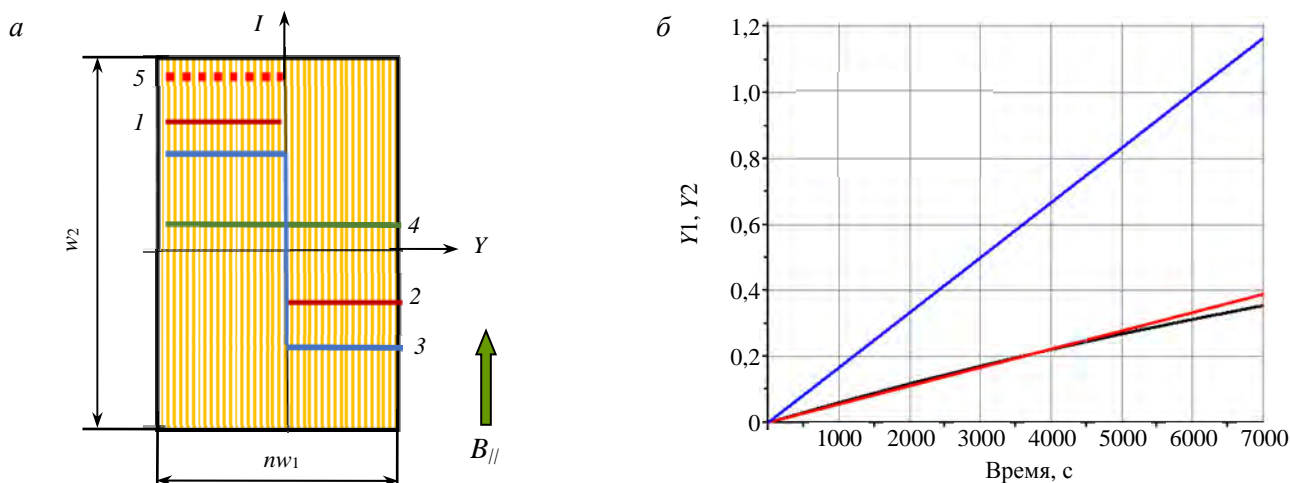


Рис. 10. Упрощённая (для случая $I_s \gg I_{OP}$) схема распределения критического I_c , рабочего I_{OP} и экранирующего тока I_s по сечению ВТСП-кабеля: 1 — $I_s + I_{OP}/2$ (→), 2 — $I_s - I_{OP}/2$ (→), 3 — I_s (→); 4 — I_{OP} (→); 5 — I_c (→) (а), графические решения трансцендентного уравнения (10) для проводника (пересечение линий $Y1$ (→) и $Y2$ (→)) и демонстрация условия критерия (14) (→), линия $Y2$ не пересекается с чёрной линией (б)

В нашем случае уравнение (10) имеет решение, которое определяет минимально допустимое время зарядки магнита 5000 с, что вполне приемлемо. В этом смысле интересно провести анализ полученного в формуле (10) критерия. Из математики известно, что решения трансцендентного уравнения при $t > 0$ будут существовать только при выполнении условия

$$\left(\frac{dY1}{dt}\right)_{t=0} < \left(\frac{dY2}{dt}\right)_{t=0}. \tag{13}$$

Проведя дифференцирование и необходимые подстановки, получим ещё один критерий, определяющий свойства проводника при вводе тока и поля, в следующем виде:

$$\tau_2 \Phi = \frac{\mu_0 [I_c(B_{||\max}) - I_{OP}]}{4\pi n w_1 B_{||\min}} \geq 1. \tag{14}$$

Физический смысл этого неравенства вполне очевиден. При выполнении условия (14) скорость ввода тока и поля в магнит не лимитируется экранирующими токами. Однако скорость заряда магнита мо-

жет быть ограничена, например, повышением температуры проводника и снижением при этом величины критического тока, или заложенный изначально коэффициент запаса по критическому току $k = I_c/I_{OP}$ будет ниже, чем использованный при расчётах. Для выполнения условий критерия (14) в нашем случае нужно использовать в качестве кабеля 80 ВТСП-лент толщиной 72 мкм каждая с основой из Хастеллоя толщиной 50 мкм (синяя линия на рис. 10, б).

Оценим также и температуру нагрева кабеля при темпе зарядки магнита $\dot{B}_{\parallel \min} = 6 \cdot 10^{-4}$ Тл/с (время зарядки $t = 10^4$ с), который могут обеспечить применяемые на практике источники питания магнитов ТП. Решение стандартной квазистационарной задачи ($\tau_\lambda \approx \tau_h \ll \tau_m$) для определения максимальной температуры кабеля с равномерно распределёнными по объёму источниками тепла q_v , охлаждаемого по торцам хладагентом с температурой T_h с известными коэффициентом теплопередачи h и продольной теплопроводностью λ (см. рис. 6, а), запишется в соответствии с [14] в виде

$$T_m = T_h + q_v \frac{w_2}{2} \left(\frac{w_2}{4\lambda} + \frac{1}{h} \right) = T_h + \frac{w_2 (\dot{B}_{\parallel})^2}{8\rho} (L^2) \left(\frac{w_2}{4\lambda} + \frac{1}{h} \right). \quad (15)$$

В этом случае выражение для определения мощности распределённых по объёму источников тепла q_v запишется в виде

$$q_v = \frac{(\dot{B}_{\parallel \min})^2}{4\rho} (L^2). \quad (16)$$

Результаты расчёта по формуле (10) с использованием значений физических величин из таблицы показывают, что максимальное увеличение температуры кабеля не превысит нескольких сотых градуса.

Если продолжительность процесса зарядки магнита больше, чем три постоянных времени $t \geq 3\tau_2$, что может осуществляться на практике, то критерий устойчивости (9) можно записать в упрощённом виде

$$I_c(B_{\parallel \max}) - I_{OP} \geq \frac{L^2 w_2 \dot{B}_{\parallel \min}}{2\rho}. \quad (17)$$

При выполнении этих оценок был сделан ряд допущений и не учтён ряд сопутствующих факторов. Однако всё это работало в сторону снижения максимально допустимого темпа и соответственно увеличения времени зарядки магнита до рабочих параметров. Вместе с тем проделанные оценки показали, что минимально возможная продолжительность процесса зарядки магнита будет ограничена не опасностью достижения критического состояния кабеля, а мощностью источника питания. Продолжительность процесса зарядки $t = 1 \cdot 10^4$ с (~2,5 ч) более чем приемлема. Кроме того, мы рассматривали ситуацию, когда темп заряда магнита постоянен в течение всего процесса. Реально в начале процесса темп ввода поля и тока в магнит всегда в разы выше, так как критический ток выше, а рабочий ток меньше и темп зарядки достигает минимальных значений только в конце процесса зарядки. Так что магнит можно реально без эксцессов зарядить за ~2 ч.

Следует отметить, что для стопки параллельных не твистированных лент коэффициент запаса по току $k = I_c/I_{OP} = 300/60 = 5$, тогда как для такой же стопки твистированных любым способом лент $k = I_c/I_{OP} = 60/60 = 1$, т.е. запаса нет совсем!

Режим зажигания и поддержания тока в плазме. Полная транспозиция стопки параллельных не твистированных лент к переменному полю, перпендикулярному плоскости проводника в режиме зажигания и увеличения тока в плазме, создаётся на полудлине витка. Абсолютная величина этого поля в наиболее напряжённой точке (зелёная точка \otimes на рис. 7) $B_\perp < 1$ Тл. Величина стационарного поля, параллельного плоскости ленты, $B_\parallel \approx 12$ Тл. Критический ток в этой точке примерно в 1,5 раза выше, чем при $B_\parallel \approx 18$ Тл. Однако отклонение результирующего вектора поля $\mathbf{B} = \mathbf{B}_\parallel + \mathbf{B}_\perp$ от направления, параллельного плоской поверхности кабеля, составляет $\theta \sim 5^\circ$. Это в соответствии с экспериментальными данными [3], показанными на рис. 1, приводит к снижению критического тока каждой ленты примерно в 1,5 раза. Оценим работоспособность нашего проводника по ранее полученному критерию (9), учитывая

приведённые замечания при определении $I_c(B; \theta)$ и подставив в него соответствующие данные для режима работы с плазмой из таблицы и рис. 7. Здесь

$$I_c(B; \theta) - I_{OP} \geq \frac{nw_1 \dot{B}_\perp}{4\rho} \left(\frac{l_t}{2}\right)^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right)\right]. \quad (18)$$

Время зажигания и увеличения тока плазмы до своего максимального значения ~ 10 с, т.е. продолжительность процесса $t \ll \tau_1 = \mu_0(l/2)^2 nw_1 / 4\pi\rho w_2$. В этом случае показательная функция $\exp(-t/\tau_1) = \exp(-x)$ после разложения в ряд может быть представлена в виде

$$e^x = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots \approx 1 - \frac{t}{\tau_1}. \quad (19)$$

Считая также, что в нашем случае $dB_\perp/dt = \text{const} = B_{\perp\text{max}}/t$, неравенство (18) с учётом (19) преобразуется к виду

$$I_c(B; T; \theta) - I_{OP} \geq \frac{nw_1 B_{\perp\text{max}}}{4\rho\tau_1} \left(\frac{l_t}{2}\right)^2 = \frac{\pi w_2 B_{\perp\text{max}}}{\mu_0}. \quad (20)$$

Вычисления показывают, что для предложенной конструкции кабеля и условий работы с плазмой неравенство (20) выполняется с большим запасом. Тем не менее интересно исследовать это неравенство с точки зрения предельно возможной допустимой величины поля, перпендикулярного плоской поверхности проводника $B_{\perp\text{max}}$, при фиксированной продолжительности процесса зажигания и роста тока плазмы $\Delta t = 10$ с. При этом необходимо учитывать, что направление результирующего вектора $\mathbf{B} = \mathbf{B}_\perp + \mathbf{B}_\parallel$ может существенно отклоняться от направления вектора, параллельного плоской поверхности кабеля \mathbf{B}_\parallel , что приводит к снижению величины критического тока $I_c(B; \theta)$ [3] (см. рис. 1). Решение (21) методом итераций даёт величину предельно допустимого $B_{\perp\text{max}} \approx 2,5$ Тл.

Приближенная оценка нагрева проводника, учитывая, что $\tau_h \approx \tau_\lambda \ll \tau_m$, по аналогии с формулами (16) и (17) показывает, что он не будет превышать 4 К. Здесь мощность распределённых по объёму источников тепла q_v определится из выражения

$$q_v = \frac{\dot{B}_\perp^2}{4\rho} \left(\frac{l_t}{2}\right)^2. \quad (21)$$

Учитывая, что критическая температура ВТСП-ленты $T_c(j; B) \approx 40$ К, такое повышение температуры в соответствии с формулой (1) не должно отразиться на работоспособности ВТСП-кабеля.

Режимы срыва тока плазмы. Определение устойчивости проводника в режиме срыва тока плазмы — это комплексная задача, решаемая индивидуально для конкретной конструкции проводника и СП-кабеля. Представленная нами конструкция проводника (см. рис. 4, б) подразумевает, что основные тепловыделения в проводнике в режиме срыва тока плазмы будут происходить в матрице. Матрица изготавливается из скрученных никелированных медных проводов и имеет отдельное с СП-кабелем охлаждение. Основная функция матрицы — предотвратить перегрев проводника выше заданной температуры при защитном выводе энергии. Кроме того, матрица выполняет роль электромагнитного экрана, уменьшающего степень воздействия внешнего быстро изменяющегося внешнего поля на ВТСП-кабель. Между кабелем и нормальной матрицей существует тепловое сопротивление, препятствующее проникновению тепла от матрицы к ВТСП-кабелю. Для упрощения наших оценок мы пренебрегаем электромагнитным экранирующим эффектом матрицы и считаем также, что тепло, выделившееся в матрице, отводится в хладагент и не нагревает ВТСП-кабель. В самом же кабеле тепловыделения малы вследствие его высокой поперечной резистивности. В отличие от разработанных ранее методик расчёта устойчивости проводников [15, 16], в которых сверхпроводник и матрица были тесно связаны в тепловом отношении, в данном случае анализируется только влияние экранирующих токов, индуцированных полем тока плазмы в ВТСП-кабеле в процессе быстропеременного краткосрочного режима срыва тока плазмы.

Длительность процесса срыва тока плазмы несколько десятков миллисекунд, и поле тока плазмы в наиболее напряжённой точке катушки тороидального поля \otimes (см. рис. 7) перпендикулярно площади сечения проводника. Считаем, что поле тока плазмы изменяется по экспоненциальному закону $B_p = B_{p0} \exp(-t/\tau_0)$. При токе плазмы $I_p \sim 5,5$ МА максимальная индукция поля $B_{p0} \sim 1,5$ Тл на внутренней ноге тороидальной катушки и электромагнитная постоянная времени $\tau_0 \sim 15 \times 10^{-3}$ с. В этом случае уравнение для определения величины экранирующих токов I_s , индуцированных в кабеле, запишется в виде

$$\frac{dI_s}{dt} + I_s \frac{R}{L_c} - \frac{SB_{p0}}{L_c \tau_0} \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) = 0. \quad (22)$$

Здесь площадь сечения кабеля $S = nw_1 w_2$, индуктивность участка кабеля длиной l $L_c = \frac{\mu_0 n w_1 w_2}{l}$, поперечное сопротивление участка кабеля $R = \rho n w_1 / w_2$, электромагнитная постоянная времени собственно кабеля $\tau = L_c / R = \mu_0 w_2^2 / \rho = 18 \times 10^{-5}$ с. Решение уравнения (22) с учётом того, что $\tau \ll \tau_0$, запишется в виде

$$I_s(t) = \frac{l}{\mu_0} B_{p0} \frac{\tau}{\tau_0} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \right]. \quad (23)$$

Экранирующий ток в этом случае индуцируется в направлении, перпендикулярном направлению транспортного тока, и распределён по его длине. Так как вектор экранирующих токов перпендикулярен вектору транспортного тока, для оценки влияния экранирующих токов на устойчивость проводника лучше использовать плотность тока $j_s = I_s / (lw_2)$. Результирующий ток будет течь по винтовой линии в плоскости, параллельной плоскости проводника, а результирующая плотность тока j_r определится как

$$j_r = \sqrt{j_{s\max}^2 + \left(\frac{j_{OP}}{2}\right)^2} < j_c(B_{\parallel\max})/2. \quad (24)$$

Здесь $j_{OP} = I_{OP} / (nw_1 w_2)$ и $j_c = I_c / (nw_1 w_2)$. Прделанные оценки максимальной величины плотности экранирующего тока показали, что $j_{s\max}$ более чем на три порядка меньше, чем критическая плотность тока, и не может повлиять на работоспособность проводника. Такая малая плотность экранирующего тока обусловлена высоким поперечным сопротивлением кабеля ($\rho_{\perp} \approx 1 \cdot 10^{-6}$ Ом·м) и его относительно небольшим характерным размером $w_2 = 1,2 \cdot 10^{-2}$ м.

Более того, даже если предположить, что вследствие высокой поперечной резистивности и соответственно малой электромагнитной постоянной времени кабеля темп роста экранирующего тока в крайних лентах будет существенно выше темпа перераспределения тока между соседними лентами и что экранирующий ток будет протекать только по двум крайним лентам стопки, критическая плотность тока в них не будет достигнута даже при $t > 3\tau_0$. Критерий (24) в этом случае запишется в виде

$$j_r = \sqrt{n^2 j_{s\max}^2 + \left(\frac{j_{OP}}{n}\right)^2} \approx n j_{s\max} = \frac{n}{w_2 \mu_0} B_{p0} \frac{\tau}{\tau_0} = \frac{n B_{p0} w_2}{\tau_0 \rho_{\perp}} < j_c(B_{\parallel\max}). \quad (25)$$

Прделанные вычисления показывают, что в нашем случае $j_c \gg j_{s\max}$ более чем в 100 раз. Процесс нагрева проводника в этом случае нельзя считать квазистационарным. Характерная электромагнитная постоянная времени τ_m на четыре порядка ниже постоянных времени, характеризующих процессы распространения и передачи тепла от кабеля к хладагенту. Здесь для оценки повышения температуры кабеля скорее можно использовать условия адиабатического нагрева

$$\int_0^{3\tau_0} j_s^2 \rho_{\perp} = C_p \gamma \Delta T \quad (26)$$

или с учётом (23) и полагая, что $j_s = I_s / (lw_2)$ и $\tau = \mu_0 w_2^2 / \rho$:

$$\Delta T \approx \frac{3B_{p0}^2 w_2^2}{C_p \gamma \rho_{\perp} \tau_0}. \quad (27)$$

В соответствии с (27) температура кабеля увеличится на 4,2 К, что при пятикратном запасе по критическому току и ~40 К по температуре гарантированно не приведёт к переходу кабеля в нормальное состояние.

Режим защитного вывода энергии. Одним из режимов, существенным образом влияющих на выбор конструкций проводника и катушки сверхпроводящей магнитной системы тороидального поля, является режим защитного вывода энергии (ЗВЭ). Упрощённо, в конечном счёте, всё сводится к выбору разумного компромисса между допустимой максимальной температурой нагрева проводника в горячей точке T_{\max} и допустимым максимальным электрическим напряжением U_{\max} при ЗВЭ. Реально задача значительно сложнее. На практике нужно искать конструктивные и схемные решения, которые при заданной допустимой величине максимального электрического напряжения позволили бы не допустить перегрева и перегорания ВТСП-кабеля в горячей точке, избежать запредельных термомеханических напряжений, вызванных перекосом температур по объёму катушки, и минимизировать время задержки срабатывания системы защиты. Это сложная отдельная задача, которая на практике ещё не реализовывалась для крупных магнитных систем на основе ВТСП-материалов, и данная работа не имеет целью рассматривать её здесь в полном объёме. Основной задачей этой работы является рассмотрение потенциальных преимуществ проводников на основе стопки параллельных не твистированных ВТСП-лент по сравнению с аналогами проводников на основе тем или иным образом скрученных (твистированных) лент при одинаковых коэффициентах запаса по критическому току $k = I/I_{Op}$ и конструктивной плотности тока по обмотке.

Время задержки срабатывания системы ЗВЭ — это время, которое проходит от начала появления участка проводника, безвозвратно перешедшего в нормальное состояние, и включения системы защитного вывода энергии. В течение этого времени полный рабочий ток I_{Op} будет протекать по нормальной матрице участка проводника, разогревая этот участок, до тех пор, пока длина участка распространения нормальной зоны l_{nzp} (nzp — normal zone propagation) и величина напряжения на нём $U_{nzp} = I \rho l_{nzp} / S$ не достигнут пороговой величины включения системы защиты. Распространение нормальной зоны вдоль ВТСП-ленты затруднено вследствие её малой теплопроводности (см. таблицу) и высокой термоустойчивости [17, 18]. Этот процесс во много раз ещё более затруднён в транспонированной любым способом ленте из-за анизотропии её электрофизических свойств в зависимости от ориентации вектора внешнего магнитного поля к поверхности ленты (см. рис. 1) [19]. Резонно предположить, что переход в нормальное состояние, вызванный какими-либо причинами, произойдёт в той области твистированной ленты (или стопки лент), где вектор внешнего магнитного поля перпендикулярен её плоской поверхности. В этой области критический ток в 5—6 раз ниже, чем в области, где вектор магнитного поля параллелен плоской поверхности ленты (или стопки лент) [19]. Дальнейшее распространение нормальной зоны будет блокироваться на участках твистированной ленты, где вектор внешнего поля параллелен плоскости ленты и соответственно её критический ток и температура значительно выше. В результате этого велика вероятность, что температура в нормальной зоне достигнет предельного значения T_{\max} , прежде чем напряжение U_{nzp} достигнет величины, при которой происходит включение системы защитного вывода энергии. Двойная транспозиция стопки лент в ВТСП-кабеле [17] частично нивелирует этот эффект за счёт перераспределения тока между соседними субкабелями, однако это не сильно улучшает ситуацию. Следует отметить, что ВТСП-кабель из стопки параллельных не твистированных лент не обладает анизотропией электрофизических свойств, по крайней мере, на длине внутренней «ноги» катушки ТП, где магнитное поле имеет максимальное значение и не меняется по длине. Скорость распространения нормальной зоны в такой конструкции ВТСП-кабеля при одинаковом запасе по критическому току выше, и её быстрее можно обнаружить. Поэтому с точки зрения минимизации времени задержки срабатывания системы защиты кабель из не твистированной стопки параллельных лент является предпочтительным по сравнению с твистированным аналогом.

ВЫВОДЫ

Конструкция и технология изготовления кабелей из стопки параллельных не твистированных лент и проводников ТП на их основе существенно проще, а критический ток и устойчивость к механическим нагрузкам существенно выше, чем в твистированных тем или иным способом кабелях. При том же запасе по критическому току количество сверхпроводящего материала в проводнике может быть значительно снижено и соответственно такой проводник намного дешевле.

Проделанные в данной работе оценки работоспособности предложенной конструкции проводника, предназначенного для катушек тороидального поля на основе ВТСП-кабеля, изготовленного из стопки параллельных не твистированных филаментированных лент, подтверждают его работоспособность во всех основных режимах работы СМС ТП.

В режиме зарядки магнита (ввода тока и поля) нарастание экранирующих токов в проводнике происходит очень низким темпом из-за высоких значений электромагнитной постоянной времени длинного проводника в двойной галете. Кроме того, за счёт волнообразного изменения собственного поля тороидального магнита по длине проводника существенно (в ~3 раза) снижается величина экранирующего тока.

В режиме зажигания и увеличения тока в плазме полная транспозиция проводника по отношению к внешнему полю, перпендикулярному плоской поверхности ВТСП-лент, которое создаётся катушками ПП, ЦС и током плазмы, происходит на полудлине витка. Уменьшение величины экранирующих токов и потерь энергии до приемлемых значений достигается путём филаментирования лент. Индуцированные экранирующие токи и увеличение температуры кабеля, состоящего из параллельных не твистированных филаментированных лент, в этом режиме не приводят к достижению критических параметров с большим запасом.

В режиме срыва тока плазмы плотность экранирующих токов и вызванный ими нагрев кабеля не приводят к переходу проводника в нормальное проводящее состояние. Этому способствует малая величина генерируемых экранирующих токов, обусловленная высоким поперечным сопротивлением кабеля, большой запас по температуре и относительно высокая теплоёмкость ВТСП-лент.

При защитном выводе энергии скорость распространения нормальной зоны в кабеле из параллельных не твистированных лент выше, чем в твистированном кабеле, вследствие отсутствия анизотропии электрофизических свойств. Это способствует более быстрому включению системы ЗВЭ и позволяет избежать зонного перегрева проводника.

Проведённый анализ выполнен при ряде существенных допущений и предположений. Поэтому правильность представленных в работе идей (положительное влияние волнообразности изменения тороидального и полоидального полей по длине проводника) и выполненных на их основе оценок работоспособности конструкции проводников на основе кабелей из стопки параллельных не твистированных филаментизированных лент нуждается в тщательной экспериментальной проверке.

Автор выражает благодарность В.Е. Сытникову за полезные профессиональные обсуждения сделанных в работе допущений и полученных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Sorbom B.N. et al.** ARC: A compact, high-field, fusion nuclear science facility and demonstration power plant with demountable magnets. — *Fusion Eng. Des.*, 2015; <http://dx.doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.07.008>.
2. **Вдовин В. и др.** Компактная, с высоким полем ТИН-СП термоядерная научная установка и демонстрационный энергетический реактор. — В сб.: 42-я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Москва, Россия, 9—13 февраля 2015 г.
3. **Hazelton D.** Presentation on WAMHTS-4, 2017.
4. **Bruzzone P.** Cable Behavior and Specific Issues with HTS Tape, Presentation on WAMHTS-5. Budapest, April 11—12, 2019.
5. **Wittgentstein F.** Superconducting magnet for big european bubble chamber. — *Industries Atomique*, 1970, № 5/6, p. 33—37.
6. **Черноплёков Н.А., Кейлин В.Е., Клименко Е.Ю., Ковалёв И.А., Лелехов С.А., Новиков С.И.** Стабилизированный высокоточный Nb₃Sn соленоид МАКСИХИН. — В сб.: Труды Всесоюзной конференции по инженерным проблемам управляемых термоядерных реакторов. Ленинград, 1977 г., т. 1, с. 179—187.
7. **Ivanov D.P., Keilin V.E., Klimenko E.Yu. et al.** T-7 TF Superconducting Magnet System. — *IEEE Trans. of Magnetics*, 1977, vol. 13, № 1, p. 694—697.

8. **Agureev A.N. et al.** Electroplated stabilized multifilament superconductor. — *IEEE Trans. of Magnetics*, 1975, vol. Mag.-11, № 2, p. 303—307.
9. **Черноплёков Н.А., Иванов Д.П., Лелехов С.А.** Сверхпроводящие магнитные системы для токамаков. — М.: Изд-во Атомная Техника, 1997.
10. **Dorofeev G.L., Imenitov A.B., Klimenko E.Yu.** — *Cryogenics*, 1980, vol. 20, p. 307.
11. **Малков М.П. и др.** Справочник. — М.: Энергоиздат, 1985.
12. **Lu Jun, Choi E.S., Zhou H.D.** Physical properties of Hastelloy (R) C-276 (TM) at cryogenic temperatures. — *J. of Applied Physics*, March 2008, vol. 103(6), p. 064908-6.
13. **Kruglov S.L.** — *Technical Physics*, 2002, vol. 47, № 11, p. 1465—1468; Translated from *Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki*, 2002, vol. 72, № 11, p. 121—124. Original Russian Text Copyright © 2002 by Kruglov, Shcherbakov.
14. **Юдаев Б.Н.** Теплообмен. — М.: Высшая Школа, 1973, с. 60—62.
15. **Lelekhov S.** A physical model and numerical method of losses investigation in superconducting CICC. — *Cryogenics*, 2006, vol. 46, № 1, p. 1—8.
16. **Bassette D., Shatil N., Zapretilina E.** Simulation of the ITER toroidal field coil operation. — *IEEE Trans On Appl. Superconductivity*, 2006, vol. 16, № 2, p. 795—798.
17. **Rui Kang.** Quench simulation of REBCO cable-in-conduit conductor with twisted stacked-tape cable. — *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2020, vol. 30, № 1, p. 5700107.
18. **Iwasa Y.** Case Study in Superconducting Magnets. — New York: Springer, 2009, p. 484—489.
19. **Nugteren J.V.** Normal Zone Propagation in a YBCO Superconducting Tape. M.S. thesis, Faculty Sci. Technol. Univ. Twente, Enschede, The Netherlands, 2012.
20. **Kesgin I., Majkic G., Selvamanickam V.** A simple, cost effective top-down method to achieve fully filamentized low ACloss 2G HTS coated conductors. — *Physica C.*, 2013, vol. 486, p. 43—50.
21. **Aldo de Zinobio et al.** Conceptual Design of the DTT Superconducting Magnet System. Presented on MT-26, see Divertor Tokamak Test Facility. — Interim Design Report. Ed. by R. Martone, R. Albanese, F. Crisanti, P. Martin, A. Pizzuto, 2017; ISBN: 978-88-8286-378-4.



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

Статья поступила в редакцию 16 сентября 2020 г.
После доработки 23 сентября 2020 г.
Принята к публикации 24 сентября 2020 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 51—65.

УДК 621.318.3:538.945

ДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ТОКОНЕСУЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ ВТСП ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ БЕЗ МЕДНОГО СТАБИЛИЗАТОРА ПРИ 77 И 4,2 К

А.А. Ильин, И.А. Ковалев, С.Л. Круглов, А.В. Поляков, Д.И. Шутова, В.И. Щербаков

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Представлены результаты экспериментального исследования зависимости токонесущей способности двух образцов из 12-миллиметровой одиночной YBCO-ленты без медного покрытия и паяного пакета из пяти таких лент от скорости нарастания тока до 350 кА/с. Для образцов, изготовленных в виде колец со спаями, использовался трансформаторный способ ввода тока. Эксперименты, проведенные при 77 К, показали, что достигаемые в образцах токи теплового равновесия с хладагентом очень слабо зависят от скорости изменения тока и близки к критическим. При 4,2 К в образцах было обнаружено появление одиночных механических дефектов сверхпроводящего слоя с значительным снижением локального критического тока. Вводы тока с разными скоростями сопровождались локальными переходами в нормальное состояние, вызванными джоулевым нагревом серебряного покрытия при обходе током дефекта с сопротивлением около 1 мкОм при 4,2 К. Повторные измерения при 77 К показали, что сопротивление этих дефектов возросло до 4 мкОм. Это сопротивление определяло достигаемые токи при малых напряжениях индукции в образцах (малых скоростях ввода тока). Однако при переходе через 200 кА/с достигаемые токи при повторных измерениях при 77 К практически сравнялись с токами первых измерений при 77 К до появления дефектов в образцах в жидком гелии.

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники второго поколения, ВТСП-2-ленты, критический ток, скорость ввода тока.

DYNAMIC MODES OF CURRENT CARRYING ELEMENTS MADE OF REBCO TAPES WITH NO COPPER STABILIZER AT 77 AND 4.2 K

A.A. Ilin, I.A. Kovalev, S.L. Kruglov, A.V. Poliakov, D.I. Shutova, V.I. Shcherbakov

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The results of the experimental study of the current carrying capacity for two high temperature superconducting samples made of either one 12 mm bare REBCO tape or a 5-folded soft-soldered stack of such tapes at current ramp rates up to 350 kA/s are presented. The ring-samples with joints were charged in the external changing magnetic field. Experiments conducted at 77 K showed that the maximal currents corresponded to the thermal equilibrium with the coolant are weakly affected by the current ramp rate and are very close to the critical ones. At 4.2 K origination of local mechanical defects in the HTS tapes superconducting layers accompanied by the considerable decreasing of the critical current of the samples was observed. Charging of the samples at different ramp rates led to local quenches caused by Joule heating generated in the silver layer of the tape carrying the bypassing current in the vicinity of the defect with resistance of about 1 μOhm at 4.2 K. Re-examination experiments repeated at 77 K showed the local defects resistance increasing up to 4 μOhm . This resistance determined the maximal achieved currents at low inductance voltages across the samples (at low ramp rates). However, at ramp rates higher than 200 kA/s the maximal currents induced in the samples during the re-examination at 77 K appeared to be almost equal to those, firstly measured in the 77 K experiments conducted before the defects origination in liquid helium.

Key words: 2nd generation high temperature superconductors, REBCO tapes, critical current, current ramp rate.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-4-66-74

ВВЕДЕНИЕ

Высокотемпературные сверхпроводники второго поколения (ВТСП-2) используются при создании тоководов для ускорителей заряженных частиц, индуктивных накопителей энергии, обмоток электрических машин и т.д. Исследование работоспособности этих относительно новых материалов в динамических режимах является важной задачей. В последнее время в высококачественных сверхпроводящих устройствах стали использоваться пакеты ВТСП-2-лент, пропайанных по всей длине для обеспечения механической и тепловой стабильности [1, 2]. В этой работе мы исследовали токонесущую способность ленточных ВТСП-2-проводников Super Power SF12100 [3] без медного покрытия в зависимости от скорости ввода тока при 77, 4,2 К и повторно при 77 К. Результаты сравнительных экспериментов представлены в настоящей статье.

ОБРАЗЦЫ

Для ввода тока в одиночные и многоленточные пакеты ВСП-2-лент трансформаторным способом были изготовлены экспериментальные образцы в виде замкнутых колец диаметром 95 мм (рис. 1). Параметры изготовленных образцов сведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Характеристики экспериментальных образцов

Образец	Количество лент	Размеры поперечного сечения, мм ²	Вид образца
s1	5	(12×0,6)	Кольцо из пяти спаянных лент
s2	1	(12×0,1)	Кольцо из одной ленты со спаем
s3	5	(12×0,7)	Одинарная галета из пяти изолированных витков с разомкнутыми концами (контрольные образцы)



Рис. 1. Экспериментальные образцы: *а* — s1 (пять лент); *б* — образец s2 (одна лента); *в* — фото готового образца s1

В одноленточном образце s2 концы отрезка ленты соединялись стык в стык. Затем на место соединения через слой припоя ПОСК 20 мкм (145 °С) симметрично накладывалась ВТСП-перемычка длиной 30 мм из той же ленты, ориентированная «сверхпроводником к сверхпроводнику». Сборка механически фиксировалась и нагревалась до 150 °С в отжиговой печи.

Пятиленточный образец s1 имитировал пакет ВТСП-лент для сильноточных токовыводов ускорителей. Геометрия разрезанных пяти ВТСП-колец с перемычками разной длины 30—150 мм и фотография готового образца s1 показаны на рис. 1, *а*, *б*. Кроме этого, был изготовлен контрольный образец s3, состоящий из пяти изолированных полиимидной плёнкой витков 12×0,7 мм с разомкнутыми концами (без спаев). Он предназначался для наблюдения за тем, как термоциклирование повлияет на критические свойства сверхпроводников.

ЭКСПЕРИМЕНТ В ЖИДКОМ АЗОТЕ

На рис. 2 показаны поперечное сечение и фотография экспериментальной установки. Все образцы одновременно размещались друг над другом на стеклотекстолитовых оправках в рабочем отверстии сверхпроводящего соленоида внешнего поля. Обмотка соленоида с внутренним диаметром 102, высотой 250 мм и индуктивностью $L = 0,83$ Гн содержала 4290 витков NbTi композитного сверхпроводника диаметром 0,85 мм.

В замкнутые кольца образцов s1 и s2, размещённые в криостате с жидким азотом, ток вводился трансформаторным способом. На внутреннем радиусе каждого образца были установлены датчики Холла. Кроме того, на образце s1 был установлен угольный термометр, расположенный на внешней поверхности образца напротив спаев.

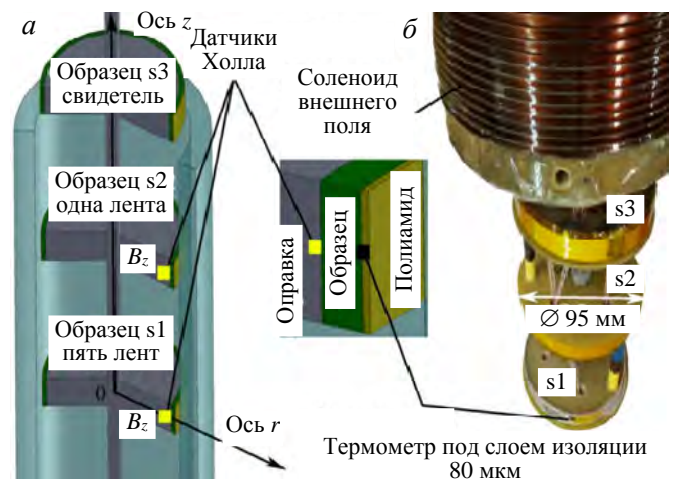


Рис. 2. Поперечное сечение (*а*) и фотография экспериментальной установки с образцами (*б*)

В ходе экспериментов в жидком азоте на соленоид внешнего поля производился разряд конденсаторной батареи для возбуждения электромагнитных колебаний. При росте магнитного поля во внешнем соленоиде на первой полуволне разряда в замкнутых образцах наводится экранирующий ток обратного направления. Внутренняя область образцов магнитно экранировалась. Характеристики колебательного контура и индуктивности образцов:

Сопротивление при 77 К, Ом . . .	12,7
Ёмкость, мФ . . .	1,18
Индуктивность соленоида, Гн . . .	0,83
Характерное время разряда, с . . .	0,13
Максимальное напряжение, В . . .	400
Максимальная скорость роста поля, Тл/с . . .	8
Коэффициент поле/ток в центре соленоида, мТл/А . . .	19,23
Частота колебаний, Гц . . .	5
Индуктивность образцов s1 и s2, мкГн . . .	0,175
Коэффициенты взаимной индукции с соленоидом внешнего поля, мГн:	
s1 . . .	0,129
s2 . . .	0,127

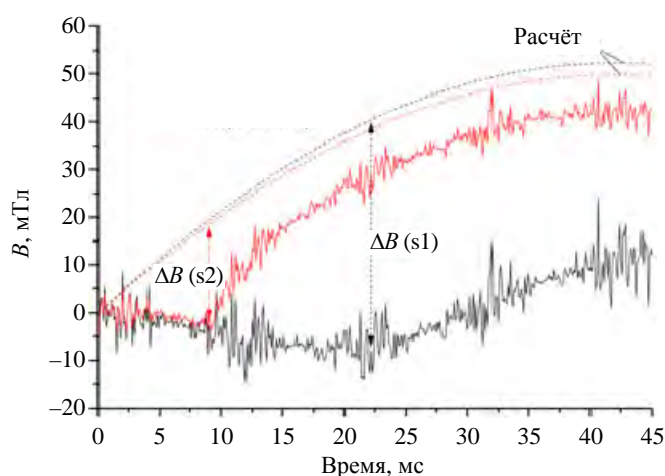


Рис. 3. Зависимость от времени внутреннего (эксперимент) и внешнего (расчёт) магнитных полей образцов s1 (—, пять лент) и s2 (—, одна лента) при разряде конденсатора на соленоид внешнего поля $U = 100$ В ($dB/dt = 2$ Тл/с) в жидком азоте, $T = 77$ К

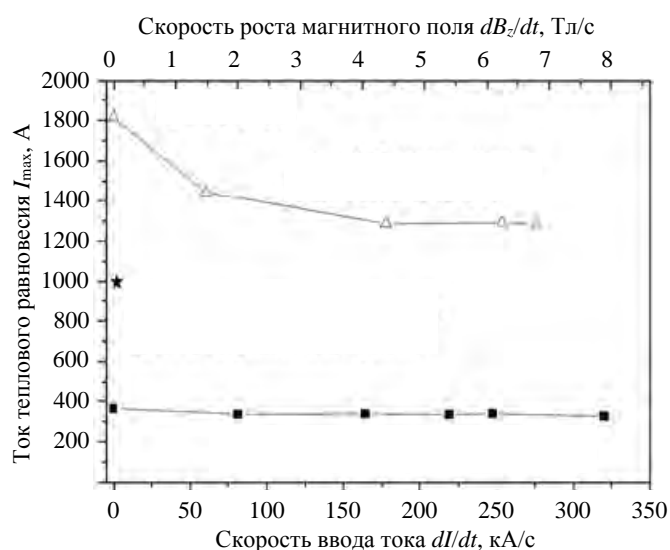


Рис. 4. Экспериментальные зависимости тока теплового равновесия для образцов s1 (Δ , пять спаянных лент SuperPower SF12100) и s2 (\blacksquare , одна лента SuperPower SF12100) от скорости ввода тока, $T = 77$ К; \star — рабочая точка тоководов на 18 кА для NICA в динамическом режиме

Временная зависимость внутреннего (эксперимент) и внешнего (расчёт) магнитных полей для образцов s1 (пять лент) и s2 (одна лента) в жидком азоте на примере разряда батареи конденсаторов напряжением 100 В ($dB/dt = 2$ Тл/с) показана на рис. 3. При оцифровке 10 кГц сигналы приведены с шумами, чтобы математическая обработка не искажала физическую картину. Незначительное отклонение внутреннего магнитного поля в область отрицательных значений объясняется неоднородностью радиального распределения осевого поля.

Моменты появления магнитного поля внутри образцов означают, что экранирующий ток достиг максимального значения I_{max} . Величина этого тока определялась по разнице величины расчётного внешнего поля и фиксируемого датчиком Холла внутреннего поля ΔB образцов s1 и s2. Значение скорости ввода тока в образец определялось как максимальный экранирующий ток, делённый на время его достижения от начала процесса разряда. Максимально достигнутые в наших экспериментах токи также можно определить как ток тепловой устойчивости, который определяется тепловым равновесием между генерацией тепла в сверхпроводящей ленте и теплосъёмом в хладагент [4].

Результаты серии экспериментов с разными скоростями наведения тока в образцах представлены в виде зависимостей $I_{max}(dI/dt)$. Относительная ошибка в определении экспериментальных значений тока тепловой устойчивости задавалась методикой обработки сигналов с датчиков Холла образцов и не превышала 5%.

На рис. 4 показаны экспериментальные зависимости тока теплового равновесия для образцов s1 (пять лент) и s2 (одна лента) от скорости ввода

тока. На верхней оси графика показана скорость изменения внешнего осевого магнитного поля dB_z/dt , параллельного широкой стороне образцов на их внешних радиусах.

При увеличении скорости ввода тока до 260 кА/с ток теплового равновесия ВТСП-пакета s1 снизился на ~30% (с 1815 до 1285 А). Ток образца из одиночной ленты s1 снизился незначительно, примерно на ~10%: I_{\max} (1 кА/с) = 363 А и I_{\max} (320 кА/с) = 325 А. Также на рис. 4 для сравнения показана рабочая точка динамического режима ВТСП-токовыводов коллайдера НИКА [5]. Видно, что единичный пакет из пяти спаянных ВТСП-2-лент обладает большим запасом тепловой устойчивости в режиме работы реального устройства.

ЭКСПЕРИМЕНТ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

Методика экспериментов в жидком гелии заключалась в следующем. В сверхпроводящий соленоид внешнего поля вводился ток с различными скоростями от 1 до 80 А/с (до $dB/dt = 1,6$ Тл/с), при этом с помощью датчиков Холла фиксировались внутренние магнитные поля образцов s1, s2, а также температура внешней поверхности образца s1 (угольный термометр был установлен на противоположной спаям стороне образца s1).

На рис. 5 для образца s1 показаны экспериментальные временные диаграммы внутреннего поля при скорости ввода тока в соленоид 10 А/с (0,2 Тл/с) на фоне расчётного магнитного поля внешнего соленоида. Хорошо видны периоды экранирования образцом s1 внешнего поля (B_e). Окончание периода экранирования означает переход образца в нормальное состояние и затухание экранирующего тока на локальной нормальной зоне, а затем возврат экранирующего тока в сверхпроводник. Причём термометр показывал слабую реакцию из-за временной задержки на тепловую диффузию от «горячего пятна» нормальной зоны.

На рис. 6 показаны результаты испытаний образцов в жидком гелии в виде зависимостей тока перехода (максимальный экранирующий ток), который можно трактовать также как ток теплового срыва, от скорости ввода тока. Исключением из зависимости являются первые точки слева с самым низким значением скорости ввода тока в образцы (≤ 1 кА/с). При такой скорости ввода тока переход отсутствовал, и после набора образцами максимального экранирующего тока устанавливалось тепловое равновесие, принципиально подобное поведению образцов в жидком азоте.

Рис. 6 демонстрирует необычный вид возрастающих зависимостей тока перехода образцов с ростом скорости ввода тока при огромной деградации относительно их критического тока при 4,2 К (>50%). Кроме того, на зависимостях $I_q(dI/dt)$ образцов явно присутствуют точки перегиба, разделяющие высокий начальный темп набора тока перехода с увеличением скорости ввода, и последующий, существенно более пологий ход кривой. Точки перегиба зависимостей $I_q(dI/dt)$ означают появление в образцах активных электрических сопротивлений, по-видимому, вызванных актами расслаивания или трещинообразования в сверхпроводящем слое 1 мкм керамики YBCO. Активное

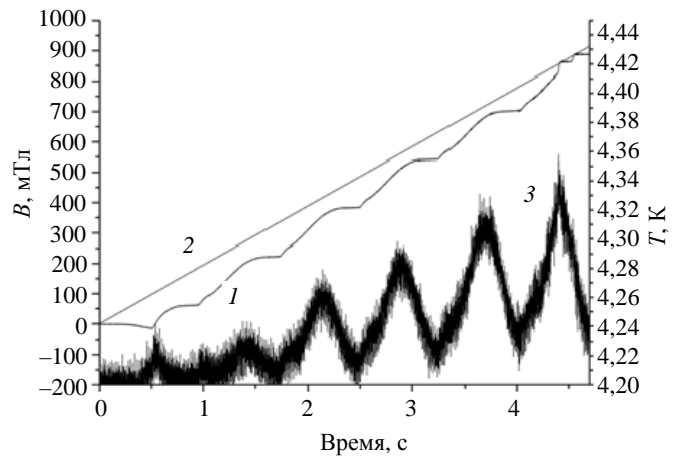


Рис. 5. Временные диаграммы внутреннего B_i (1) (эксперимент), внешнего B_e (2) (расчёт) магнитных полей и температуры T (3) поверхности образца s1 (пять лент) при вводе тока в соленоид внешнего поля со скоростью 10 А/с ($dB/dt = 0,2$ Тл/с) при 4,2 К

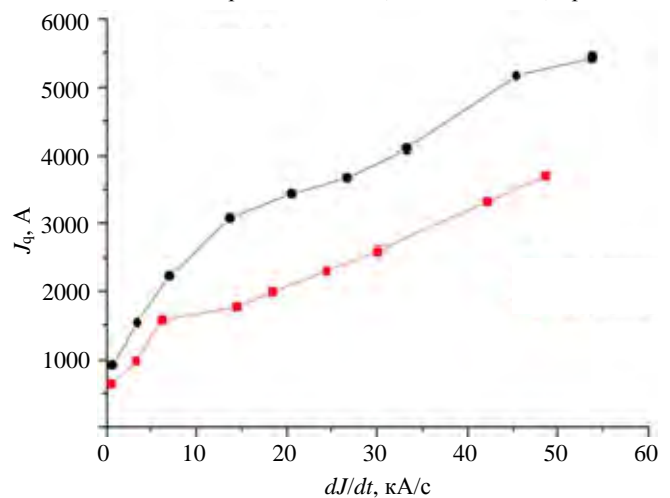


Рис. 6. Зависимость тока теплового срыва от скорости ввода тока при 4,2 К для образца s1 (●, пять лент в пересчёте на одну ленту) и образца s2 (■, одна лента)

электрическое напряжение (далее напряжение) в образце в моменты переходов в жидком гелии можно вычислить из разности ЭДС индукции, задаваемой в образце при вводе тока в соленоид (первичная обмотка) и индуктивного напряжения в образце (вторичная обмотка), определяемого экспериментально через скорость набора экранирующего тока до момента перехода.

На рис. 7 показаны зависимости напряжения в образцах от максимального экранирующего тока при переходах, за исключением первых точек слева, когда переходов не было. Там же обозначены сопротивления на линейных участках, где справедлив закон Ома ($R_q = dU_q/dI$). На зависимостях явно прослеживаются две области с существенно разными величинами сопротивлений. Низкие значения сопротивлений в левых частях графиков можно трактовать как сопротивления спаев образцов (R_j). При низких ЭДС индукции в образцах-кольцах (низкие скорости ввода тока в соленоид) спаи, а их два: вход тока из разрезанной ленты в перемычку и выход из неё в ленту (см. рис. 1) определяют максимальный экранирующий ток. Затем при большей скорости при определённом значении тока происходит акт расслаивания или растрескивания с выделением тепла непосредственно в сверхпроводящем слое и внезапным переходом образца в нормальное состояние. В образце появляется дефект с локальным, существенно более низким значением критического тока.

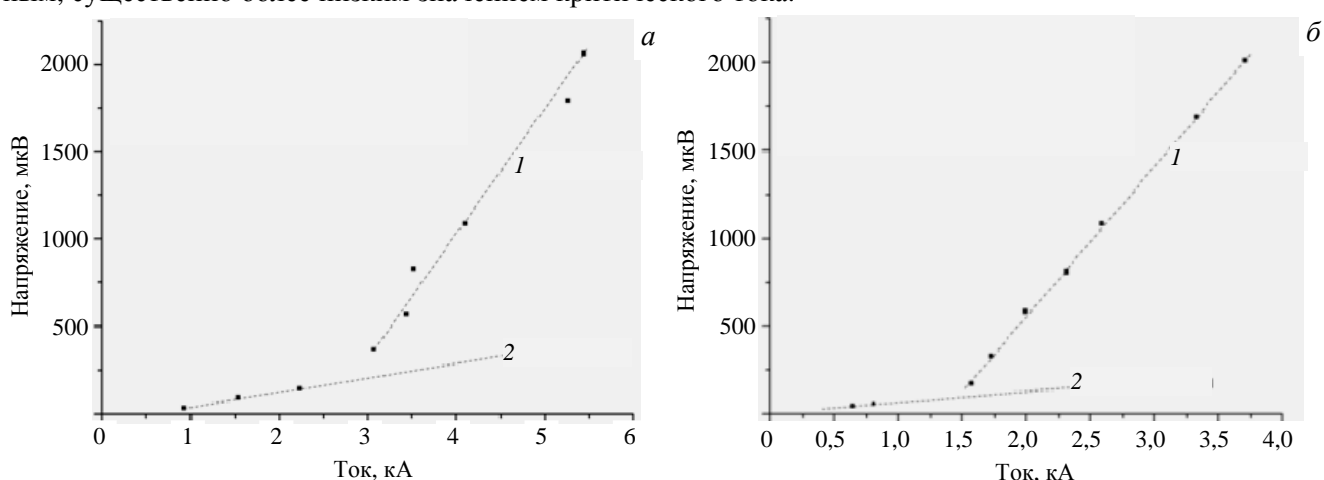


Рис. 7. Зависимость активного электрического напряжения в образцах от максимального экранирующего тока при переходе в нормальное состояние, $T = 4,2$ К: *a* — образец *s1* (пять спаянных лент без меди SP ($12 \times 0,6$), I — $R_q = 720 \pm 120$ нОм, 2 — $R_j = 84$ нОм); *б* — образец *s2* (одна лента, без меди SP ($12 \times 0,1$), I — $R_q = 890 \pm 30$ нОм, 2 — $R_j = 60$ — 65 нОм)

На рис. 8 показаны совмещённые временные диаграммы внутреннего магнитного поля (показания датчиков Холла) образца *s1* (пять лент SP) при первых трёх вводах тока в соленоид внешнего поля при 4,2 К со

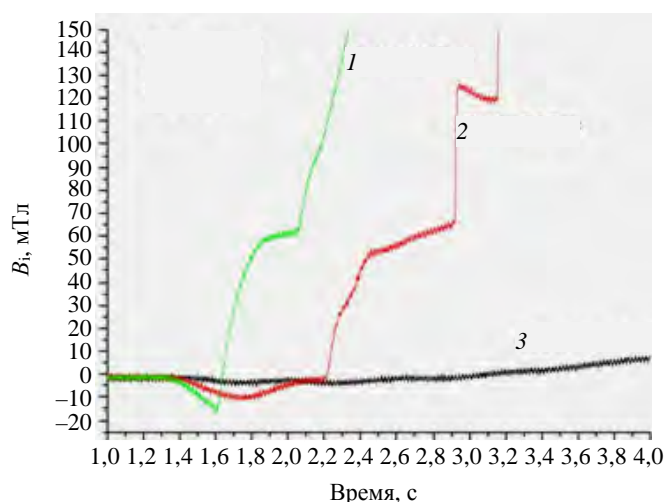


Рис. 8. Временные диаграммы внутреннего магнитного поля образца *s1* (пять лент SP) при первых трёх вводах тока в соленоид внешнего поля при 4,2 К со скоростями 10 А/с (0,2 Тл/с) (1), 5 А/с (0,1 Тл/с) (2) и 1 А/с (0,02 Тл/с) (3)

скоростями 1 А/с (0,02 Тл/с), 5 А/с (0,1 Тл/с) и 10 А/с (0,2 Тл/с). При скорости 1 А/с перехода в нормальное состояние нет и виден процесс набора экранирующего тока, максимум которого определяется сопротивлением спая образца кольца. При скорости 5 А/с (второй ввод тока) при выходе поля образца на нулевую отметку процесс набора экранирующего тока практически закончен и внутреннее поле образца должно начать следовать за внешним с разницей на экранирование, но происходит внезапный переход в нормальное состояние, по-видимому, связанный с актом механического повреждения сверхпроводящего слоя. В дальнейшем все переходы подобны переходу при третьем вводе тока в соленоид при 10 А/с (0,2 Тл/с): набор экранирующего тока, сопровождающийся ростом температуры места повреждения и тепловым срывом с нагревом до критической температуры.

Появление сопротивления, значительно превышающего сопротивление спаев, означает, что ток в образце обходит появившийся дефект по серебряному покрытию ленты. Длину l повреждения можно оценить, приравняв установившуюся величину активного сопротивления к сопротивлению серебряного покрытия на этом участке. Оценки показывают, что, например, при 4,2 К с реальным RRR серебряного покрытия, равным 25, у образцов s1 и s2 длины обхода дефекта равны $l_{s1} = 51$ мкм и $l_{s2} = 63$ мкм. Небольшую разницу можно объяснить тем, что в образце s1 (пять лент SP) малая часть тока уходит в другие ленты через большие поперечные переходные электрические сопротивления. Постоянство и близость значений этих активных электрических сопротивлений у s1 и s2 говорит об одинаковом механизме повреждения сверхпроводящего слоя. Для образцов s1 и s2 общей особенностью является перемычка спая.

Причиной переходов, по всей вероятности, были акты расслаивания или трещинообразования в сверхпроводящем слое перемычки спая образца s2 (SP) и последней перемычки спая пятого витка-кольца у образца s1 (см. рис. 1). Это утверждение основано на том факте, что при экранировании внешнего увеличивающегося магнитного поля в образце s1 экранирующий ток сначала заполняет сечение внешнего по радиусу кольца и затем по мере приближения к критической плотности тока продвигается к внутреннему кольцу (модель критического состояния). О том же месте появления дефекта в образце s2 говорит равенство установившихся активных электрических сопротивлений обхода током дефекта по серебряной матрице в динамическом режиме быстрого ввода тока. Причиной появления самого механического дефекта в сверхпроводящем ВТСП-2-слое перемычки спая в образцах служит взаимодействие между сжимающими тонкий слой силами в осевом направлении (силы Ампера от взаимодействия экранирующего тока и собственного радиального магнитного поля), прижимающими к оправке силами в радиальном направлении (взаимодействие экранирующего тока и внешнего поля) и растягивающими силами в тангенциальном направлении из-за нагрева перемычки джоулевым теплом от двух спаев. Причём первые две силы приложены к тончайшему сверхпроводящему слою, а третья — ко всему сечению ленты [6, 7].

Последующие переходы образцов уже вызваны нагревом места дефекта до критической температуры. Оценки показывают, что, например, для образца s2 критические перегревы (ΔT_{cs}) составляют 64 К для тока перехода 807 А (0,6 кА/с) и 26 К для тока перехода 3704 А (49 кА/с). Такие перегревы вполне возможны, поскольку большое тепловое сопротивление между «горячим пятном» на образце и жидким гелием позволяет отводить тепло с коэффициентом теплоотдачи не выше 100 Вт/(м²·К).

ПОВТОРНЫЕ ИСПЫТАНИЯ В ЖИДКОМ АЗОТЕ

Появление механических дефектов и активных электрических сопротивлений обхода током дефекта по серебряной матрице в динамическом режиме в образцах при охлаждении до 4,2 К (испытания в жидком гелии) и необычный характер зависимости тока теплового срыва от скорости ввода тока (вместо спадающей зависимости практически линейно возрастающая зависимость, подобная закону Ома) привели нас к мысли о проведении повторных испытаний в жидком азоте. На рис. 9 показаны результаты повторных измерений после испытаний в жидком гелии, а также результаты первичных измерений до ис-

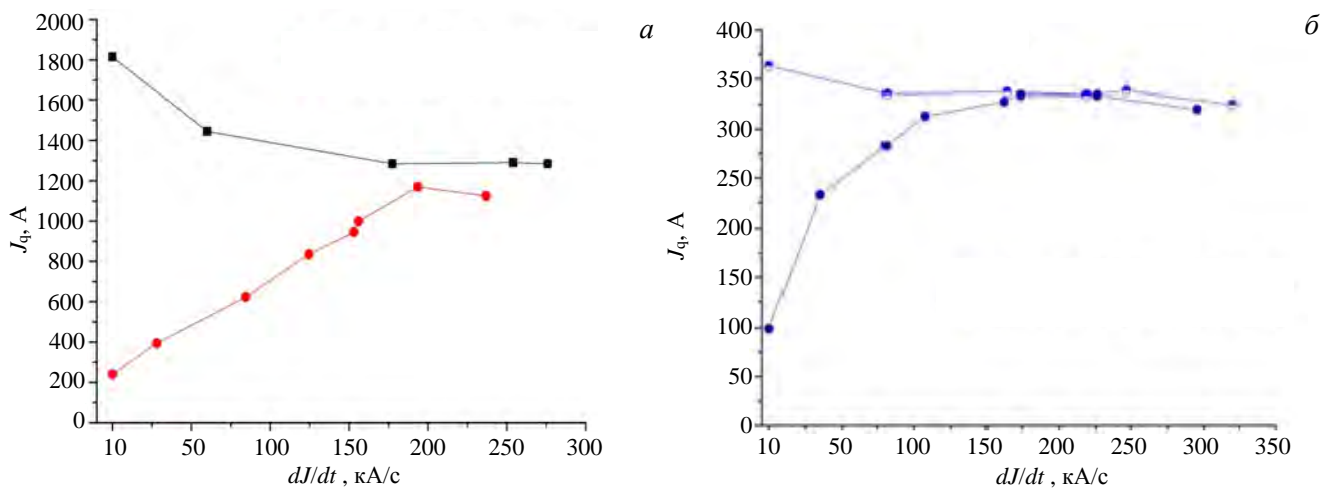


Рис. 9. Зависимость максимального экранирующего тока теплового равновесия от скорости ввода тока в жидком азоте до и после испытаний в жидком гелии: а — образец s1, пять лент SP, 77 К перед 4,2 К (■), после 4,2 К (●); б — s2, одна лента SP, 77 К перед 4,2 К (●), после 4,2 К (●)

пытаний в жидком гелии. При повторных испытаниях так же, как и при первичных, не наблюдалось переходов в нормальное состояние и максимальный экранирующий ток являлся током теплового равновесия с хладагентом.

На рис. 9 видно, что при повторных измерениях существуют две похожие области кривых для трёх образцов. В левых областях графиков до определённого уровня индуктивного напряжения, задающего скорость ввода экранирующего тока, зависимости практически линейные. В правых областях графиков зависимость медленно спадающая, практически совпадающая с кривыми первоначальных измерений в жидком азоте. Ясно, что в первой области работает закон Ома и ток теплового равновесия (максимальный экранирующий ток) ограничивается сопротивлением обхода дефекта в динамическом режиме, тогда как во второй области ток теплового равновесия определяется критическими свойствами образцов.

Интересным является вопрос о соотношении сопротивлений обхода током механического дефекта сверхпроводящего слоя через серебряную матрицу в жидком гелии и в жидком азоте (вторые испытания после гелия). В табл. 2 приведены значения этих сопротивлений и их отношений.

Т а б л и ц а 2. Активные электрические сопротивления образцов s1 и s2 по достижении максимального экранирующего тока при температурах 4,2 и 77 К (повторные испытания) и их отношения

Образец	R_q (4,2 К), мкОм	R_q (77 К), мкОм	R_q (77 К)/ R_q (4,2 К)
s1 (пять лент)	$0,72 \pm 0,12$	$2,8 \pm 0,8$	$3,9 \pm 1,3$
s2 (одна лента)	$0,89 \pm 0,03$	$4,0 \pm 0,9$	$4,5 \pm 1,0$

Если вычислить длину участка обхода током в жидком азоте, получаются следующие значения: $l_{s1}(77 \text{ К}) = 47 \pm 13$ мкм, а $l_{s2}(77 \text{ К}) = 68 \pm 15$ мкм. Практически в пределах ошибок эти значения совпадают с длинами обтекания в жидком гелии.

ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗРЕЗАННЫХ ОБРАЗЦОВ

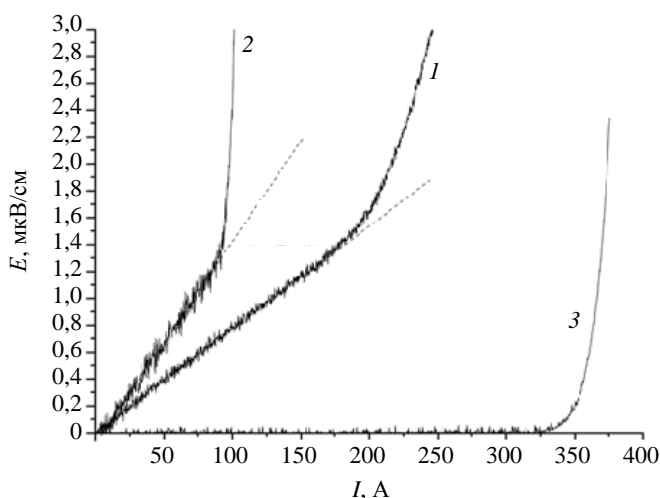


Рис. 10. Вольт-амперные характеристики разрезанных образцов-колец s1 (пять лент SP, $J_c = 240$ А, $R = 115$ нОм) (1), s2 (одна лента SP, $J_c = 99$ А, $R = 127$ нОм) (2) и образца-свидетеля s3 (одна лента SP, $J_c = 363$ А) (3) в жидком азоте после испытаний в жидком гелии, $T = 77$ (после 4,2 К)

Важным является вопрос, насколько механический дефект сверхпроводящего слоя ленты ВТСП-2 является критичным, т.е. какова потеря критического тока. Чтобы сравнить критические токи образцов с дефектами s1 и s2 с критическим током образца-свидетеля s3 (пять лент), образцы с дефектами были разрезаны и с них сняты вольт-амперные характеристики (ВАХ). Эти характеристики представлены на рис. 10.

Необходимо подчеркнуть, что образец-свидетель термоциклов s3 подтвердил свой критический ток 363 А. ВАХ образцов s1 и s2 наложены на линейный рост электрического поля с увеличением тока, определяемый по закону Ома сопротивлением спаев образцов. По сравнению с $T = 4,2$ К при 77 К они в 1,4—2 раза больше.

На рис. 10 видно резкое снижение критического тока от 363 А (у образца-свидетеля s3) до 48 А на одну ленту у образца s1 и до 99 А у образца s2. При сравнении с рис. 6 видно, насколько различны ток теплового равновесия в динамическом режиме и критический ток по критерию 1 мкВ/см у образца s2 с дефектом: 325 А при 320 кА/с и 99 А при 1 А/с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована токнесущая способность ВТСП-лент второго поколения SF12100 в экстремальных динамических режимах при температуре жидкого азота и жидкого гелия. Предложенная методика эксперимента, в которой образцы сверхпроводящих лент в виде замкнутых колец экранировали

внешнее быстропеременное магнитное поле, позволила измерить свойства образцов при скоростях ввода тока до 350 кА/с.

Сравнительные эксперименты в жидком азоте подтвердили высокую тепловую стабильность ВТСП-2-лент как в одноленточных образцах, так и в паяных пачках из пяти лент при скоростях изменения внешнего магнитного поля вплоть до 8 Тл/с. Измеренное падение токов теплового равновесия составило 10% для образцов из одиночной ленты (I_{CS2} (1 А/с) = 363 А и I_{QS2} (321 кА/с) = 325 А) и 30% для образцов из пяти пропаянных лент (I_{CS1} (1 А/с) = 1815 А и I_{QS1} (280 кА/с) = 1285 А).

При испытаниях в жидком гелии у обоих образцов обнаружено появление единичного механического дефекта сверхпроводящего слоя. При этом зафиксировано значительное снижение критического тока от 3,7 раза у s2 (одна лента) до 7,6 раза у s1 (пять лент) по сравнению с током короткого образца. Установившееся активное электрическое сопротивление обхода током дефекта по серебряной матрице составило у обоих образцов ~1 мкОм при 4,2 К и ~4 мкОм при 77 К. Джоулево тепловыделение на этом сопротивлении приводило к локальным перегревам в жидком гелии, тепловым срывам и преждевременным переходам в нормальное состояние.

Повторные испытания образцов с механическими дефектами в жидком азоте после жидкого гелия показали, что при низких ЭДС индукции ток теплового равновесия (без переходов в нормальное состояние он является максимальным экранирующим током) сначала определяется активным электрическим сопротивлением обхода дефекта в динамическом режиме. При больших ЭДС (большие скорости ввода тока ~200 кА/с) достигнутые токи уже определяются критическими свойствами образцов и токи теплового равновесия для 77 К до и после 4,2 К практически начинают совпадать, несмотря на наличие дефекта.

Полученные результаты могут оказаться полезны при проектировании быстроциклирующих сильноточных сверхпроводниковых устройств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Heller R., Fietz W.H., Gröner F., Heiduk M., Hollik M., C. Lange, Lietzow R. Test results of a 20 kA high temperature superconductor current lead using REBCO tapes. — Superconductor Science and Technology, 2018, vol. 31 (5), p. 055014.
2. Kovalev I.A., Surin M.I., Naumov A.V., Novikov M.S., Novikov S.I., Ilin A., Polyakov A.V., Scherbakov V.I., D.I. Shutova. Test results of 12.8 kA ReBCO coated conductor current leads. — Cryogenics, 2017, vol. 85, p. 71—7.
3. <http://www.superpower-inc.com/content/2g-hts-wire>.
4. Rakhmanov A.L., Vysotsky V.S., Ylyin Yu.A., Kiss T., Takeo M. Universal scaling law for quench development in HTSC devices. — Cryogenics, 2000, vol. 40 (1), p. 19—27.
5. Kovalev I.A., Surin M.I., Naumov A.V., Novikov M.S., Novikov S.I., Ilin A.A., Polyakov A.V., Scherbakov V.I., D.I. Shutova. HTS current leads for the NICA accelerator complex. — Cryogenics, 2018, vol. 94, p. 45—55.
6. Yanagisawa Y., Nakagome H., Takematsu T., Takao T., Sato N., Takahashi M., Maeda H. Remarkable weakness against cleavage stress for YBCO-coated conductors and its effect on the YBCO coil performance. — Physica C: Superconductivity and its Applications, 2011, vol. 471 (15—16), p. 480—485.
7. Liu L., Zhu Y., Yang X., Qiu T., Zhao Y. Delamination properties of YBCO tapes under shear stress along the width direction. — IEEE Trans. Appl. Supercond, 2016, vol. 26 (6), p. 6603406.



Алексей Андреевич Ильин, ведущий инженер, Отделение сверхпроводимости; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
fr1st@mail.ru



Иван Алексеевич Ковалев, в.н.с., к. техн. н., Отделение сверхпроводимости; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
kovalev_ia@nrcki.ru



Сергей Леонидович Круглов, в.н.с., д. техн. н., Отделение сверхпроводимости; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
kruglov-sl@yandex.ru



Алексей Вячеславович Поляков, м.н.с., Отделение сверхпроводимости; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
alxadress@gmail.com



Дарья Игоревна Шутова, н.с., к.ф.м.н., Отделение сверхпроводимости; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
shutovadi@mail.ru



Владимир Игоревич Щербаков, главный специалист, Отделение сверхпроводимости; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
v0v04ka@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 3 февраля 2020 г.
После доработки 29 июня 2020 г.
Принята к публикации 24 сентября 2020 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 66—74.

УДК 621.039.61:539.125.523.348

ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА МАЛОЙ МОЩНОСТИ ДЛЯ ОЦЕНКИ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БЛАНКЕТОВ

А.А. Борисов, Н.А. Дерябина

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В последние годы академик РАН Е.П. Велихов с коллегами-ядерщиками изложил своё видение решения проблемы наработки делящегося топлива для тепловых ядерных реакторов в blankets термоядерных реакторов. В этих статьях было показано, что количество ^{233}U , необходимое для работы реактора на тепловых нейтронах мощностью 3,2 ГВт (тепл.), может быть наработано в blanketе термоядерного реактора мощностью 400 МВт (тепл.). Большинство работ, посвящённых использованию гибридных термоядерных реакторов (ГТР) для наработки делящегося материала, выполнено, исходя из общих фундаментальных ядерных свойств изотопов по их взаимодействию с нейтронами, имеющими разную энергию, без использования адекватных геометрических моделей реакторов. В настоящей работе этот пробел восполняется созданием и описанием трёхмерной нейтронно-физической модели, максимально воспроизводящей конфигурацию и конструкцию компонентов термоядерного реактора и служащей базовым инструментом для анализа нейтронно-физических характеристик ГТР, в первую очередь, скорости наработки делящихся изотопов ^{233}U и ^{239}Pu .

Ключевые слова: гибридный термоядерный реактор, трёхмерная модель термоядерного реактора, наработка делящегося топлива, blanket с расплавом ториевой соли, изменение концентрации делящегося материала со временем.

3D-MODEL OF A LOW-POWER THERMONUCLEAR REACTOR FOR ESTIMATION OF BLANKET NEUTRON CHARACTERISTICS

A.A. Borisov, N.A. Deryabina

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

In recent years, academician E.P. Velikhov and his colleagues outlined their vision of solving the problem of fissile fuel production for thermal nuclear reactors in thermonuclear reactor blankets. It was shown in these articles that the amount of ^{233}U required to operate a 3.2 GW (th) thermal reactor can be produced in a blanket of a 400 MW (th) fusion reactor. Most of the works devoted to the use of hybrid thermonuclear reactors (GTR) for the production of fissile material have been carried out based on the general fundamental nuclear properties of isotopes in their interaction with neutrons having different energies, without using adequate geometric models of reactors. In the present work, this gap is filled by the creation and description of a 3D-fusion reactor model that maximally reproduces the configuration and design of the reactor components and serves as a basic tool for analyzing the GTR neutron characteristics, primarily the production rate of fissile isotopes ^{233}U (^{233}U) and ^{239}Pu .

Key words: hybrid fusion reactor, 3D-model of a fusion reactor, fissile fuel production, blanket with molten thorium salt, change in the concentration of fissile material over time.

DOI:10.21517/0202-3822-2020-43-4-75-87

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы академик Е.П. Велихов совместно со специалистами-ядерщиками озвучили свое видение наработки ядерного горючего для тепловых ядерных реакторов (ЯР) в blanketе термоядерного реактора [1]. Они показали, что годовое потребление ^{233}U (~1250 кг) в тепловом реакторе мощностью 3200 МВт (тепл.) может быть наработано за тот же период времени в blanketе гибридного термоядерного реактора (ГТР) мощностью 470 МВт (тепл.).

Следует отметить, что проекты ГТР прорабатывались профессором В.В. Орловым с сотрудниками [2—4] в середине 1980-х годов именно как системы, подпитывающие тепловые ЯР в ядерной энергетике. Тогда они были ориентированы на обязательное получение в blanketе коэффициента наработки трития $K_T > 1,05$ (полное воспроизводство сгоревшего трития в плазме реактора), имели большую тепловую мощность >6 ГВт и нейтронную нагрузку на первую стенку не ниже 1 МВт/м², что требовало иметь установку с большим размером вакуумной камеры (с большим радиусом $R \geq 6$ м). В настоящее время для ряда российских учёных считается привлекательным термоядерный реактор малых размеров с большим радиусом камеры $R \sim 3$ м и малой термоядерной мощностью 5—40 МВт.

За четыре десятка лет, прошедших с того времени, как начался анализ характеристик ГТР, у специалистов существенно изменилось понимание этих систем. Особенную роль в этом сыграло их участие в международной кооперации над проектом ИТЭР. Параллельно с этим существенно изменились в лучшую сторону и программные коды, которые необходимы для обоснования правильности выбора конструкторских решений в области проектирования термоядерного реактора: программы нейтронно-физических расчётов, теплофизических характеристик, прочностных и т.д.

Большинство научных работ [5—10], посвящённых использованию ГТР как наработчика делящегося материала выполнено, исходя из общих фундаментальных ядерных свойств изотопов по их взаимодействию с нейтронами различной энергией без использования адекватных геометрических моделей реакторов. В настоящей работе предлагается восполнить этот пробел с создания и описания трёхмерной нейтронной модели, максимально воспроизводящей геометрическую конфигурацию и конструкцию элементов термоядерного реактора, которая явилась бы базовым инструментом для анализа нейтронно-физических характеристик ГТР и, в первую очередь, скорости наработки делящихся ^{233}U и ^{239}Pu в бланкете.

НЕЙТРОННАЯ МОДЕЛЬ ГИБРИДНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ГТР-40

При создании новой трёхмерной нейтронной модели (именуемой далее по тексту ГТР-40) большая часть элементов конструкции — положение магнитов и контуры вакуумного корпуса, а также геометрических параметров систем были заимствованы из концептуального проекта термоядерного источника нейтронов ТИН термоядерной мощностью 40 МВт [11]. При создании своей концептуальной нейтронной модели ГТР-40, особенно в части бланкета, конструкция которого не приобрела окончательного вида, было решено следовать принципу разумности и подобности одинаковых систем, а также основываться на знаниях конструкции ИТЭР и содержании ранних российских проектов ГТР [3, 4].

Нейтронная модель ГТР-40 представляет собой сектор в 60° в тороидальном обходе между плоскостями, смещёнными относительно центральной плоскости ZX на угол -40° и $+20^\circ$. Она содержит следующие компоненты реактора: здание и криостат, три (из 16) тороидальных и восемь полоидальных магнитов, соленоид, сплошной вакуумный корпус, инжекторный канал, бланкет, первую стенку и диверторные кассеты. Общий вид трёхмерной нейтронной модели ГТР-40 показан на Рис. 1.

Под бланкетом в нейтронной модели понимается набор модулей, установленных между плазмой и внутренней поверхностью вакуумного корпуса (ВК) (см. рис. 1). Каждый модуль, имеющий форму усечённого сектора, может быть ориентирован боковыми гранями или вдоль магнитных линий, или поперёк них, следуя передней поверхностью за профилем плазмы. Модуль ограничен стальными стенками, внут-

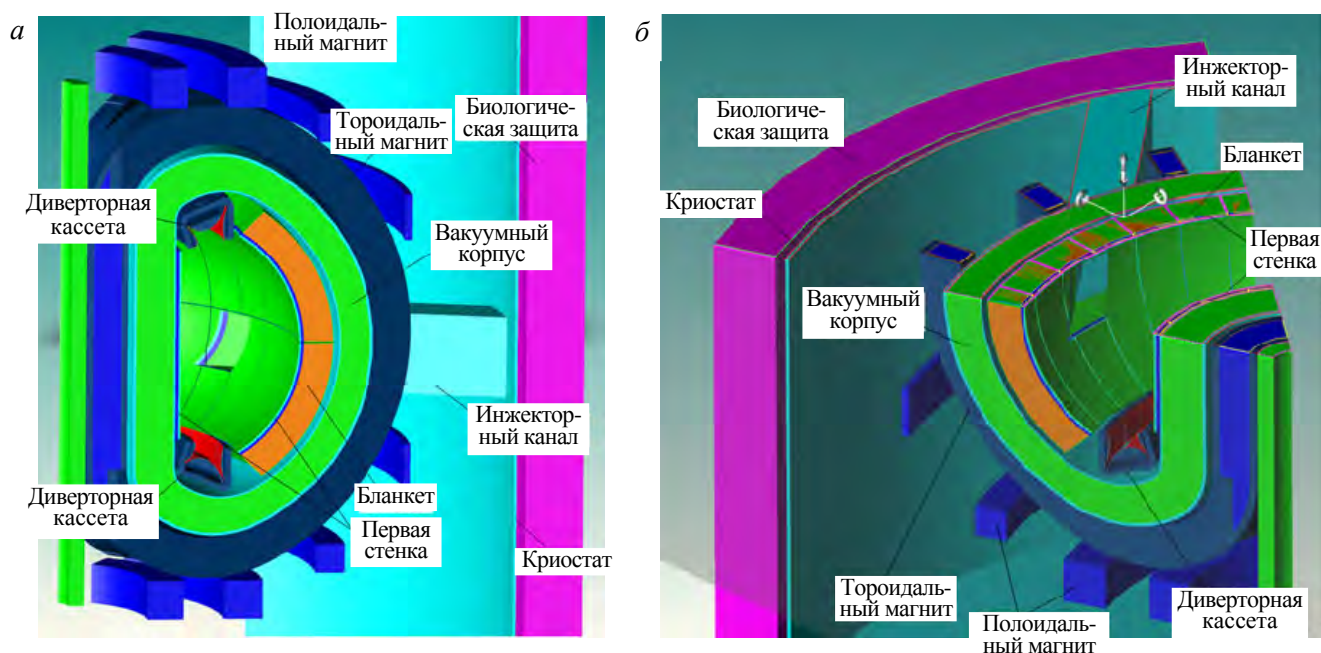


Рис. 1. Вид модели ГТР-40: *a* — общий вид со стороны боковой границы сектора; *б* — вид на горизонтальный разрез реактора

ри которых выделены функциональные зоны: первая стенка, зона для наработки делящегося материала, зона отражателя и (или) производства трития, зона коллекторов для подачи и отвода теплоносителя. Нейтронная модель имеет только внешний бланкет.

В двух диверторных областях — на нижних и верхних усах сепаратрисы — размещены диверторные кассеты с водяным охлаждением, в каждой из которых купол и приёмные пластины защищены бериллиевыми экранами от излучения плазмы. В верхней и нижней диверторных областях нейтронной модели размещается по три кассеты. Каждая из них имеет угловую ширину $\sim 10^\circ$ и установлена с зазором 2 см к соседним кассетам. В настоящей модели ГТР вместо внутреннего бланкета смоделирована лишь первая стенка, аналогичная той, что имеет внешний бланкет.

Были рассмотрены два типа внешнего бланкета: вариант, в котором модули заполнены цилиндрическими твэлами тепловыделяющей сборки ВВЭР, и вариант, где через модули непрерывно прокачивается расплавленная соль. В каждом из них в нейтронной модели смоделирована первая стенка, состоящая из трёх слоёв, заполненных гомогенной смесью материалов. Первый (внешний) слой — смесь с долями материалов в объёме слоя: 92% Ве и 8% пустоты. Его толщина равна 1 см. Второй слой толщиной 2,9 см — смесь 83% Cu—Cr—Zr, 9% воды, 4% стали SS316 и 4% пустоты. Третий слой толщиной 4,85 см наполнен на 81% сталью SS316, 16% водой и 3% пустоты. Внешний бланкет ГТР-40 располагается напротив внутренней первой стенки вдоль внешней части ВК. Его полоидальный профиль повторяет профиль ВК. Суммарная толщина слоёв первой стенки равна 8,75 см, толщина модулей бланкета — ~ 50 см.

В тестовых расчётах по оценке нейтронно-физических параметров ГТР-40 принято, что все модули объединены в бланкете без зазоров. Бланкет имеет гомогенный состав материалов и упрощён до нескольких чередующихся радиальных слоёв. В этом случае получаемые результаты для ГТР-40 будут, вероятно, самыми оптимистичными, что тем не менее позволит в дальнейшем выбрать наиболее перспективный вариант для создания уже гетерогенной трёхмерной конфигурации бланкета реактора. Гомогенный состав бланкетов рассчитывался, исходя из гетерогенной конфигурации каждого типа бланкета.

Контур вакуумного корпуса в модели создан тороидальными поверхностями. В горизонтальном сечении $PZ = 0,0$ см внутренняя часть вакуумного корпуса ограничена радиусами 141—213 см, а внешняя часть — 495—555 см. Внешний стальной лист ВК имеет толщину 5 см, внутренний — 3 см. Пространство между стальными листами ВК заполнено гомогенной композицией материалов со следующими долями: 44,12% воды (плотностью $0,946$ г/см³), 41,82% борированной стали SS304B4 (1% бора В); 10,14% стали SS316L(N)-IG и 3,92% стали XM-19 [12]. Толщина внутренней части ВК равна ~ 64 см, наружной — ~ 52 см. В нейтронной модели ВК не имеет каких-либо проходов или портов. В настоящей нейтронной модели (сектор 60°) через ВК проходит лишь пустой инжекторный канал, имеющий поперечное прямоугольное сечение 50 на 100 см, ось которого повёрнута относительно оси координат модели X на угол 54° . Толщина стальных стенок канала в зоне бланкета ВК равна 1 и 20 см за его границей.

Вокруг ВК в нейтронной модели размещены три тороидальных магнита (ТМ) около вертикальных плоскостей, повёрнутых относительно центральной плоскости модели ZX на углы $+10^\circ$, -10° и -30° . Внутренняя часть корпуса ТМ заполнена гомогенной смесью материалов: сталь, гелий, изоляция и др., состав которой заимствован из нейтронной модели ИТЭР Clite2 [13]. Также в модели размещено восемь полоидальных магнитов.

Криостат реактора выполнен в виде стального цилиндрического слоя толщиной 5 с радиусом ~ 800 см, взятым от центральной вертикальной оси Z . За ним установлены бетонные стены биологической защиты толщиной 100 см. В центре нейтронной модели перед внутренней ногой ТМ моделируется стальной цилиндрический соленоид с внешним радиусом 60 и высотой 920 см.

В тестовых расчётах нейтронной модели ГТР-40 в качестве сырьевого топлива использован торий ^{232}Th без добавок в него ^{233}U или ^{239}Pu в начальной загрузке.

ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ

Для нейтронных расчётов в модели ГТР-40 принято, что реактор имеет термоядерную мощность 40 МВт, т.е. полный выход термоядерных нейтронов источника со средней энергией 14,1 МэВ равен $1,42 \cdot 10^{19}$ н./с, или в расчёте на 60° сектор $2,37 \cdot 10^{18}$ н./с.

Центр плазмы установлен в точке с радиусом 333,0 см относительно вертикальной оси координат, находящейся в точке (0, 0, 0) системы прямоугольных координат геометрической модели, и на высоте, равной 9 см. Вид объёмного распределения плазмы, созданный для расчётов концептуальной нейтронной модели ГТР-40 в вертикальном её сечении, показан на Рис. 2, а.

График распределения нейтронной нагрузки на первую стенку модели ГТР-40 для данного объёмного источника нейтронов показан на Рис. 2, б. Для внешнего blankets максимальная нагрузка будет между полоидальными углами 10° и 25° и равна 1,71 МВт/м². На поверхности внутренней первой стенки около сечения $PZ = 9$ см она равна 1,64 МВт/м².

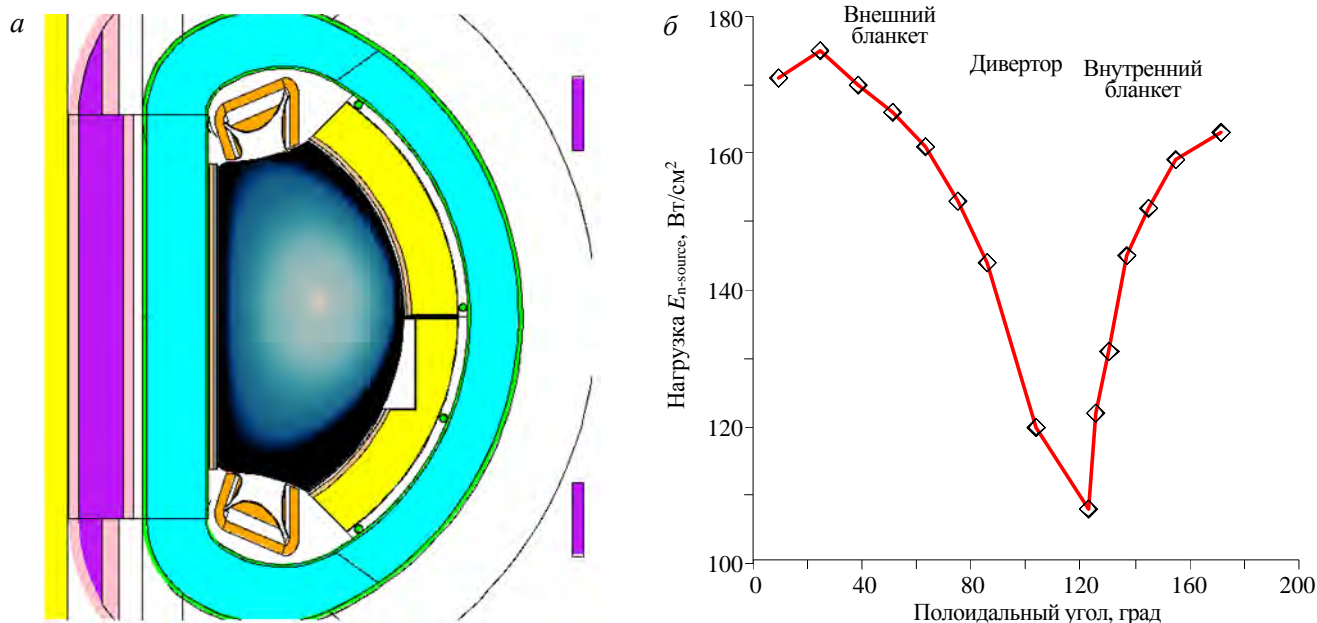


Рис. 2. Распределение плотности плазмы в вертикальном сечении модели ГТР-40 (а) и нагрузки источника нейтронов со средней энергией 14,1 МэВ на первую стенку реактора в зависимости от полоидального угла (б)

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ ПОТОКОВ НЕЙТРОНОВ И ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

Расчёт нейтронно-физических параметров ГТР-40 выполнен с использованием кода MCNP-4A [14] и библиотеки ядерных данных FENDL-2.1 [15] для объёмного источника термоядерных нейтронов со средней энергией 14,1 МэВ. Статистическая погрешность нейтронных параметров, значение которых приведено далее, будет менее 5%.

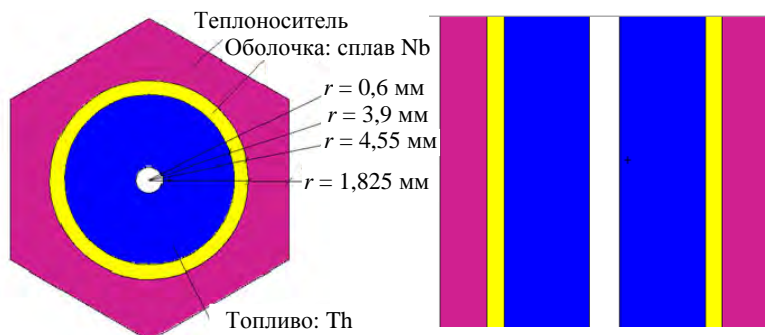


Рис. 3. Фрагменты сечений ячейки со стержневым ТВЭлом

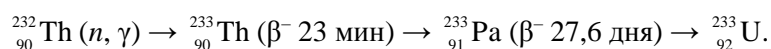
ТВЭЛЬНЫЙ БЛАНКЕТ

Для твэльного варианта blankets за основу была взята конфигурация тепловыделяющей решётки реактора ВВЭР-1000. Фрагмент сечений ячейки этой решётки показан на рис. 3. В горизонтальном сечении ячейка имеет форму правильного шестиугольника, в центре которого установлен твэл (тепловыделяющий элемент активной зоны реактора) диаметром 9,1 мм. Расстояние между центрами соседних твэлов равно 12,75 мм, расстояние между их стенками 3,65 мм. Радиус твэла составляет 4,55 мм при толщине оболочки из сплава Zr (2,5% Nb) 0,65 мм. Центральное отверстие в твэле имеет радиус 0,6 мм, металлический подслои между топливом и оболочкой в твэле не учитывается.

В такой ячейке объёмная доля топлива равна 0,3314, теплоносителя 0,5380, циркониевого покрытия 0,1226 и пустоты 0,0080. В гомогенном слое бланкета нейтронной модели для металлического тория Th плотностью 11,7 г/см³ число ядер тория равно 0,010069 · 10²⁴ ядер/см³.

В качестве теплоносителя исходного варианта твэльного бланкета использована вода (0,95 г/см³). В реакторе полное число нейтронов на один нейтрон источника составляет 1,414 н. Основной дополнительный вклад к нейтрону источника дают нейтроны реакции (*n*, 2*n*). Он составляет 0,361 н. Нейтронов деления в бланкете рождается всего 0,0526 н. для числа делений ядер тория 0,0156. Полное число реакций (*n*, 2*n*) определяется размножением нейтронов источника в материалах первой стенки и равно 0,252 н. (0,061 во внутренней и 0,191 во внешней стенке бланкета). В материалах бланкета число реакций (*n*, 2*n*) составляет 0,067, диверторных каскет — 0,019, вакуумного корпуса — 0,018.

В материалах гомогенной смеси бланкета Th, Zr и H₂O поглощается 0,560 н. Число радиационных захватов нейтронов в тории равно 0,497 н., т.е. 35% от полного числа нейтронов в реакторе. Эта реакция радиационного захвата нейтронов ядрами тория является началом цепочки превращений, обеспечивающих появление ²³³U:



В первой стенке внешнего бланкета поглощается 0,293 н. Материалы внутренней первой стенки поглощают 0,096 н., диверторных каскет — 0,216 н., вакуумного корпуса — 0,250 н.

В бланкете по радиальным его слоям толщиной ~6 см в зоне наработки ²³³U число реакций радиационного захвата нейтронов ядрами тория составляет (в единицах н.): 0,143, 0,133, 0,086, 0,065, 0,028, 0,018, 0,013, 0,0098, т.е. наработка урана уменьшается по радиусу твэльного бланкета толщиной ~50 см в ~15 раз. В первой половине бланкета толщиной ~25 см наработка ²³³U равна 0,427 реакций (86%), во второй — 0,069 реакций (14%).

ПОТОК НЕЙТРОНОВ

Максимальный полный по энергии поток нейтронов, равный ~6,0 · 10¹³ н./(см²·с), будет в слоях первой стенки реактора. По радиусу зоны наработки урана внешнего бланкета он уменьшается от значения ~3,0 · 10¹³ н./(см²·с) до ~1,0 · 10¹² н./(см²·с). Во внутреннем стальном слое ВК, расположенном за внешним бланкетом (в сечении *PZ* = 9 см), полный поток нейтронов составит 1,23 · 10¹² н./(см²·с), поток быстрых нейтронов энергией >0,1 МэВ — 5,8 · 10¹¹ н./(см²·с), во внешнем стальном слое ВК эти величины равны 5,15 · 10¹⁰ н./(см²·с) и 2,47 · 10¹⁰ н./(см²·с) соответственно. Во внутреннем корпусе тороидальных магнитов полный по энергии поток нейтронов равен 3,62 · 10¹⁰ н./(см²·с) и энергией >0,1 МэВ — 1,67 · 10¹⁰ н./(с), во внешнем слое корпуса магнита — 2,48 · 10¹⁰ н./(см²·с) и 0,99 · 10¹⁰ н./(см²·с) соответственно.

Во внутренней части реактора во внутреннем стальном слое ВК, расположенном за внутренней первой стенкой, полный по энергии поток нейтронов составит 2,28 · 10¹³ н./(см²·с) и энергией >0,1 МэВ — 1,82 · 10¹³ н./(см²·с), во внешнем стальном слое ВК — 4,85 · 10⁹ н./(см²·с) и 3,05 · 10⁹ н./(см²·с) соответственно. Во внутреннем корпусе внутренней ноги тороидального магнита полный по энергии поток нейтронов равен 4,22 · 10⁹ н./(см²·с) и быстрый 2,41 · 10⁹ н./(см²·с), во внешнем — 8,48 · 10⁶ н./(см²·с) и 1,90 · 10⁶ н./(см²·с) соответственно. Поток нейтронов в 100-групповой энергетической шкале в нескольких зонах бланкета показан на рис. 4.

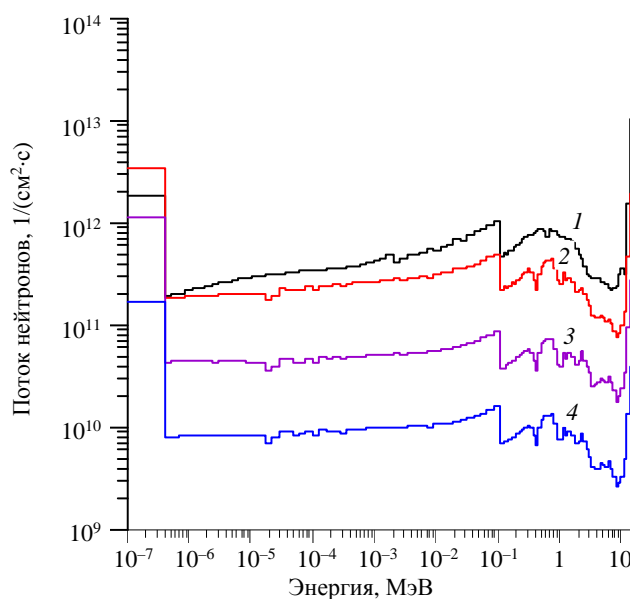


Рис. 4. Спектральный поток нейтронов в бланкете F_{tot} , н./(см²·с): 1 — первая стенка, 6,11 · 10¹³; 2 — первый слой с торием, 3,03 · 10¹³; 3 — средний слой с торием, 6,10 · 10¹²; 4 — внешний слой с торием, 1,07 · 10¹²

На рис. 5 показаны распределения полного потока нейтронов в нейтронной модели всего реактора в нескольких его сечениях. На рисунке горизонтальное сечение $PZ = 9$ см проходит над инжекторным каналом, $PZ = -20$ см — через него.

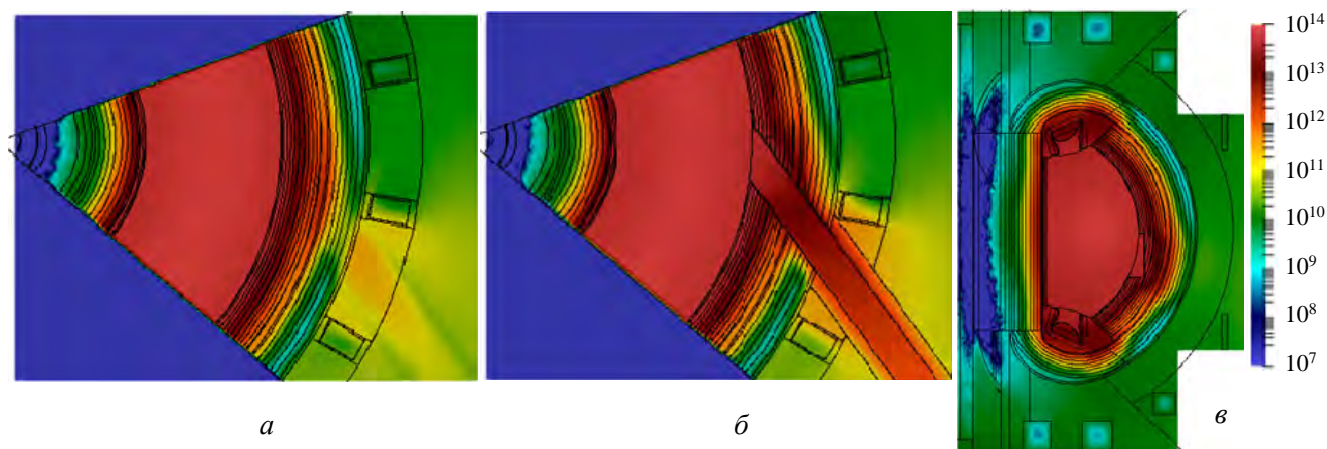


Рис. 5. Распределение полного по энергии потока нейтронов в сечениях реактора, нормированное на 40 МВт термоядерной мощности: *a* — $PZ = 9$ см; *б* — $PZ = -20$ см; *в* — $PY = 0$ см

ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ

Согласно расчётам энерговыделение в материалах внешнего blankets реактора, содержащего смесь тория, циркония и воды, составляет 30,7 МВт, в материалах остальной конструкции реактора — 15,7 МВт. Таким образом, при термоядерной мощности 40 МВт полная тепловая мощность, выделяемая в реакторе, равна 46,4 МВт. Из них в первой стенке реактора выделяется 68% энергии, или 31,6 МВт (23,3 МВт во внешней и 8,3 МВт во внутренней).

На рис. 6 показано трёхмерное распределение удельного энерговыделения в материалах фрагмента реактора в виде цветной палитры красок, на рис. 7 — распределение энерговыделения в горизонтальном сечении нейтронной модели, проходящем по инжекторному каналу.

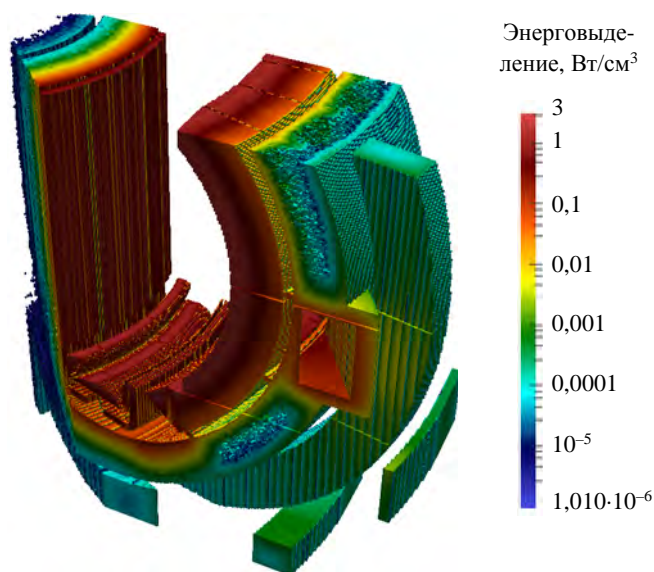


Рис. 6. Вид трёхмерного распределения энерговыделения в материалах фрагмента нейтронной модели реактора, нормированного на 40 МВт термоядерной мощности реактора

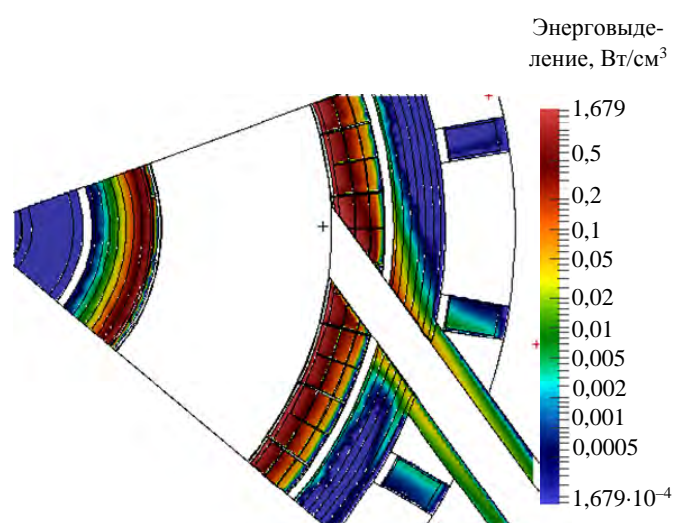


Рис. 7. Двумерное распределение энерговыделения в материалах нейтронной модели реактора в сечении $PZ = -20$ см, нормированное на 40 МВт термоядерной мощности реактора

На рис. 8 показаны графики изменения удельного энерговыделения по радиусу нейтронной модели реактора для его внутренней и внешней частей. Максимальное значение удельного энерговыделения $\sim 1,2 \text{ Вт/см}^3$ ожидается в материалах первых стенок реактора вдоль линии пересечения плоскостей $PZ = 9 \text{ см}$ и $PY = 0 \text{ см}$. Во внутренней части ВК оно уменьшается по радиусу от $0,8 \text{ Вт/см}^3$ до 40 мВт/см^3 . Во внешнем blankets удельное энерговыделение уменьшается по радиусу от 1 Вт/см^3 до 30 мВт/см^3 , в ВК, расположенном за ним, — до 80 мВт/см^3 . Удельное энерговыделение в тороидальном магните находится на уровне $\sim 100 \text{ мВт/см}^3$.

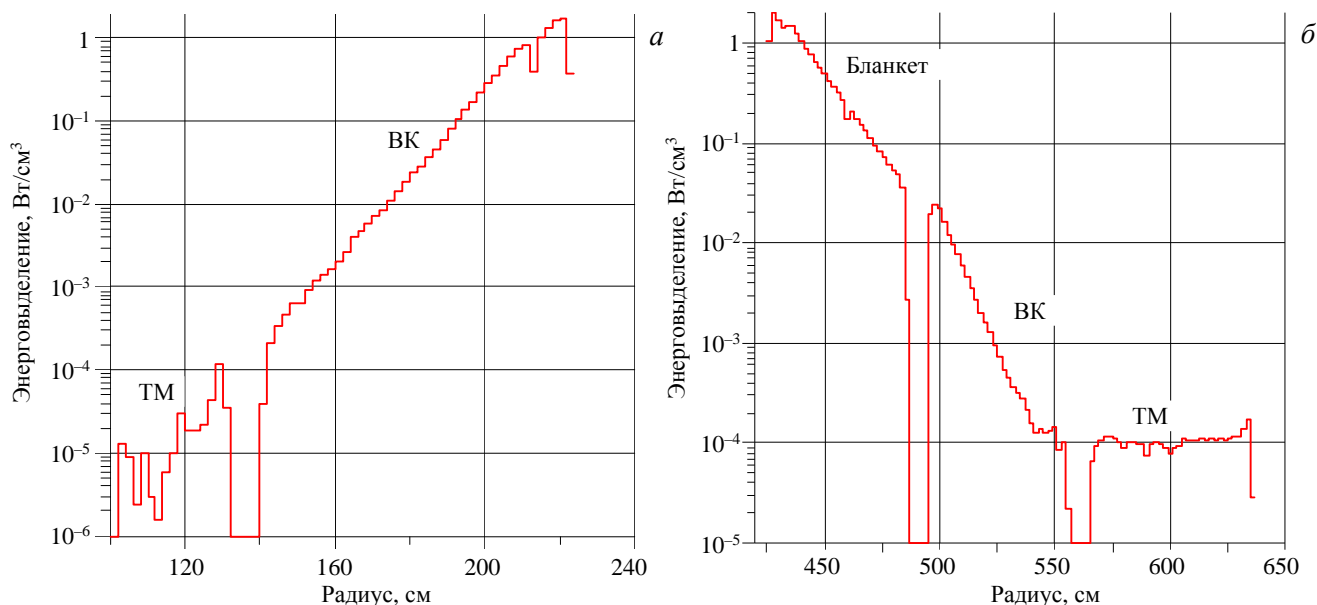


Рис. 8. Радиальное распределение удельного энерговыделения в реакторе в сечении $PZ = 9 \text{ см}$, нормированное на 40 МВт термоядерной мощности реактора: *a* — внутренняя часть реактора; *б* — внешняя часть реактора

ВАРИАЦИИ КОНФИГУРАЦИИ ТВЭЛЬНОГО БЛАНКЕТА

На графиках рис. 9 показано изменение числа скоростей реакций в зависимости от толщины слоя материала, заменяющего слой с ториевой смесью blankets. В варианте на рис. 9, *a* засыпка бериллия

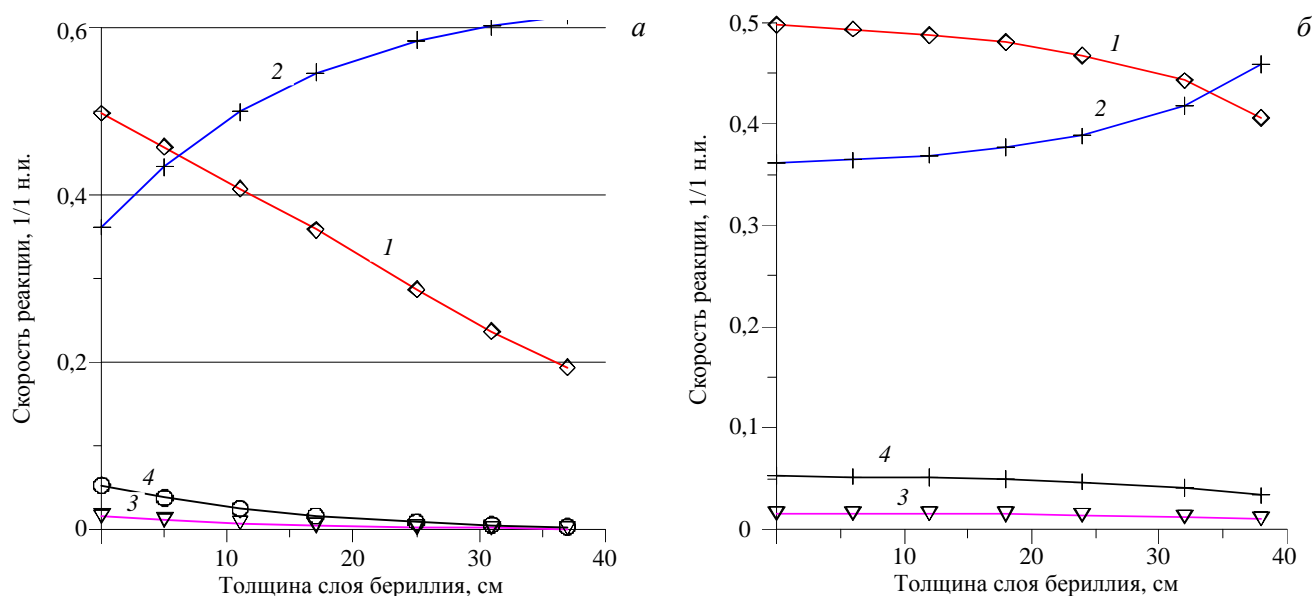


Рис. 9. Изменение скоростей реакций при замене торийсодержащих слоёв blankets на бериллий: *a* — замещение первых слоёв blankets с торием на бериллий; *б* — замещение последних слоёв blankets с торием на бериллий; 1 — $^{232}\text{Th} (n, \gamma)$; 2 — $(n, 2n)$; 3 — $^{232}\text{Th} (n, f)$; 4 — $^{232}\text{Th} (n, \nu f)$

была размещена в лицевых слоях зоны наработки урана, уменьшая толщину зоны с торием. В этом варианте бериллий должен выступать как дополнительный размножитель нейтронов. Когда бериллий заменяет половину ториевой зоны, число реакций ($n, 2n$) увеличивается от 0,361 до 0,584. При этом скорость наработки ^{233}U сокращается от 0,497 до 0,287 реакций. Графики варианта на рис. 9, б соответствуют размещению засыпки бериллия в наружных слоях ториевой зоны blankets. В этом варианте он является отражателем, уменьшая утечку нейтронов из blankets. Для варианта, когда наружная половина ториевой зоны заменена на засыпку бериллия, скорость реакции ($n, 2n$) увеличивается от 0,361 до 0,377 реакций, а наработка ^{233}U уменьшается от 0,497 до 0,480 реакций. Вариант на рис. 9, б показывает, что более чем двукратное уменьшение массы загруженного тория в blankets реактора приводит к уменьшению наработки ^{233}U лишь на ~6%, что соответствует снижению за первый непрерывный год работы реактора массы нарабатываемого ^{233}U от 86,4 до 81,3 кг.

Размещение литийсодержащего материала в blankets взамен слоя ториевой смеси, как и переход от водяного теплоносителя blankets к свинцовому или газовому, не приводит к увеличению скорости наработки ^{233}U .

ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ДЕЛЯЩЕГОСЯ МАТЕРИАЛА ОТ ВРЕМЕНИ ОБЛУЧЕНИЯ

Оценка изменения выгорания тория и наработки урана в зависимости от времени непрерывной работы реактора со смесью тория, циркония и воды выполнена для варианта, в котором вторая половина внешнего blankets заполнена бериллиевой засыпкой. Как отмечено, двукратное уменьшение массы загруженного тория в blankets реактора приводит к уменьшению наработки ^{233}U лишь на ~6%.

Расчёт сделан в упрощённом виде, когда убыль ядер тория и наработка ядер ^{233}U определялись с учётом только двух реакций: деления ядер ^{232}Th и ^{233}U и радиационного захвата нейтронов этими ядрами. Эти реакции являются определяющими в изменении изотопного состава делящихся ядер в этом blankets реактора.

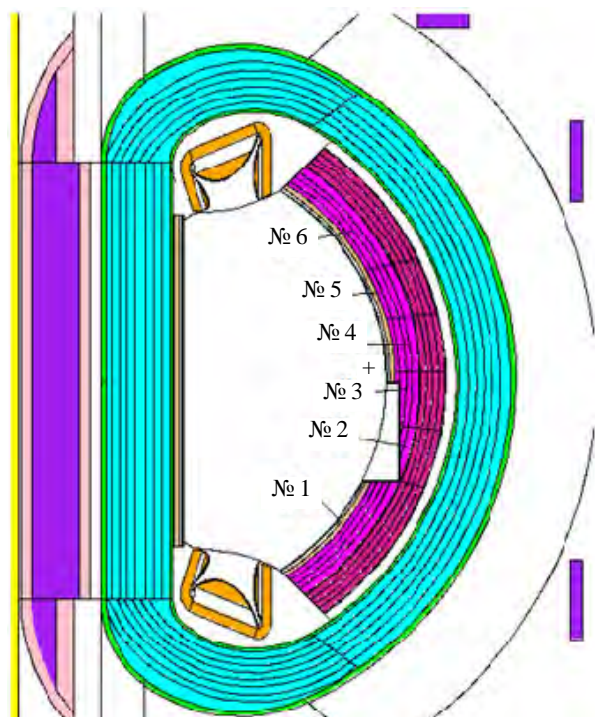


Рис. 10. Сечение нейтронной модели для оценки изменения изотопного состава

Кроме того, геометрическая нейтронная модель в этих расчётах была детализирована. В полоидальном обходе blankets он был разделён на шесть зон, имитирующих возможное положение будущих модулей (рис. 10). В каждой из этих зон располагалось по четыре слоя с торием, в которых отслеживалось изменение его изотопного состава. Таким образом, учитывалось радиальное изменение как по толщине blankets скоростей реакций, так и по высоте (в полоидальном обходе), определяемое изменением нейтронной нагрузки на первую стенку. Деление blankets по высоте на зоны может показать, как изменяется наработка ^{233}U от модуля к модулю, что является важным при выборе номера модуля и момента времени его извлечения с целью переработки ториевой смеси и выделения ^{233}U .

Оценка изменения выгорания была сделана для полного времени непрерывного облучения 16 лет. Пересчёт изотопного состава тория и урана в смеси выполнялся с временным шагом в три года облучения, кроме первого временного интервала,

который составлял 1 год. Для варианта на графике рис. 11, *а* показаны кривые изменения наработки массы ^{233}U по трём зонам (модулям), расположенным выше горизонтальной плоскости $PZ = 9$ см (в нижних модулях параметры будут идентичными), и для всего реактора. Если в первый год облучения наработка урана составляла 82 кг, то за год в последнем расчётном интервале она уже равна 64 кг, т.е. она уменьшилась на 22%.

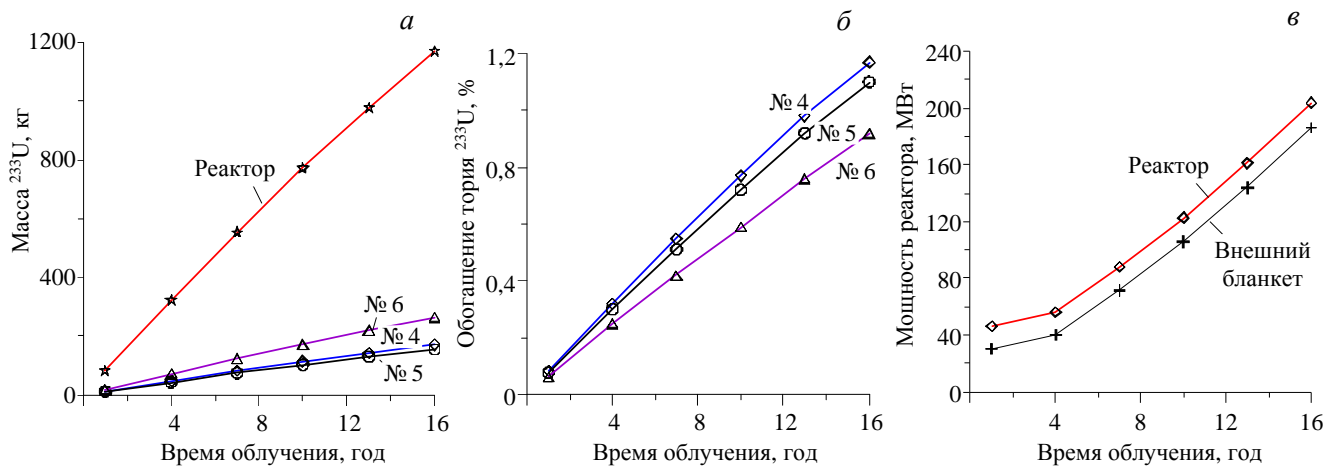


Рис. 11. Изменение от времени непрерывного облучения массы ^{233}U , нарабатываемой в трёх верхних модулях (№ 4, № 5, № 6) и во всём реакторе (*а*), среднее по объёму обогащение тория ^{233}U (*б*) и мощность ториевой части (внешнего) бланкета и всего реактора (*в*)

В варианте на рис. 11, *б* показаны графики изменения от времени непрерывного облучения среднего по слоям с торием содержания ^{233}U . На графике рис. 11, *в* показана кривая изменения мощности внешнего бланкета с торием и ураном, а также всего реактора. Мощность внешнего бланкета за 16 лет увеличивается с 30,7 до 181 МВт, всего реактора — с 46 до 203 МВт.

За всё время непрерывного облучения полный источник нейтронов увеличивается от 1,41 до 2,22 н. Прирост числа нейтронов в системе происходит за счёт увеличения деления и соответственно выхода нейтронов деления от 0,0526 до 0,857 н.дел. Скорость радиационного захвата ядрами тория меняется от 0,50 до 0,646 реакций. Таким образом, масса ^{233}U в реакторе после первого года облучения составит 81,8 кг, после 16 лет непрерывного облучения — 1170 кг.

Средняя доля ^{233}U в ториевой смеси для трёх верхних модулей нейтронной модели увеличивается от 0,082 (№ 4), 0,076 (№ 5), 0,062% (№ 6) после первого года облучения до 1,17, 1,1, 0,92% после 16 лет соответственно. В центральном модуле (№ 4) обогащение по слоям модуля на этот момент составляет 1,45, 1,28, 1,08, 0,99% (см. рис. 11, *б*).

БЛАНКЕТ С ЖИДКИМ РАСПЛАВОМ СОЛИ

Бланкет солевого реактора состоит из набора стальных баков — модулей, через которые осуществляется прокачка жидкого расплава соли. В качестве исходного варианта топлива была взята трёхкомпонентная композиция эвтектики ${}^7\text{LiF}-\text{BeF}_2-\text{ThF}_4$ плотностью $3,25$ г/см³, имеющая следующее массовое соотношение компонентов: 74% ${}^7\text{LiF}$, 16% BeF_2 и 10% ThF_4 [16].

Особенностью использования жидкого расплава соли является её высокая температура — не ниже 500 °С. Поэтому в качестве материала баков бланкета в нейтронной модели использована жаропрочная сталь — коррозионно-стойкий сплав Хастеллой С-276 плотностью $8,35$ г/см³ на основе никеля, хрома и молибдена. Жидкосолевым бланкет может быть удобным для загрузки и выгрузки топлива, а также процесса непрерывного извлечения как продуктов деления ядер, так и делящегося изотопа в процессе работы реактора без его остановки.

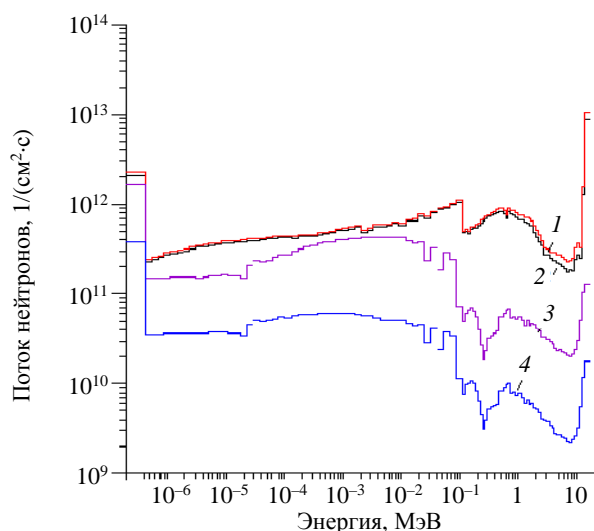


Рис. 12. Спектральный поток нейтронов в жидкосолевом blankets F_{tot} , н./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$: 1 — первая стенка, $6,03 \cdot 10^{13}$; 2 — первый слой с торием, $4,81 \cdot 10^{13}$; 3 — средний слой с торием, $8,95 \cdot 10^{12}$; 4 — внешний слой с торием, $2,96 \cdot 10^{12}$

жидкосолевым расплавом blankets. Характер его изменения оказывается близким к распределению в реакторе с твэльным blankets.

Основным химическим элементом жидкосолевой композиции является фтор. В расчётной нейтронной модели литий (для упрощения) взят в виде изотопа ${}^7\text{Li}$.

ПОТОК НЕЙТРОНОВ

На рис. 12 показаны графики потока нейтронов в 100 энергетических группах в четырёх точках солевого blankets. На рис. 13 показаны двумерные распределения полного по энергии потока нейтронов в двух горизонтальных и вертикальном сечениях нейтронной модели реактора с жидкосолевым blankets.

ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ

На рис. 14 показаны графики изменения удельного энерговыделения по радиусу реактора с

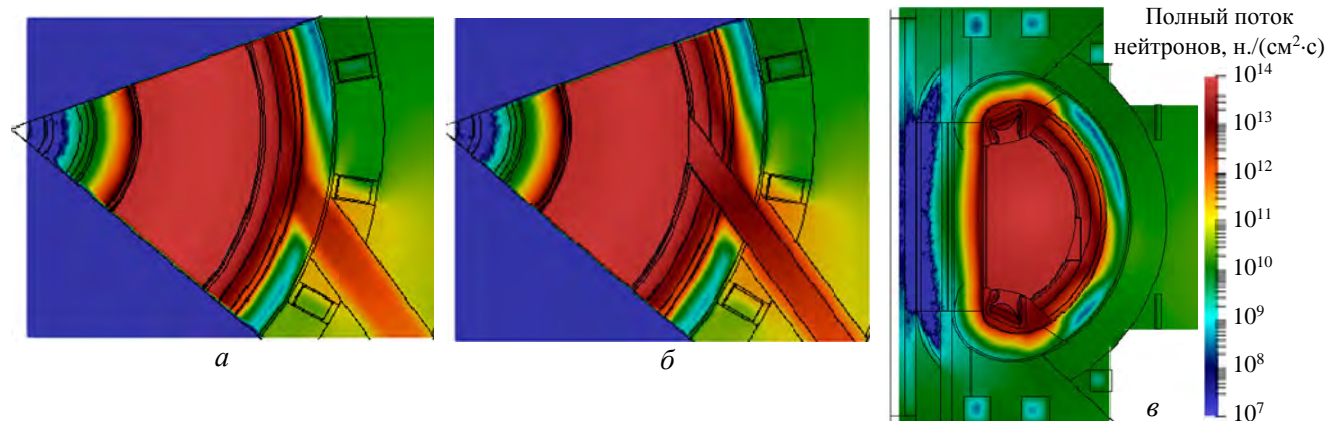


Рис. 13. Распределение полного потока нейтронов в сечениях нейтронной модели реактора с жидкосолевым blankets, нормированное на 40 МВт термоядерной мощности, в горизонтальных сечениях $PZ=0$ см (а) и $PZ=-40$ см (б) и вертикальном $PY=0$ см (в)

Мощность, выделяемая в материалах внешнего blankets с жидкосолевым расплавом, составляет 25,4 МВт, в элементах конструкции оставшейся части реактора — 16,5 МВт.

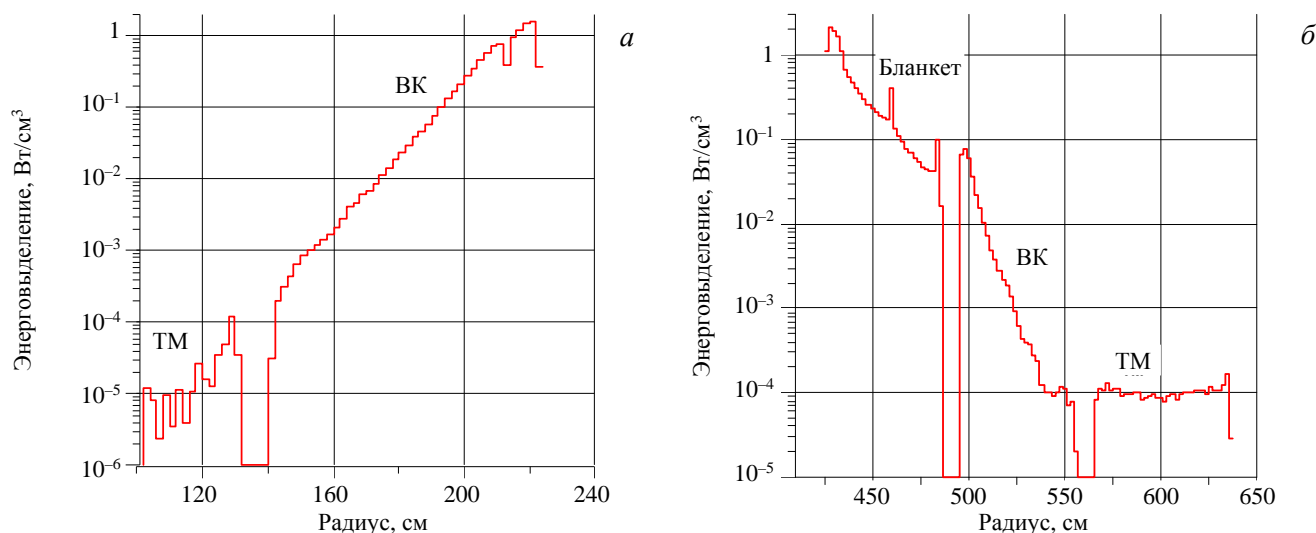


Рис. 14. Радиальное распределение удельного энерговыделения в нейтронной модели реактора с жидкосолевым blankets в сечении $PZ=9$ см, нормированное на 40 МВт термоядерной мощности: а — внутренняя часть реактора; б — внешняя часть реактора

ВАРИАЦИИ КОМПОЗИЦИИ БЛАНКЕТА

На рис. 15 показаны графики изменения скоростей некоторых реакций в зависимости от величины массовой доли тетрафторида тория в солевом расплаве, изменяющейся от 5 до 50% (вариант на рис. 15, *a*). Для всех композиций число реакций (n , $2n$) в системе почти не меняется, находясь в пределах 0,32—0,33 реакций, что объясняет уровень полного источника нейтронов, не превышающего 1,35 н. Увеличение массовой доли тория существенно влияет на скорость радиационного захвата нейтронов ядрами тория. Десятикратное увеличение массовой доли тория от 5 до 50% за первый год непрерывного облучения обеспечивает трёхкратное увеличение скорости наработки ^{233}U — от 17 до 51 кг. Это определяется увеличением скорости радиационного захвата нейтронов от 0,097 до 0,273 реакций при небольшом уменьшении наработки трития в ^7Li от 0,068 до 0,051 ядер.

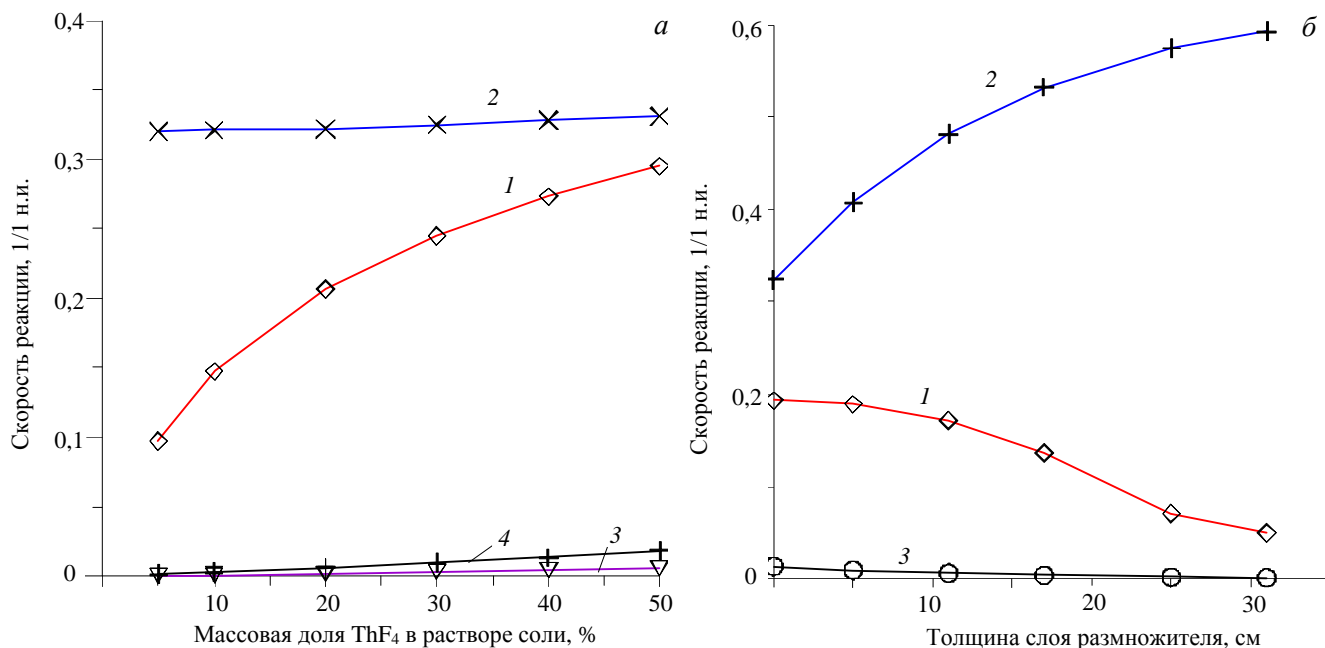


Рис. 15. Изменение скоростей реакций от массовой доли тетрафторида тория в жидкосолевом расплаве (*a*), при замене расплава соли в лицевых слоях blankets на бериллий для варианта с массовой долей ThF₄ 30%: 1 — $^{232}\text{Th}(n, \gamma)$; 2 — $(n, 2n)$; 3 — $^{232}\text{Th}(n, \text{fission})$; 4 — $^{232}\text{Th}(n, \text{vf})$ (*b*)

Графики на рис. 15, *b* соответствуют вариантам, когда солевой расплав в лицевых слоях blankets заменён на бериллиевую засыпку, а доля тетрафторида тория равна 30%. Бериллий перед расплавом соли (см. рис. 15, *b*) позволяет существенно увеличить полный источник нейтронов. Для варианта, в котором половина зоны с торием заменена на бериллиевую засыпку, число реакций (n , $2n$) увеличивается от 0,325 до 0,576. Однако удаление слоёв жидкого расплава соли с торием приводит к уменьшению скорости радиационного захвата нейтронов ядрами тория в blankets от 0,245 до 0,090 реакций.

ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ТОРИЯ В ЖИДКОСОЛЕВОМ РАСПЛАВЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВРЕМЕНИ ОБЛУЧЕНИЯ

Расчёт изменения изотопного состава blankets — сырьевого материала Th и делящихся ядер ^{233}U в зависимости от времени облучения выполнен для варианта с 30%-ным содержанием тетрафторида тория в солевом расплаве, а также в предположении, что он изменяется за счёт двух реакций: деления и радиационного захвата изотопов тория и урана. Кроме того, предполагалось, что в процессе непрерывного облучения разные радиальные слои жидкосолевого расплава при прокачке его через blankets перемешиваются так, что при каждом новом интервале расчёта плотность ядер тория и урана была одинаковой по всей толщине blankets и соответствовала среднему значению по всему объёму. В данном расчёте выгорания изотоп ^{233}U не извлекался из расплава соли.

Графики изменения трёх параметров жидкосолевого расплава в зависимости от непрерывного облучения представлены на рис. 16. После 16 лет непрерывного облучения масса ^{233}U составит 620 кг, содержание изотопа ^{233}U в тории — 1,35%. Полная тепловая мощность внешнего бланкета реактора увеличивается от 28 МВт после первого года облучения до 65,6 МВт после 16 лет. Энерговыведение в оставшейся конструкции реактора слабо изменяется со временем облучения и составляет 16—17 МВт.

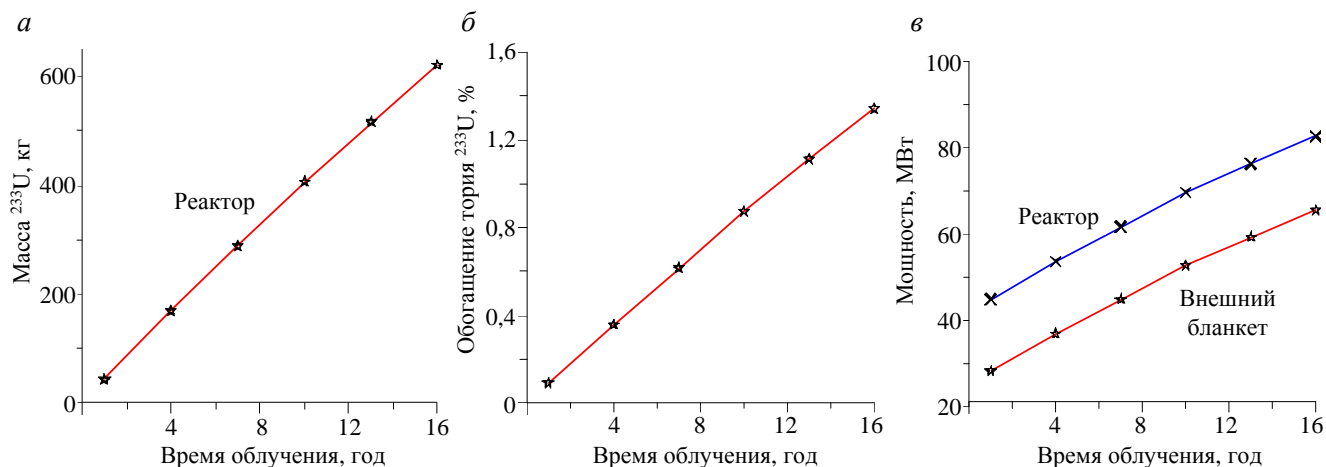


Рис. 16. Изменение от времени непрерывного облучения массы ^{233}U (а), среднего по объёму содержания ^{233}U в тории (б), мощности реактора и внешнего бланкета (в)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения нейтронно-физических параметров гибридного термоядерного реактора мощностью 40 МВт создана его трёхмерная геометрическая модель ГТР-40. Нейтронная модель ГТР-40 представляет собой сектор в 60° в тороидальном обходе. Она содержит следующие компоненты реактора: биологическую защиту и криостат, три тороидальных и восемь полоидальных магнитов, соленоид, вакуумный корпус, инжекторный канал, бланкет, первую стенку и диверторные кассеты. Нейтронная модель имеет только внешний бланкет. Вместо внутреннего бланкета смоделирована лишь первая стенка, аналогичная той, что имеет внешний бланкет.

Проведены тестовые расчёты с использованием нейтронной модели ГТР-40 с объёмным источником нейтронов и двумя типами бланкета: вариант, в котором модули заполнены твэлами, содержащими металлический торий, тепловыделяющие сборки теплового реактора, и вариант, где через модули непрерывно прокачивается расплавленная соль с тетрафторидом тория.

В твэльном бланкете с водяным теплоносителем полный источник нейтронов в реакторе на один нейтрон источника равен 1,414 н. Для термоядерной мощности 40 МВт полная тепловая мощность, выделяемая в реакторе, равна 46,4 МВт. Максимальное удельное энерговыведение составляет $\sim 1,2$ Вт/см³, которое ожидается в материалах первых стенок реактора в его центральной плоскости. Удельное энерговыведение в ТМ находится на уровне ~ 100 мкВт/см³.

Оценка изменения выгорания тория и наработки урана в зависимости от времени непрерывной работы реактора сделана в упрощённом виде, когда убыль ядер тория и наработка ядер ^{233}U определялись с учётом только двух реакций: деления ядер и радиационного захвата нейтронов для полного времени непрерывного облучения ~ 16 лет. В твэльном бланкете за всё время непрерывного облучения скорость радиационного захвата нейтронов торием увеличивается от 0,50 до 0,69 реакций. Это соответствует изменению выхода ^{233}U от 81,8 кг после первого года непрерывного облучения до 1170 кг после 16 лет непрерывного облучения.

Проанализирован бланкет, заполненный расплавом соли $^7\text{LiF}-\text{BeF}_2-\text{ThF}_4$ плотностью 3,25 г/см³ при температуре выше 540°C , имеющей следующее массовое соотношение компонентов: 74% ^7LiF , 16% BeF_2 и 10% ThF_4 . Увеличение массовой доли тория существенно влияет на скорость радиационного захвата нейтронов ядрами тория. Десятикратное увеличение массовой доли тория от 5 до 50% обеспечивает трёхкратное увеличение скорости наработки ^{233}U за первый год непрерывного облучения: от 17 до

51 кг, что соответствует увеличению скорости радиационного захвата от 0,097 до 0,273 реакций при небольшом уменьшении наработки трития в реакции на ${}^7\text{Li}$ от 0,068 до 0,051 ядер.

Мощность, выделяемая в материалах реактора, составляет ~42 МВт. После 16 лет непрерывного облучения среднее содержание ${}^{233}\text{U}$ в тории составит 1,35%, масса делящегося ${}^{233}\text{U}$ — 620 кг. Полная тепловая мощность внешнего blankets реактора увеличивается от 28 МВт после первого года облучения до 65,6 МВт после 16 лет. Энерговыведение в оставшейся конструкции реактора слабо изменяется со временем облучения и составляет 16—17 МВт.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Ильгисонис В.И., Игнатьев В.В., Цибульский В.Ф., Андрианова Е.А., Бландинский В.Ю. Ядерная энергетическая система с реакторами деления и синтеза — стратегический ориентир развития отрасли. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 4, с. 5.
2. Синтез-деление. Труды II советско-американского семинара. 14 марта — 1 апреля 1977 г. — М.: Атомиздат, 1978.
3. Опытный термоядерный реактор (ОТР). Отчёт Отделения физики плазмы Института атомной энергии. Инв. № 40/5024 от 24.12.1981.
4. Опытный термоядерный реактор. Эскизный проект. Т. 1. Обоснование плазменных и нейтронных параметров ОТР. Отчёт Отделения физики плазмы Института атомной энергии. Инв. № 40/5494 от 13.12.1985.
5. Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Азизов Э.А., Игнатьев В.В., Субботин С.А., Цибульский В.Ф. Термоядерный источник нейтронов для производства ядерного топлива. — Атомная энергия, 2013, т. 114, вып. 3, с. 160—165.
6. Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Азизов Э.А., Игнатьев В.В., Субботин С.А., Цибульский В.Ф. Гибридный термоядерный реактор для производства ядерного горючего с минимальным радиоактивным загрязнением топливного цикла. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 4, с. 5.
7. Шмелев А.Н., Куликов Г.Г., Курнаев В.А., Салахутдинов Г.Х., Куликов Е.Г., Апсэ В.А. Гибридный реактор синтеза-деления с ториевым blankets. О его потенциале в топливном цикле ядерных реакторов. — Там же, вып. 2, с. 5.
8. Цибульский В.Ф. и др. Преимущества производства новых делящихся изотопов для атомной энергетики в гибридных термоядерных реакторах. — Там же, 2016, т. 39, вып. 4, с. 5.
9. Кутеев Б.В., Хрипунов В.И. Современный взгляд на гибридный термоядерный реактор. — Там же, 2009, вып. 1, с. 3.
10. Азизов Э.А. и др. Токамак ДЕМО-ТИН: концепция электромагнитной системы и вакуумной камеры. — Там же, 2015, т. 38, вып. 2, с. 5.
11. Varabash V. Chemical Compositions of Materials Representing the Components Included into Basic Model for Nuclear Analysis of ITER, HTN8X3, 2016.
12. CLITE_V2_REV150304_MOD, Eduard Polunovskiy Private Communication (Eduard.Polunovskiy@iter.org).
13. X-5 Monte Carlo Team, MCNP — a General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Version 5, vol. I. MCNP Overview and Theory, Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-03-1987, April 24, 2003 (Revised 10/3/05).
14. Aldama D.L., Trkov A. FENDL-2.1: Evaluated Nuclear Data Library for Fusion Applications. INDC(NDS)-467. — Vienna: IAEA, 2004.
15. Блинкин В.Л., Новиков В.М. Жидкосоловые ядерные реакторы. — М.: Атомиздат, 1978.



Андрей Алексеевич Борисов,
с.н.с.; НИЦ «Курчатовский
институт», 123182 Москва, пл.
Академика Курчатова 1, Рос-
сия
Borisov_AA@nrcki.ru



Наталья Александровна Де-
ржина, инженер; НИЦ
«Курчатовский институт»,
123182 Москва, пл. Акаде-
мика Курчатова 1, Россия

Статья поступила в редакцию 20 сентября 2020 г.
После доработки 23 сентября 2020 г.
Принята к публикации 24 сентября 2020 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 75—87.

УДК 621.455

ГИБРИДНАЯ ЭРДУ НА ОСНОВЕ СТАЦИОНАРНОГО И ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

*М.Н. Казеев¹, В.П. Ходненко²*¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия²АО «Корпорация ВНИИЭМ», Москва, Россия

В зависимости от требований миссии электрореактивная двигательная установка (ЭРДУ) может состоять из различных типов двигателей. В данной работе предлагается гибридная ЭРДУ на основе стационарного плазменного двигателя (СПД) и абляционного импульсного плазменного двигателя (АИПД). Целью создания гибридной ЭРДУ является получение высокой точности тяги и высокой точности взаимного расположения космических аппаратов (КА) в космической группировке. СПД производит начальную коррекцию запуска на рабочую орбиту, компенсирует влияние атмосферного торможения и поддерживает угловое положение КА. АИПД служит для формирования тяги с повышенной точностью. Это достижимо благодаря возможности точной регулировки единичного импульса тяги и его небольшому минимальному значению. Для точной коррекции орбиты необходимо поддерживать импульс тяги с точностью до 0,1 мН·с. АИПД охватывают диапазон энергии разряда от единиц до сотен джоулей и работают с рабочей частотой до 10 с⁻¹. Разработанные модели имеют эффективность тяги на уровне до 30% и максимальную тягу около 4 мН. Рассматриваемые эталонные миссии расположены на низких околоземных орбитах, типичных для КА дистанционного зондирования. Анализ использования АИПД в рассматриваемых ЭРДУ позволяет оценить возможности применения такого двигателя для точного формирования орбиты КА. Оценки показывают, что АИПД в составе гибридной ЭРДУ является конкурентным устройством для формирования космических группировок.

Ключевые слова: плазменные двигатели, космические аппараты, группировки, орбитальные манёвры, гибридные системы.

HYBRID EPS ON THE BASIS OF A STATIONARY AND A PULSED PLASMA THRUSTERS

*M.N. Kazeev¹, V.P. Khodnenko²*¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia²«VNIIEM Corporation» JSC, Moscow, Russia

Depending on mission requirements electric propulsion system (EPS) may consist of various type thrusters. This paper proposes a hybrid electric propulsion system based on a Stationary Plasma Thruster (SPT) and an Ablative-fed Pulsed Plasma Thruster (APPT). The objective of creating a hybrid EPS is to obtain high thrust accuracy and to ensure high accuracy of the mutual arrangement of spacecraft in the space constellation. SPT produces initial correction of launching to the working orbit, compensation the effects of atmospheric braking and maintaining SSC latitude angular location. APPT serves for forming the thrust with increased precision. This is possible due to the opportunity of precise impulse bit adjustment and its small minimal value. For precision orbit correction necessary to support thrust impulse with accuracy of 0.1 mN·s. APPT cover 1—100 J bank energy range and work with operation frequency up to 10 s⁻¹. Developed thruster models have thrust efficiency at the level up to 30% and maximal thrust near 4 mN. The considered reference missions are a low Earth orbit typical for observation satellites. Analysis of APPT potential use in considered EPS allows outlining the application possibilities of such thruster for accurate formation of SC orbit. Estimates show that APPT as part of hybrid EPS is a competitive device for the formation of the space constellation.

Key words: plasma thrusters, spacecraft, constellations, orbital maneuvers, hybrid systems.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-4-88-95

ВВЕДЕНИЕ

30 ноября 1964 г. в СССР с космодрома Байконур в направлении Марса был запущен КА «Зонд-2» с электрореактивной двигательной установкой на основе АИПД, которая 14 декабря была использована в системе ориентации КА [1]. После успешного запуска и космических испытаний интерес к исследованию и разработке различных типов ЭРД существенно возрос. В эту работу были вовлечены различные организации и большое количество специалистов. В настоящее время ЭРД являются хорошо разработанной технологией орбитальной коррекции КА, которая успешно применяется на большом количестве КА с солнечной энергетической установкой. Использование ЭРД в большинстве случаев позволяет существенно увеличить массу выводимой полезной нагрузки и продлить срок активного существования КА различного назначения.

Информация, получаемая с космических аппаратов, очень важна для изучения процессов, происходящих на Земле и в околоземном космическом пространстве. Наблюдения из космоса дают информацию о процессах на Солнце, в межпланетном пространстве, в атмосфере, на поверхности Земли и в литосфере Земли. Отклик состояния ионосферы на солнечные и магнитосферные возмущения, поведение токовых систем в полярной и экваториальной областях, динамика циркуляции средней и верхней атмосферы являются хорошо известными факторами. В последние годы появилась новая информация о различных изменениях ионосферы, связанных с её тепловыми процессами, приближающимися землетрясениями, наземными химическими и подземными ядерными взрывами, запуском и эксплуатацией космических объектов [2]. Использование группировок малых и средних КА для дистанционного зондирования Земли имеет большой интерес в связи с относительно невысокой стоимостью их разработки и изготовления, а также снижением стоимости запуска на орбиту. В настоящее время в России находится на стадии рассмотрения и разработки целый ряд низкоорбитальных группировок с массой КА от 60 до 1400 кг.

В данной работе рассматривается гибридная ЭРДУ на основе СПД и АИПД. Целью создания гибридной ЭРДУ является обеспечение высокой точности взаимного расположения космических аппаратов в космической группировке. СПД производит начальную коррекцию запуска на рабочую круговую орбиту, компенсирует влияние атмосферного торможения и поддерживает угловое местоположение КА. АИПД служит для создания тяги с повышенной точностью.

РЕФЕРЕНТНЫЕ МИССИИ

2 КА МЕТЕОР. Данная космическая группировка предлагается в конфигурации 2 космических аппаратов дистанционного зондирования Земли МЕТЕОР (рис. 1), расположенных в одной плоскости солнечно-синхронной орбиты с высотой $H = 820$ км и разведённых друг от друга по фазе на 180° . Высота орбиты, время пересечения восходящего узла и фазовый угол между космическими аппаратами должны быть стабилизированы в течение 10-летнего срока службы. Космические аппараты расположены в плоскости орбиты с равным фазовым интервалом, что обеспечивает скорость получения целевой информации и облегчает работу центра управления полётом. Расчётная величина характеристической скорости для необходимых видов коррекции составляет 81,28 м/с. С учётом 10%-ного разброса тяги двигателя СПД-100 требуемый запас характеристической скорости был определён равным 88,5 м/с, что для космического корабля массой 1400 кг соответствует общему импульсу тяги, равному 125 кН·с. Чтобы компенсировать влияние изменений в уровне солнечной активности и с учётом резерва, было принято, что ЭРДУ должна обеспечивать интегральный импульс не менее 135 кН·с. Для КА этой группировки была выбрана комбинация двух ЭРДУ: основной на базе СПД-100 и дополнительной на базе АИПД для точной установки КА на орбите. В результате СПД с тягой 0,08 Н и её разбросом 1—3% обеспечивает эффективность корректирующих манёвров при компенсации атмосферного торможения, в то время как АИПД устанавливает положение космического корабля на орбите с точностью установки импульса тяги на витке на уровне 10^{-3} Н·с. Эта ЭРДУ позволяет поддерживать фазовое положение космического корабля на орбите с точностью $\pm 0,01^\circ$, сохраняя при этом время пересечения восходящего узла ± 1 мин.



Рис. 1. КА МЕТЕОР

Малые космические аппараты. В последние десятилетия на научном и коммерческом рынке имеет место интерес к использованию малых КА, поскольку современные технологии позволили уменьшить массы сложных полезных нагрузок. Таким образом, миниатюризация космического оборудования предполагает применение приемлемых двигателей, чтобы удовлетворить требованиям новых задач. Типичные суммарные импульсы тяги, необходимые для ЭРДУ, уменьшаются в несколько раз. В настоящее

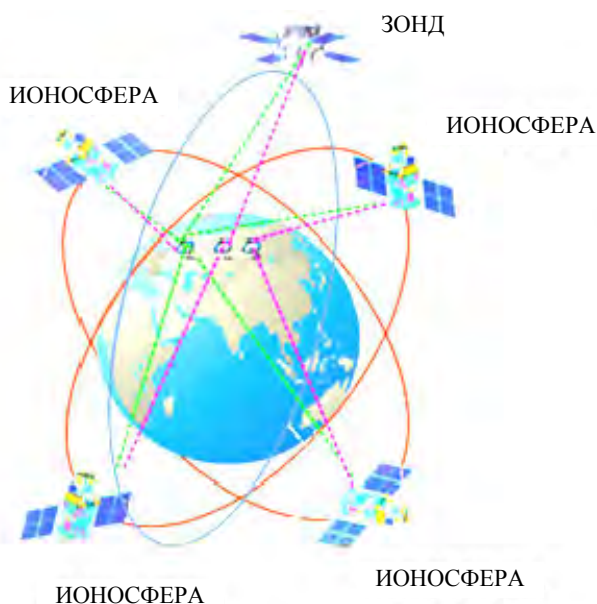


Рис. 2. Космическая группировка ИОНОЗОНД

время в России находится на стадии рассмотрения и разработки целый ряд малых КА (МКА) массой от 60 до 500 кг.

КАНОПУС-В — российский КА, разработанный для дистанционного зондирования Земли. Корпорация ВНИИЭМ производила его совместно с британской компанией Surrey Satellite Technology Limited. Масса КАНОПУС-В составляет 450 кг. Космический сегмент ИОНОЗОНД (рис. 2) включает в себя четыре КА ИОНОСФЕРА и один КА ЗОНД. Спутники ИОНОСФЕРА предназначены для оперативного мониторинга магнитосферы и ионосферы. Существование одиночного спутника ИОНОСФЕРА на целевой орбите в течение срока службы возможно в нескорректированном режиме, однако, если необходимо поддерживать фазовое положение двух устройств, требуется использование ЭРДУ.

Описание миссии ИОНОЗОНД приведено в [3]. Характеристики КА ИОНОСФЕРА и КА ЗОНД представлены в табл. 1.

Таблица 1. Основные характеристики КА ИОНОСФЕРА и КА ЗОНД

Параметр	ИОНОСФЕРА	ЗОНД
Орбита	Круговая солнечно-синхронная	Круговая солнечно-синхронная
Средняя высота орбиты, км	800	~650
Наклонение, град	98	97
Масса/полезная нагрузка, кг	400/100	500/105
Размер, мм	1200×1200×800	1600×1400×1400
Ориентация	Трёхосная, к Земле, к скорости КА	Трёхосная, Солнце, Земля
Точность ориентации, град	Лучше, чем 0,1	Лучше 3°
Точность стабилизации, град/с	Лучше, чем 5×10^{-3}	Лучше 10^{-3}
Задача коррекции орбиты	Для поддержания фазы орбиты КА, расположенной в одной плоскости	Для поддержания фазы орбиты КА, расположенной в одной плоскости
Точность орбитального положения центра масс КА, м	100 (только бортовое оборудование), 10 (бортовое и наземное)	100 (только бортовое оборудование), 10 (бортовое и наземное)
Среднее потребление сервисного оборудования, Вт	До 10	100/120
Среднее потребление целевого оборудования, Вт	До 150	100/255
Мощность солнечной батареи, Вт	>700	>700
Передача информации, Гб/день	До 20	До 20
Тип запуска	Совместный	Совместный
Время работы, лет	Не менее 8	Не менее 8

Существует множество ЭРД, удовлетворяющих требованиям миссии. Анализ показал, что целый ряд двигателей могут обеспечить относительно небольшой суммарный импульс (26 кН·с), необходимый для поддержания фазового сдвига между двумя КА [4]. Минимальную массу и энергопотребление имеет ЭРДУ на основе АИПД. В этом случае гибридная установка не требуется, поскольку АИПД может обеспечить этот интегральный импульс с высокой точностью установки импульса и тяги. Если для поддержания целевой орбиты КА требуется интегральный импульс на уровне 50—100 кН·с и выше, представляется целесообразным использовать гибридную электрическую двигательную установку.

ОПИСАНИЕ ГИБРИДНЫХ ЭРДУ

СПД. Целью создания гибридной ЭРДУ является получение высокой точности тяги и высокой точности взаимного расположения космических аппаратов в космической группировке. Задачами СПД являются осуществление начальной коррекции запуска на рабочую орбиту, компенсация влияния атмосферного торможения и поддержка углового положения КА. Выбор СПД обусловлен не только тяговыми характеристиками,

но и высокой надёжностью и опытом, продемонстрированными в условиях космоса. Первые космические испытания были начаты в декабре 1971 г., когда был запущен КА МЕТЕОР с корректирующей двигательной установкой на базе СПД. С тех пор СПД регулярно используются в системах коррекции орбит КА. Основным разработчиком лётных конструкций и поставщиком таких СПД в России и мире является опытное конструкторское бюро (ОКБ) «Факел» (Калининград, Россия). К настоящему времени в космосе отработали или работают свыше 300 двигателей этого типа. Таким образом, имея 50-летнюю историю успешных космических применений, СПД является классическим изделием космической техники [5, 6].

ЭРДУ на базе стационарных плазменных двигателей СПД-50 и СПД-100 (рис. 3) [7, 8], разработанных ОКБ «Факел», часто используется для КА на основании достигнутых характеристик и уровня опыта в условиях космоса. ЭРДУ содержит два СПД, один из которых является резервным. Характеристики СПД-100 и СПД-50 приведены в табл. 2.

АИПД. Несмотря на то, что первым ЭРД в космосе был именно АИПД, этот двигатель имеет относительно небольшую историю космических испытаний. АИПД использовались, в основном, для

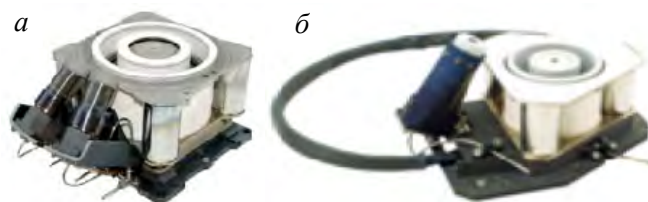


Рис. 3. СПД-100 (а) и СПД-50 (б)

Т а б л и ц а 2. Характеристики СПД-100 и СПД-50

Параметр	СПД-100	СПД-50
Мощность, Вт	1350	317
Напряжение разряда, В	300	180
Тяга, мН	83	14
Удельный импульс, с	1600	860
КПД, %	45	26
Срок службы, ч	>9000	2500
Масса, кг	3,5	1,23
Размер, мм	225×150×125	100×120×91

управления ориентацией КА [1, 9]. В начале 1990-х годов возможности применения АИПД были расширены в связи с миниатюризацией космической техники и появлением малых КА, что значительно расширило круг решаемых задач. Были разработаны высокоэффективные АИПД с потребляемой мощностью на уровне 100 Вт и производимым интегральным импульсом тяги до нескольких десятков килоньютон-секунд. Оптимизация параметров электрической цепи и геометрии ускорительного канала АИПД позволяет получить максимально возможный вклад в КПД при относительно высоком удельном импульсе [10]. Для дальнейшего повышения эффективности АИПД, особенно для двигателя, имеющего низкую запасаемую энергию, а также для сохранения достигнутой эффективности при разработке лётных моделей АИПД необходимо адекватное понимание физических процессов в ускорительном канале двигателя.

В частности, требуется иметь модель абляции и ионизации рабочего тела на входе в АИПД. Разработка АИПД, обладающего высокой эффективностью, включает в себя уменьшение расхода рабочего тела, оптимизацию разряда, геометрии ускоряющего канала и параметров электрической цепи. Лётные модели, разработанные в США, России, Японии, Китае и др., охватывают широкий спектр интегральных импульсов тяги и удельных импульсов. Энергетические зависимости единичного импульса от энергии источника питания для ряда разработанных экспериментальных и космических АИПД [1, 11—16] показаны на рис. 4. Видно, что в широком диапазоне изменения запасённой энергии единичный импульс тяги линейно увеличивается с

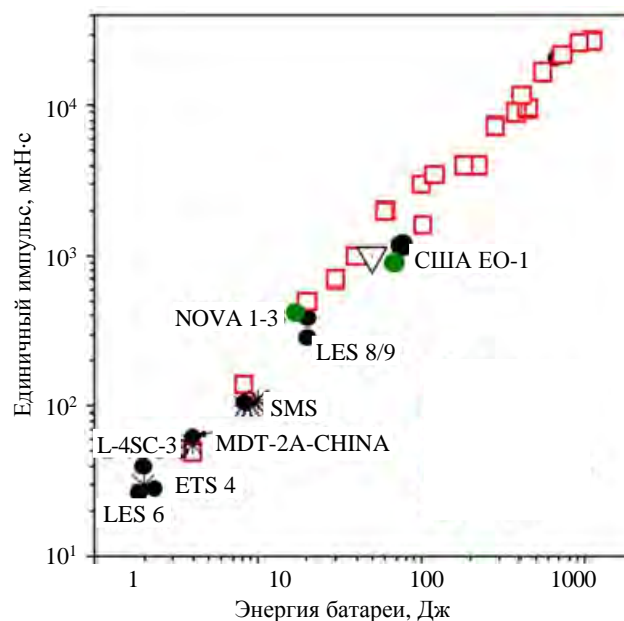


Рис. 4. Зависимость единичного импульса от энергии конденсаторной батареи для некоторых экспериментальных и космических АИПД: ● — США; □ — Россия; ▽ — «Зонд-2»; ● — Германия; * — Китай

энергией конденсаторной батареи. Исключением являются низкие энергии, при которых реализуется тепловой режим ускорения рабочего тела. Современные АИПД с энергией батареи в диапазоне 20—100 Дж являются двигателями, которые имеют повышенный удельный импульс на уровне 850—2200 с и работают, в основном, в электромагнитном режиме [11, 17]. Эксперименты показали относительно высокую эффективность передачи входной энергии в энергию направленного потока плазмы. Основные каналы потерь энергии находятся в электродах, источнике энергии и в излучении плазмы. Оптимизация характеристик АИПД была проведена за счёт нахождения оптимальных соотношений между параметрами электрической цепи и размерами канала разряда, реализации квазипериодического разряда в двигателе и оптимизации распределения тока в разрядном канале [18, 19]. Модернизированные АИПД имеют конкурентоспособные характеристики среди других двигателей, запланированных для малых КА. На самом деле, сегодня АИПД является одной из самых многообещающих технологий, имеющих перспективные характеристики для бортовых ЭРДУ.

Инженерные образцы АИПД с повышенной эффективностью вызвали интерес в организациях космической отрасли, что позволило перенести работы на этап НИОКР, создать технические спецификации и изготовить лётные образцы ЭРДУ на основе АИПД. В настоящее время разработан ряд двигательных установок с энергией разряда от 8 до 155 Дж [11]. Основные характеристики некоторых АИПД представлены в табл. 3. В целом семейство высокоэффективных АИПД достаточно хорошо изучено и разработано.

Таблица 3. Характеристика нескольких российских АИПД [11]

Параметр	АИПД-5	АИПД-8	АИПД-20	АИПД-45-2	АИПД-95
Энергия батареи, Дж	3,8	8,4	20	55	155
Максимальная мощность, Вт	16,9	42,18	60	75—150	170
Единичный импульс тяги, мН·с	0,05	0,14	0,9	1,44—2,9	3,5
Удельный импульс, с	300	340	716	1100	1600
Тяга, мН	0,2	0,7	0,9	1,44—2,9	3,5
Суммарный импульс, кН·с	1,4	3	7	20	52
Общая масса ЭРДУ, кг	1	1,5	3,0	10,5	20
Тяга/масса, мН/кг	0,2	0,47	0,3	0,274	0,175

Цена тяги ЭРДУ на основе АИПД в зависимости от потребляемой мощности и отношение интегрального импульса к массе ЭРДУ в зависимости от массы ЭРДУ для ряда лётных моделей ЭРДУ, разработанных в НИИПМЭ МАИ, представлены на рис. 5, 6. Видно, что, начиная с потребления энергии на уровне 50 Вт, цена тяги стабилизируется на уровне 50—60 Вт/мН. Таким образом, для АИПД высокой мощности средняя тяга почти линейно зависит от потребляемой мощности. Небольшое отклонение от линейности связано с увеличением удельного импульса при увеличении энергии разряда. При этом удельный импульс превышает 1000 с, что обеспечивает значительную экономию массы рабочего тела. Рис. 6 иллюстрирует современное состояние массовых характеристик ЭРДУ на основе АИПД. Видно, что они являются оптимальными при массе ЭРДУ на уровне более 7—10 кг. Соответственно конкурен-

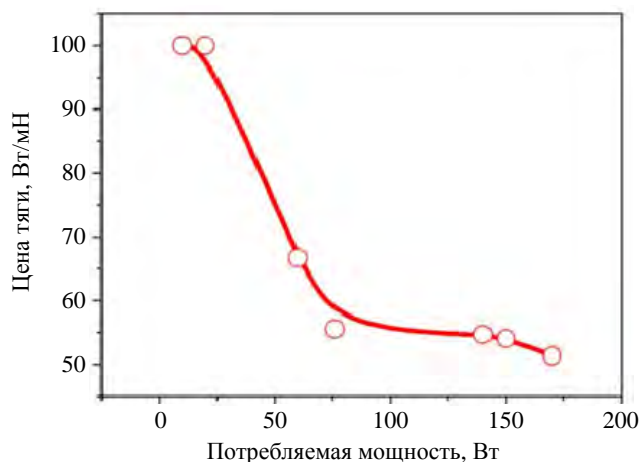


Рис. 5. Зависимость цены тяги АИПД от потребляемой мощности

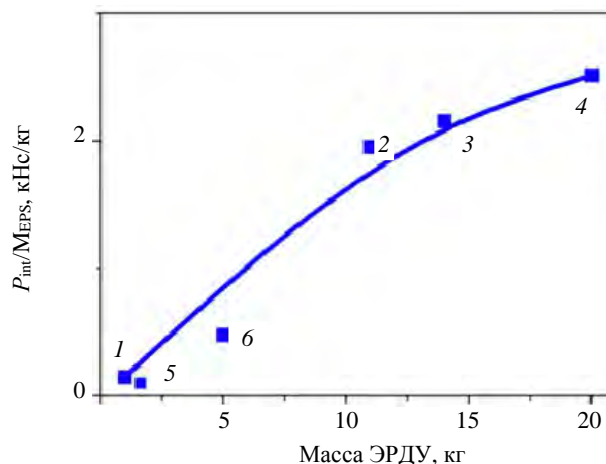


Рис. 6. Отношение интегрального импульса P_{int} к массе ЭРДУ M_{EPRs} в зависимости от массы ЭРДУ: 1—4 [11], 5 [9], 6 [20]

тоспособность рассматриваемой ЭРДУ относительно высока, особенно для КА массой более 100 кг. Многочисленные экспертные оценки показывают, что многие научные и прикладные задачи в космосе в ближайшем будущем будут решаться с помощью КА, масса которых составляет 50 кг или менее, в том числе так называемых космических микроаппаратов (МкКА) массой до 10 кг. Такие КА наиболее эффективно используются в орбитальных группировках, число которых варьируется от нескольких единиц до нескольких сотен. Необходимость проводить регулярные корректировки и удерживать орбиту микрокосмических аппаратов в течение всего срока их эксплуатации подразумевает разработку высокоэффективных малогабаритных двигателей.

Лёгкие и недорогие ЭРДУ предпочтительны благодаря снижению производственных затрат и эксплуатационных ограничений, а также из-за ограничения массы и доступности электрической энергии на борту КА. Этот вид устройств имеет энергопотребление до 20 Вт. АИПД является уникальным, потому что он способен поддерживать эффективность работы и стабильность рабочего процесса, используя энерговыделение за импульс ~ 1 Дж. Уникальная конструкция и технологическая простота, предопределяющие низкую стоимость производства и эксплуатации, эксплуатационные возможности при потребляемой мощности около нескольких Вт и возможность точного управления импульсами тяги, объективно обеспечивают определённые преимущества АИПД с энергией разряда до 10 Дж. Данные двигатели могут быть использованы как в составе гибридной ЭРДУ малых КА, так и в качестве основного двигателя. Типичные параметры некоторых моделей микро-АИПД приведены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4. Типичные параметры некоторых моделей АИПД малой мощности

Параметр	АИПД-2-20	АИПД-5-20	АИПД-10-5
Энергия батареи, Дж	1,6	5	10
Рабочая частота, c^{-1}	5—20	5—10	5
Суммарный импульс (не более $1,3 \cdot 10^7$ импульсов), кН·с	0,26	1,4	3,25
Единичный импульс, мН·с	0,02	0,11	0,25
Масса топлива, кг	0,01	0,045	0,08
Масса за импульс, кг	$7,5 \cdot 10^{-9}$	$3,5 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-8}$
Масса ЭРДУ, кг	1	1	1,5

ГИБРИДНЫЕ ЭРДУ

В табл. 5 приведены данные гибридной двигательной установки для референтной миссии на основе 2КА МЕТЕОР. Для каждого КА этой группировки была выбрана комбинация двух двигательных установок: основной на базе СПД-100 и дополнительной на базе АИПД для точной установки КА на орбите. Сравнение гибридной ЭРДУ с ЭРДУ на основе СПД показывает, что присутствие АИПД в составе гибридной ЭРДУ, основой которой является СПД, незначительно увеличивает массу и потребляемую мощность. Однако точности установки высоты орбиты, времени пересечения восходящего узла и фазового положения между космическими аппаратами значительно возрастают. Так, точность установки фазы между КА МЕТЕОР составит $\pm 0,01^\circ$, а точность пересечения восходящего узла ± 1 мин.

Т а б л и ц а 5. Параметры гибридной двигательной установки для референтной миссии на основе 2КА МЕТЕОР

Параметр	Гибридная ЭРДУ
Мощность, Вт	1400
Тяга, мН	82,5
Суммарный импульс, кН·с	138
Удельный импульс, с	1600
КПД, %	42
Масса, кг	32,5
Точность установки импульса тяги на витке, мН·с	1

Если космическая группировка состоит из МКА массой от 60 до 500 кг и для поддержания целевой орбиты КА требуется интегральный импульс на уровне 100 кН·с, масса и мощность гибридной ЭРДУ заметно уменьшаются. В частности, согласно табл. 4 вклад ЭРДУ на основе АИПД в общую массу ЭРДУ может составить около 1 кг, что является вполне приемлемым. При этом будет достигнуто значи-

тельное повышение точности установки фазы между КА. Так, для КА ИОНОСФЕРА точность установки фазы между КА составит $\pm 0,01^\circ$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

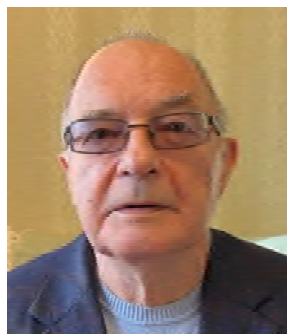
В работе сделаны оценки применимости использования гибридной электрореактивной двигательной установки на основе СПД и АИПД для низкоорбитальных группировок КА. Рассмотрены две типичные миссии. Космическая группировка, состоящая из двух КА ДЗЗ МЕТЕОР, позволяет сохранять фазовое положение космического корабля на орбите с точностью до $0,01^\circ$, сохраняя при этом время пересечения восходящего узла 1 мин. Для второй миссии, основанной на КА типа ИОНОСФЕРА, точность фазового положения на орбите также значительно возрастает. В целом гибридная ЭРДУ на основе СПД и АИПД представляется перспективной для использования в КА с повышенными требованиями к точности тяги.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Burton R.L., Turchi P.J.** Pulsed plasma thruster. — *J. of Propulsion and Power*, 1998, vol. 14, p. 716—735.
2. **Авдюшин С.И., Данилкин Н.П., Котонаева Н.Г., Никитский В.П., Абрамов В.В., Арманд Н.А.** Опыт и результаты радиозондирования ионосферы с борта орбитального космического комплекса «Мир» в свете использования малых космических аппаратов на низких орбитах. — *Космонавтика и ракетостроение*, 2005, т. 40, вып. 3, с. 9—17.
3. **Antropov N.N., Kazeev M.N., Khodnenko V.P.** SSC ZOND with APPT-95 Based EPS. — In: 34rd International Electric Propulsion Conference. Kobe, Japan, July 6—10, 2015, IEPC-2015-18 /ISTS-2015-b-18; http://erps.spacegrant.org/uploads/images/2015Presentations/IEPC-2015-18_ISTS-2015-b-18.pdf.
4. **Antropov N.N., Kazeev M.N., Khodnenko V.P.** IONOSFERE Satellite with APPT Based EPS. — In: 33rd International Electric Propulsion Conferenc. Washington, D.C., USA, October 6—10, 2013, IEPC-2013-66.
5. **Козубский К.Н., Мурашко В.М., Рылов Ю.П., Трифонов Ю.В., Ходненко В.П., Ким В., Попов Г.А., Обухов В.А.** СПД работают в космосе. — *Физика плазмы*, 2003, т. 29, № 3, с. 277—292.
6. **Ким В.П.** Стационарные плазменные двигатели в России: проблемы и перспективы [Электронный ресурс]. — М.: МАИ, 2013, № 60, с. 1—12. Режим доступа: <https://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=35374>. - 1.04.2016 г.
7. **Arkhipov B., Kim V., Koryakin A. et al.** Small SPT development and tests. — In: Proc. of the 3rd International Conference on Spacecraft Propulsion. Cannes, France, 2000, p. 399—401.
8. **Gorbunov A.V., Khodnenko V.P., Murashko V.M., Katasonov N.M.** Vernier propulsion system for small earth remote sensing satellite «KANOPUS-V». — In: 32nd International Electric Propulsion Conference. Wiesbaden, Germany September 11—15, 2011, IEPC-2011-001.
9. **Rezaeiha A., Schonher T.** — *Aircraft Engineering and Aerospace Technology*, 2012, vol. 84, p. 231.
10. **Alexeev Y.A., Kazeev M.N.** High power ablative pulse plasma thruster facility. — In: Proc. of the Second European Spacecraft Propulsion Conference, ESTEC. Noordwijk, Netherlands, 27—29 May 1997, ESA SP-398, p. 383—390.
11. **Antropov N.N., Kazeev M.N., Popov G.A.** Ablative pulsed plasma thrusters R&D in Russia since the beginning of the 90s. — In: 33rd International Electric Propulsion Conference. Washington, D.C., USA, October 6—10, 2013, IEPC-2013-68.
12. **Vondra R.J., Thomassen K.I., Solbes A.** A pulsed electric thruster for satellite control. — In: Proc. of the IEEE, 1971, vol. 59, p. 271—277.
13. **Guman W.J., Williams T.E.** Pulsed plasma microthruster for synchronous meteorological satellite (SMS). — In: 10th EPC. Lake Tahoe, NV, USA, AIAA-1973-1066, October—November 1973.
14. **Henrikson E.M., Mikellides P.G., Kamhawi H.** Experimental and numerical characterization of ablation-fed pulsed plasma thruster prototype. — In: 31st International Electric Propulsion Conference. Ann Arbor, MI, USA, IEPC-2009-246, September 2009.
15. **Edamitsu T., Tahara H.** Experimental and numerical study of an electrothermal pulsed plasma thruster for small satellites. — *Vacuum*, September 2006, vol. 80, p. 1223—1228.
16. **Umeda K., Shintani K., Kubota Y., Kitazono Y., Aoyagi J., Takegahara H.** Research and development on coaxial pulsed plasma thruster with feed mechanism. — In: 31st International Electric Propulsion Conference. Ann Arbor, MI, USA, IEPC-2009-255, September 2009.
17. **Koizumi H., Noji R., Komurasaki K.** Plasma flow behaviors and their effects on the performance of pulsed plasma thrusters. — In: Proc. of the 30th International Electric Propulsion Conference on Disc [CD-ROM]. Florence, Italy, September 17—20, 2007, IEPC-2007-189.
18. **Antropov N., Diakonov G., Orlov M., Popov G., Tyutin V., Jakovlev V., Alexeev Yu., Kazeev M., Darnon F.** High efficiency ablative pulsed plasma thruster characteristics. — In: 3rd International Conference on Space Propulsion, Cannes, France, 2000, paper № 206.
19. **Schönherr T., Nawaz A., Lau M., Petkow D., Herdrich G.** Review of Pulsed Plasma Thruster Development at IRS. Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan. 01/2011; 8(ists27):Tb_11-Tb_16. DOI:10.2322/tastj. 8. Tb_11.
20. **Benson S.W., Arrington L.A., Hoskins W.A., Meckel N.J.** Development of a PPT for the EO-1 spacecraft. — In: 35th JPC. Los Angeles, CA, USA, AIAA-1999-2276, June 1999.



Михаил Николаевич Казеев, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премий им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатowski институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Kazeev_MN@nrcki.ru



Владимир Павлович Ходненко, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н., академик Российской академии космонавтики им. К.Э. Циолковского; АО «Корпорация «ВНИИЭМ», 107078 Москва, Хоромный тупик 4, Россия
vniiem2108@mcc.vniiem.ru

Статья поступила в редакцию 25 июля 2020 г.

После доработки 28 августа 2020 г.

Принята к публикации 24 сентября 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 88—95.

УДК 621.039.633

СОВМЕСТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОПЛИВНЫХ ПОТОКОВ В ПЛАЗМЕ И В СИСТЕМАХ ИНЖЕКЦИИ И ОТКАЧКИ ДЕМО-ТИН

С.С. Ананьев¹, А.Ю. Днестровский¹, А.С. Кукушкин^{1,2}

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

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

В работе описана модификация системного кода FC-FNS, позволяющая включить в модель топливные потоки в основной и диверторной плазме. Предложен новый подход к описанию плотности изотопов водорода в основной плазме, основанный на использовании различного времени удержания ионов из различных источников. Модель дополнена новым сценарием газоснабжения системы нагревных инжекторов, предусматривающим инжекцию пучка $D^0 + T^0$ с замкнутым газовым циклом. Оценены потоки в топливном цикле (ТЦ) установки ДЕМО-ТИН и подобраны параметры топливной инжекции, обеспечивающие заданные условия в основной и диверторной плазме при варьировании изотопного состава газа в нагревных инжекторах. Определён рабочий диапазон состава изотопов водорода в диверторной плазме, при котором обеспечивается требуемая доля трития в основной плазме. Получена оценка полного содержания трития в ТЦ действующей установки от 850 до 1150 г.

Ключевые слова: термоядерный/гибридный реактор, источник термоядерных нейтронов, топливный цикл, изотопы водорода, моделирование D/T-потоков, моделирование основной и диверторной плазмы, FC-FNS.

INTEGRATED MODELING OF FUEL FLOWS IN THE PLASMA AND IN THE INJECTION AND PUMPING SYSTEMS FOR THE DEMO-FNS FUSION NEUTRON SOURCE

S.S. Ananyev¹, A.Yu. Dnestrovsky¹, A.S. Kukushkin^{1,2}

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

The paper describes a FC-FNS system code modification, which makes it possible to include fuel flows in the core and divertor plasma into the model. A new approach to the description of the hydrogen isotopes density in the plasma core is proposed, based on the different confinement times of ions from different sources. The model is supplemented by a new scenario of gas supply to the heating injector system, which provides the injection of a $D^0 + T^0$ beam with a closed gas cycle. The flows in the fuel cycle (FC) of the DEMO-FNS facility were estimated and the fuel injection parameters were selected that ensure the specified conditions in the core and divertor plasma with varying the gas isotopic composition in the heating injectors. The working range of the hydrogen isotopes composition in the divertor plasma is determined, at which the required tritium fraction in the plasma core is provided. An estimate of the total tritium amount in the operating facility FC was obtained from 850 to 1150 g.

Key words: fusion-fission hybrid facility, fusion neutron source, fusion fuel cycle, core and divertor plasma modeling, DT fuel balance code, hydrogen isotopes, FC-FNS.

DOI:10.21517/0202-3822-2020-43-4-96-109

ВВЕДЕНИЕ

Системы ТЦ должны обеспечивать требуемые условия в основной и диверторной плазме путём напуска и согласованной откачки газов, контроля параметров основной плазмы путём подпитки её топливом, а также эффективную переработку топливной смеси и компонентов для сокращения запасов радиоактивных элементов. Расчёт потоков топливных изотопов в системах, обеспечивающих циркуляцию топлива и вспомогательных газов в токамаке-реакторе или термоядерном источнике нейтронов (ТИН) [1], требует обязательного учёта процессов в основной и диверторной плазме [2, 3]. Для промышленных установок управляемого термоядерного синтеза (УТС) или гибридных систем синтез-деление (ГССД) целесообразно использовать в качестве подпитки топливом инжекцию в виде криогенных пеллет [4, 5]. Система дополнительного нагрева плазмы путём инжекции пучков нейтральных атомов также снабжает плазму частицами, соответствующими составу пучка. Вместе с тем поток нейтральных атомов из дивертора подпитывает плазму частицами топлива, что требует тщательного учёта этого потока. Кроме того,

необходим расчёт параметров диверторной плазмы, поскольку поступление топлива из диверторной плазмы также существенно [3, 6]. Для поддержания рабочих параметров основной плазмы и диверторной области требуется инжекция газов в вакуумную камеру с расходом, который на три порядка превышает термоядерное выгорание топлива в основной плазме [4—6]. Именно за счёт этого потока будет формироваться состав нейтралов и плазмы в диверторе.

В процессе инжекции топлива в вакуумную камеру не все частицы достигают основной плазмы — часть из них сразу попадает в диверторный слой. Кроме того, на долю трития в диверторной плазме f_{div}^T будут влиять инжекция пеллет и нейтральная инжекция.

Основная плазма получает частицы из трёх источников (S_{NB} — системы нейтральной инжекции, S_{pel} — системы подпитки в форме криогенных топливных пеллет и S_{sep} — потока нейтралов из области дивертора), сопоставимых по величине [3, 6]. Изменение изотопного состава основной плазмы влияет на системы откачки и обработки газов (поскольку величина и состав газовых потоков зависят от доли трития в основной плазме f_{core}^T и f_{pel}^T), а также на системы подпитки, которые должны обеспечивать заданные условия f_{core}^T .

В качестве инструмента моделирования процессов в системах ТЦ ДЕМО-ТИН использовалась электронная модель FC-FNS (Fuel Cycle for Fusion Neutron Source) [6, 7]. Модернизированная версия кода получила возможность учитывать согласованные параметры основной и диверторной плазмы, полученные в результате совместного моделирования кодами SOLPS4.3 [8] и ASTRA [3, 9]. Целью данной работы является разработка подхода, обеспечивающего моделирование ТЦ токамака гибридной установки ДЕМО-ТИН при наличии обратной связи между системами откачки и инжекции с учётом изменения изотопного состава пристеночной и основной плазмы.

В контексте данной работы мы будем называть всю плазму снаружи сепаратрисы «диверторной», а область, занимаемую ей, «дивертором», не делая различия между собственно дивертором и диверторным слоем (scrape-off layer, SOL). Параметры этой плазмы рассчитываются в коде SOLPS4.3 и представляются здесь средними значениями, например, плотности плазмы на сепаратрисе или концентрации трития в пристеночной плазме.

АРХИТЕКТУРА ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА

Топливным циклом ТЦ принято называть комплекс систем (зачастую вынесенный в отдельное помещение, тогда употребляют термин «трיתיный завод»), который служит для обеспечения циркуляции DT-топлива через вакуумную камеру установки, поддерживая необходимые параметры основной плазмы. На этапе концептуальной разработки установки ДЕМО-ТИН были выбраны сценарии работы, оценены газовые потоки в системах и выбрана архитектура систем ТЦ [10]. Прогресс в разработке установки и моделировании ТЦ позволил перейти для ряда систем от стадии концептуального проектирования к инженерной [5, 7]. При этом вместе с проработкой систем ТЦ и углублением их детализации моделирование сценариев с использованием кода FC-FNS позволило оптимизировать функции систем [5]. В настоящее время ТЦ разделены по своим основным функциям:

- откачка газов из вакуумной камеры;
- выделение изотопов водорода из смеси откачиваемых газов;
- дополнительная очистка химически связанных изотопов водорода;
- переработка тритийсодержащих радиоактивных отходов, в том числе удаление трития из смеси газов и воды;
- разделение изотопов водорода до необходимого уровня концентрации;
- управление источниками изотопов водорода в плазме, системах нагрева и подачи топлива;
- наработка трития и извлечение его из газа-носителя;
- хранение топливных изотопов;
- обеспечение циркуляции примесных газов (Ne).

В результате оптимизации в ТЦ ДЕМО-ТИН выделены три контура: (первый) грубой переработки газов из системы откачки токамака, (второй) выделения трития из blankets реактора и (третий) перера-

ботки тритийсодержащих отходов, улавливания трития из технологических потоков (в том числе из воздуха рабочих помещений при аварийных ситуациях) и выделения технологических газов. Условная блок-схема систем ТЦ, включающая все три контура, показана на рис. 1. Системы, формирующие контуры, выделены одним цветом. Цветными стрелками обозначены потоки топливных изотопов. В целом выбранная структура характерна для большинства концептуальных и проектируемых реакторов синтеза [11—13]. Однако наличие в комплексе установки бланкета-бридера с составом газов, существенно отличающимся от комбинации газов первого контура, потребовало принципиально нового подхода к архитектуре ТЦ и составу технологических систем, необходимого для возможности их интеграции [5].

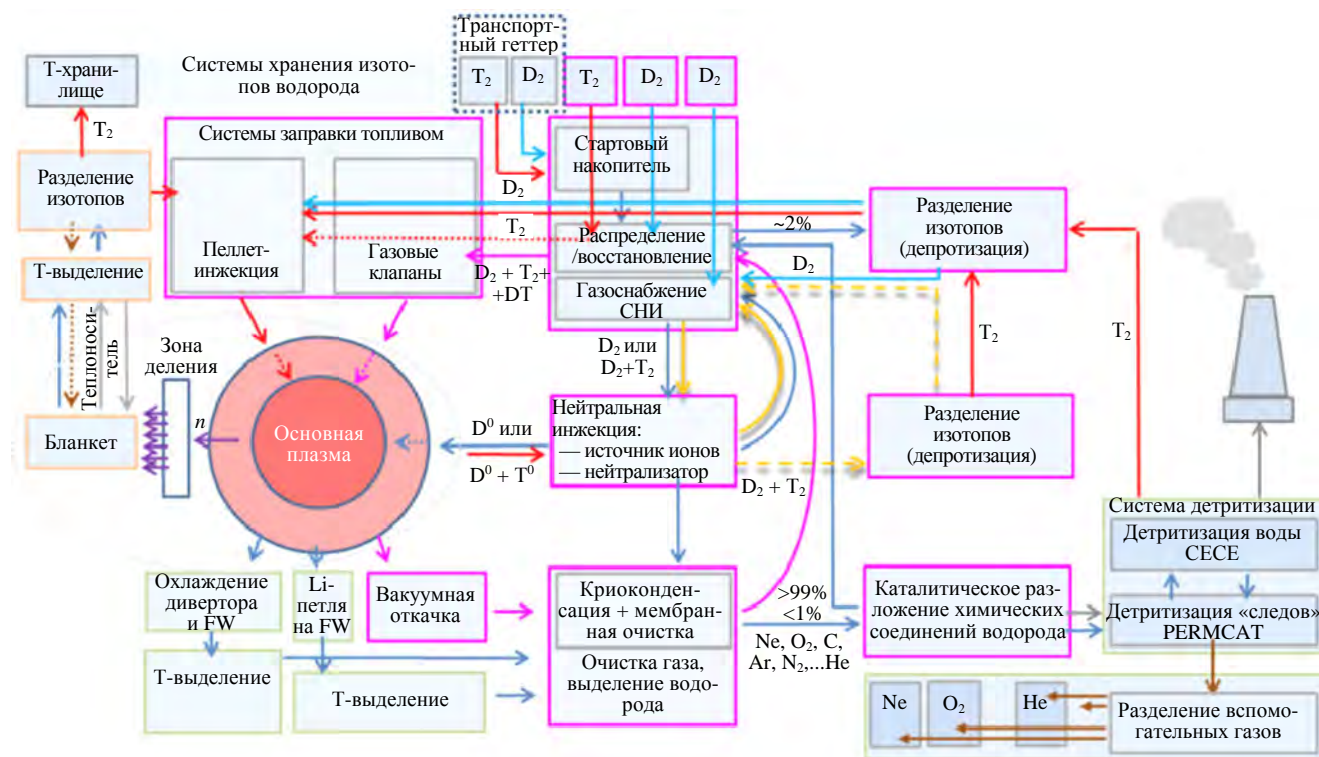


Рис. 1. Блок-схема систем ТЦ: цветами условно показаны системы первого, второго и третьего контура (согласно описанным в тексте функциям); цветными стрелками показаны потоки топливных изотопов; для системы нагревных инжекторов показаны различные сценарии газоснабжения

Системы ТЦ для ДЭМО-ТИН должны поддерживать стационарный режим переработки и подачи топливной смеси. Для создания и поддержания плазменного разряда с коэффициентом усиления мощности (отношение термоядерной мощности к мощности дополнительного нагрева) $Q \sim 1$ требуется сравнительно небольшой расход топлива (трития и дейтерия) — на уровне 0,08 г/с. В связи с этим для ТЦ ДЭМО-ТИН было предложено обеспечивать циркуляцию смеси изотопов водорода без разделения изотопомеров (H_2 , HD , D_2 , DT , T_2), но с ребалансом изотопного состава D/T в системе газонапуска. Разделение изотопов будет проводиться для потока (<5% от общего), достаточного, чтобы обеспечить требуемые количества изотопов в системах инjection, где необходимо использование преимущественно одного изотопа ($D_2 + T_{imp}$ в нагревных инжекторах и $T_2 + D_{imp}$ для пеллет-инjection). Обработки такого потока достаточно для контроля доли протия в плазме за счёт его удаления в системе разделения изотопов [5]. Критическая (требуемая) степень чистоты топливных изотопов должна быть выбрана в процессе дальнейшего углублённого моделирования отдельных систем ТЦ (в том числе инjection) и оптимизации для сокращения количества трития во всех системах ТЦ, выполнения требований безопасности и совместимости систем.

Проект ДЭМО-ТИН предполагает использование технологий ТЦ, разработанных в рамках проекта ИТЭР и использованных в JET и TFTR. Кроме того, достигнутый в последние десятилетия существенный прогресс в разработке технологий ТЦ для значительно более мощных, но полностью термоядерных установок CFETR и DEMO также принимается во внимание при рассмотрении технических предложений по технологическим системам ТЦ и их интеграции [5, 6].

В данной работе код FC-FNS был модифицирован для полного соответствия архитектуре ТЦ, выбранной ранее [5] при анализе кандидатных технологий. Одно из изменений коснулось организации газоснабжения системы нагревных инжекторов. Модель ТЦ была дополнена новым сценарием с инжекцией смешанного нагревного пучка $D^0 + T^0$, которая ранее рассматривалась в [2, 6, 10—12] в концептуальном варианте, и замкнутым газовым циклом. Такое решение позволит не нагружать дополнительными газовыми потоками системы переработки топлива токамака (предварительного и мембранного разделения газов, разделения изотопов), обеспечивая при этом требуемую инжекцию топливных изотопов в основную плазму с минимальным изменением изотопного состава газа инжекторов [14]. Сценарий моделируется по аналогии с замкнутым циклом для пучка D^0 с учётом контроля изотопного состава газа за счёт включённой в состав контура системы разделения изотопов [5, 14]. Таким образом, все моделируемые в FC-FNS сценарии опираются на конкретные технологические решения, что позволяет более ответственно говорить о полученных результатах и рассчитывать содержание изотопов в системах ТЦ с учётом особенностей протекающих в них физико-химических процессов.

СОВМЕСТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦЕНТРАЛЬНОЙ И ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАЗМЫ

Для совместного моделирования основной и диверторной плазмы используется не прямое объединение кодов ASTRA [9] и SOLPS4.3 [8] — подход, разработанный ранее применительно к реактору ИТЭР [16, 17]. В нём одномерное моделирование основной плазмы кодом ASTRA дополняется граничными условиями и ограничениями (например, величиной предельной тепловой нагрузки на диверторные пластины), представленными в виде скейлингов, полученных в результате двумерного моделирования пристеночной плазмы кодом SOLPS4.3. В результате получается эффективный алгоритм, обеспечивающий совместное описание областей плазмы с сильно различающимися характерными временами, который позволяет рассчитывать параметры основной плазмы, согласующиеся с ограничениями для дивертора (тепловые нагрузки, потоки газа). В данной работе для всех систем ТЦ рассчитываются расходы дейтерия и трития, соответствующие параметрам плазмы, полученным в [3].

Основные параметры плазмы ДЕМО-ТИН, полученные в результате совместного моделирования основной и диверторной плазмы с помощью такой комбинации кодов [3]:

R/a , м . . .	3,2/1
B , Тл . . .	5
I_p , МА . . .	4—5
Мощность пучкового допнагрева P_{NB1} , МВт . . .	30
Энергия атомов пучка E_{NB1} , кэВ . . .	500
Мощность допнагрева P_{ECRH} , МВт . . .	6
Объём основной плазмы V_{pl} , м ³ . . .	121
Мощность синтеза P_{fus} , МВт . . .	30,35
Приведённое нейтральное давление в диверторе p_n , Па . . .	2,0
Скорость откачки из дивертора c_p , м ³ /с . . .	30
Изотопный состав топливных компонентов основной плазмы f_{core}^T . . .	0,5
Доля Ne в плазме на сепаратрисе f_{Ne} . . .	0,02
Средняя плотность плазмы $\langle n_e \rangle$, м ⁻³ . . .	$0,7 \cdot 10^{20}$
Плотность электронов плазмы на сепаратрисе $n_{sep,e}$, м ⁻³ . . .	$4,67 \cdot 10^{19}$
Мощность, подводимая к SOL, P_{SOL} , МВт . . .	37,4
Время удержания энергии τ_E , с . . .	0,737
Время удержания частиц τ_p , с . . .	2,95
Эффективный заряд плазмы Z_{eff} . . .	2,74
Плотность He на сепаратрисе n_{sep}^{He} , м ⁻³ . . .	$0,11 \cdot 10^{19}$
Поток атомов He через сепаратрису S_{sep}^{He} , 1/с . . .	$6,12 \cdot 10^{19}$
Частота инжекции пеллет (HFS/LFS), Гц . . .	0—1,5/0—100
Размер пеллет (LFS, HFS), мм ³ . . .	0,05—7
Эффективность ввода частиц в основную плазму k , %:	
$k_{eff(NB)}$. . .	90
$k_{eff(pel)}$ HFS/LFS . . .	90/50
Поток термоядерных нейтронов, 1/с . . .	$1,08 \cdot 10^{19}$
Время остановки наработки T , дней (T должен храниться в геттере) . . .	20

В расчётах кодами ASTRA и SOLPS изотопы водорода не различаются, расчёты проводятся для частиц топлива с атомным весом 2.5 (ASTRA) и 2 (SOLPS). Поэтому для оценки потоков дейтерия и трития, необходимых для анализа ТЦ, введём дополнительные предположения. Будем считать, что коэффициенты переноса частиц D и T в плазме равны. Тогда относительная концентрация трития в основной плазме f_{core}^T определяется соотношением величины источников D и T и их распределением по сечению плазменного шнура. Для наших оценок используем интегральные значения числа частиц в соответствующих объёмах и примем, что вклады от различных источников в плотность соответствующего компонента плазмы аддитивны. Тогда баланс частиц в основной плазме записывается в виде

$$N_{core} = N_{sep} + S_{NB}\tau_{NB} + S_{pel}\tau_{pel} + S_{sep}\tau_{sep} - S_{fus}\tau_{tot}, \quad (1)$$

где $N_{core} = n_{core}V_{pl}$ — полное число частиц изотопов водорода в основной плазме; $N_{sep} = n_{sep}V_{pl}$ (предполагаем отсутствие пинчевания для водородных компонентов); n_{sep} — плотность плазмы на сепаратрисе, полученная из скейлинга по данным SOLPS; V_{pl} — объём основной плазмы внутри сепаратрисы. Здесь S_{NB} , S_{pel} , S_{sep} , S_{fus} — интенсивности источников (и стоков) ионов D и T за счёт инжекции нейтралов, инжекции пеллет, поступления газа с периферии шнура (определяется из скейлингов SOLPS) и термоядерных реакций, τ_{NB} , τ_{pel} , τ_{sep} и τ_{tot} — соответствующее время удержания этих ионов. Все эти величины N и S подсчитываются в коде ASTRA, а величины τ определяются путём численного дифференцирования выражения (1) по соответствующей переменной S . Профили источников и плотности, полученные в результате моделирования [3], показаны на рис. 2. На рис. 3 показана эволюция полного количества частиц, в данном случае электронов, при небольшом ~10% искусственном уменьшении

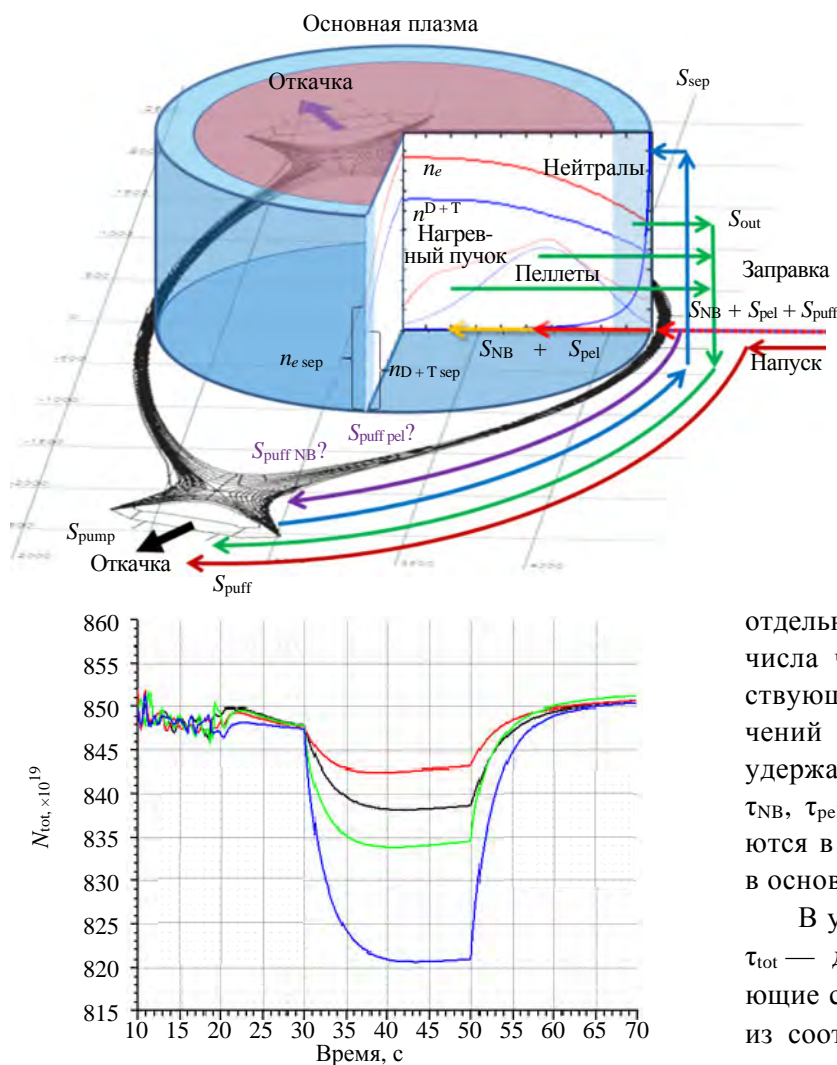


Рис. 2. Условная схема потоков для уравнений (1)—(5). Показаны потоки подпитки плазмы топливом (fueling), газовой инжекции в вакуумную камеру (puff) и откачки (pump). Приведены профили плотности электронов n_e в основной плазме и топливных изотопов n^{D+T} . Показаны радиальные профили ионизации для различных источников — нагревного пучка, пеллет-инжекции, газовой инжекции. Проиллюстрированы потоки, проникающие в основную плазму S_{NB} , S_{pel} и S_{sep} , а также не попавшие в core и направленные в откачку S_{puff_NB} и S_{puff_pel} . Потери частиц S_{out} складываются из потоков от различных областей, формируемых различными источниками (см. (3), (5)). Показана также расчётная сетка SOLPS, покрывающая область пристеночной плазмы и дивергторов. Профили для источников и плотности основной плазмы построены кодом ASTRA, внешние потоки рассчитываются кодом FC-FNS

отдельных источников. Отношение разности числа частиц при двух значениях соответствующего источника к разности этих значений даёт оценки характерных времён удержания частиц от различных источников τ_{NB} , τ_{pel} , τ_{sep} , и τ_{tot} , которые затем используются в описании баланса трития и дейтерия в основной плазме.

В уравнении (1) параметры τ_{NB} , τ_{pel} , τ_{sep} и τ_{tot} — диффузионные времена, характеризующие скорость ухода ионов, образовавшихся из соответствующего источника, на сепаратрису. Эффективное замедление распада плотности в плазменном шнуре за счёт рециклинга описывается здесь ненулевой плот-

Рис. 3. Изменение полного количества электронов в основной плазме при уменьшении на 10% источника нейтральной инжекции (—), пеллет-инжекции (—), диверторного потока в основную плазму (—) и всех источников (—): $\tau_{NB} = 2,69$; $\tau_{pel} = 2,5$; $\tau_{sep} = 0,63$; $\tau_{tot} = 0,96$

ностью плазмы на сепаратрисе n_{sep} и потоком нейтралов внутрь шнура S_{sep} , которые рассчитываются в коде SOLPS и аппроксимируются скейлингами.

Необходимо отметить, что уравнение переноса частиц в коде ASTRA записано для электронов и ионов примеси. Плотность изотопов водорода в основной плазме вычисляется из соображений квазинейтральности $\langle n^{T+D} \rangle = \langle n_e \rangle - \sum (Z_i N_i)$, где i — примеси в плазме (в нашем случае He, Ne, Be). Здесь $\langle n_e \rangle$ — средняя концентрация электронов, Z_{He} , Z_{Ne} , Z_{Be} — средние заряды ионов соответствующей примеси (для лёгких примесей, рассматриваемых здесь, мы предполагаем их полную ионизацию в основной плазме), $\langle n_i \rangle$ — средняя концентрация примесей, полученная в коде ASTRA.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СОГЛАСОВАННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ДЛЯ РАСЧЁТОВ ТОПЛИВНЫХ ПОТОКОВ В ТЦ

Запишем систему уравнений баланса для трития. Удержание в основной плазме

$$f_{core}^T N_{core} = f_{div}^T N_{sep} + S_{NB}^T \tau_{NB} + S_{pel}^T \tau_{pel} + f_{div}^T S_{sep} \tau_{sep} - S_{fus} \tau_{tot}. \quad (2)$$

Баланс источников частиц трития в основной плазме

$$S_{out}^T = S_{NB}^T + S_{pel}^T + f_{div}^T S_{sep} - S_{fus}^T. \quad (3)$$

Баланс их источников в диверторе

$$f_{div}^T c_p p_n + f_{div}^T S_{sep} = S_{puff}^T + S_{out}^T. \quad (4)$$

Здесь f_{div}^T — доля частиц трития в топливных компонентах в диверторной плазме, которую мы считаем постоянной, так что доля трития в потоках в систему откачки и в основную плазму одна и та же:

$$f_{div}^T = S_{sep}^T / S_{sep} = S_{pump}^T / S_{pump} \equiv S_{pump}^T / (c_p p_n); \quad (5)$$

$$S_{puff}^T = S_{NB}^T (1 - k_{eff(NB)}) / k_{eff(NB)} + S_{pel}^T (1 - k_{eff(pel)}) / k_{eff(pel)} + S_{GIS}^T; \quad (6)$$

f_{core}^T и f_{div}^T — доли частиц Т в основной и диверторной плазме соответственно; S_{out}^T — уход трития из основной плазмы через сепаратрису; S_{GIS}^T — газонапуск трития в вакуумную камеру и дивертор, обеспечивающий требуемое давление (приведённое к нормальным условиям [20]) p_n в диверторе при заданной скорости откачки c_p (определяется в согласованном расчёте ASTRA + SOLPS из условия приемлемой тепловой нагрузки на диверторные пластины [16]); $k_{eff(NB)}$ и $k_{eff(pel)}$ — эффективность ввода топлива в основную плазму пучком и пеллетами. Коэффициенты $(1 - k_{eff(NB)})$ и $(1 - k_{eff(pel)})$ описывают потери частиц, не долетающих до основной плазмы при инжекции пучков атомов и пеллет (сопутствующий газ, обдирка в диверторном слое). Поскольку эти частицы поступают в камеру токамака, они должны откачиваться и поэтому появляются в балансе частиц в диверторной плазме. Система (2)–(6) имеет пять неизвестных — S_{out}^T , S_{pel}^T , S_{puff}^T , S_{puff} , S_{GIS}^T и решается при заданных параметрах S_{NB}^T , f_{div}^T , c_p и p_n , которые в нашей модели варьируются. Параметр f_{core}^T фиксирован и равен значению, принятому в соответствующем расчёте ASTRA, где он используется при расчёте термоядерной мощности [3]. Дополнительные уравнения позволяют находить потоки дейтерия и используют значения суммарных потоков S_{pel} и S_{out} , рассчитанные в [3]:

$$S_{out}^D = S_{out} - S_{out}^T; \quad (7)$$

$$S_{pel}^D = S_{pel} - S_{pel}^T; \quad (8)$$

$$S_{puff}^D = (1 - f_{div}^T)(S_{puff} + S_{out}) - S_{out}^D; \quad (9)$$

$$S_{GIS}^D = S_{puff}^D - S_{NB}^D (1 - k_{eff(NB)}) / k_{eff(NB)} - S_{pel}^D (1 - k_{eff(pel)}) / k_{eff(pel)}. \quad (10)$$

Рабочее давление в диверторе p_n при заданной скорости откачки c_p [3, 6] обеспечивается за счёт подачи газа в вакуумную камеру S_{puff} . Этот поток формируется газом, инжектируемым через газовые клапаны S_{GIS} , и потоками газа из систем инжекции $S_{\text{puff (NB)}}$ и $S_{\text{puff (pel)}}$, не попавшими в основную плазму (за счёт эффективности ввода $<100\%$ [15]). Фактические потоки частиц из систем инжекции представляют собой $S_{\text{NB}}^{\text{total (T;D)}} = S_{\text{NB}} + S_{\text{puff (NB)}} = S_{\text{NB}}/k_{\text{eff (NB)}}$ и $S_{\text{pel}}^{\text{total (T;D)}} = S_{\text{pel}} + S_{\text{puff (pel)}} = S_{\text{pel}}/k_{\text{eff (pel)}}$ [6, 10]. Эти источники частиц играют большую роль при расчёте систем инжекции, откачки и обработки топливной смеси в ТЦ установки. Баланс источников трития в основной плазме (3) определяет расход трития через сепаратрису в дивертор $S_{\text{out}}^{\text{T}}$, а величина $f_{\text{div}}^{\text{T}}$ как параметр определяет расход трития через газовые клапаны $S_{\text{GIS}}^{\text{T}}$ (6).

На рис. 2 показана схема газовых потоков, на которой показаны потоки подпитки плазмы топливом, инжекции газа в вакуумную камеру и откачки. Для основной плазмы построены профили плотности электронов n_e и топливных изотопов $n^{\text{D+T}}$. Показаны области подпитки топливом от различных источников — нагревного пучка, пеллет-инжекции и газовой инжекции. Проиллюстрированы потоки, проникающие в основную плазму, — $S_{\text{NB}}^{\text{T+D}}$, $S_{\text{pel}}^{\text{T+D}}$ и $S_{\text{sep}}^{\text{T+D}}$, а также не попавшие в неё и направленные в откачку — $S_{\text{puff_NB}}^{\text{T;D}}$ и $S_{\text{puff_pel}}^{\text{T;D}}$. Потери частиц из основной плазмы $S_{\text{aut}}^{\text{T+D}}$ складываются из потоков, формируемых различными источниками.

Суммарные D + T расходы газа и интенсивности различных источников определяются в коде ASTRA + SOLPS и обеспечивают согласование подпитки с выбранным режимом работы реактора. Таким образом, постановка задачи в FC-FNS предполагает расчёт потоков изотопов $S_{\text{pel}}^{\text{T;D}}$, обеспечивающих требуемые параметры плазмы для различных сценариев нагревного пучка и соответственно S_{NB}^{T} и S_{NB}^{D} . При этом за счёт изменения соотношения $S_{\text{puff}}^{\text{T}}/S_{\text{puff}}^{\text{D}}$ (при сохранении S_{puff}) может изменяться величина $f_{\text{div}}^{\text{T}}$. Подбор оптимальных значений топливных потоков в системы инжекции должен обеспечить выполнение балансов в основной и диверторной плазме (2)—(6) для D, T и D + T, обеспечивая требуемое состояние плазмы для термоядерного горения и производства нейтронов.

Если записать баланс (2) в виде $N_{\text{core}}^{\text{T;D}} = f_{\text{div}}^{\text{T;D}} N_{\text{sep}}^{\text{D+T}} + S_{\text{NB}}^{\text{T;D}} \tau_{\text{NB}} + S_{\text{pel}}^{\text{T;D}} \tau_{\text{pel}} + f_{\text{div}}^{\text{T;D}} N_{\text{sep}}^{\text{D+T}} \tau_{\text{sep}} - S_{\text{fus}} \tau_{\text{tot}}$, то с учётом определения $f_{\text{core}}^{\text{T}} = N_{\text{core}}^{\text{T}}/N_{\text{core}}$, $N_{\text{core}}^{\text{T;D}} = f_{\text{core}}^{\text{T;D}} N_{\text{core}} = f_{\text{div}}^{\text{T;D}} N_{\text{sep}} + S_{\text{NB}}^{\text{T;D}} \tau_{\text{NB}} + S_{\text{pel}}^{\text{T;D}} \tau_{\text{pel}} + f_{\text{div}}^{\text{T;D}} S_{\text{sep}}^{\text{D+T}} \tau_{\text{sep}} - S_{\text{fus}} \tau_{\text{tot}}$ или $(n^{\text{T+D}} V_{\text{pl}} f_{\text{core}}^{\text{T;D}} + S_{\text{fus}} \tau_{\text{tot}} - S_{\text{NB}}^{\text{T;D}} \tau_{\text{NB}} - S_{\text{pel}}^{\text{T;D}} \tau_{\text{pel}})/(V_{\text{pl}} n_{\text{sep}}^{\text{D+T}} + S_{\text{sep}} \tau_{\text{sep}}) = f_{\text{div}}^{\text{T;D}}$.

Полученное уравнение ограничивает интенсивность инжекции пеллет в плазму для поддержания её заданной плотности при рассчитанных временах удержания. Так как выражение содержит члены с $f_{\text{core}}^{\text{T;D}}$ и с $f_{\text{div}}^{\text{T;D}}$, оно может быть использовано в качестве условия на долю изотопов в диверторе $f_{\text{div}}^{\text{T;D}}$ в зависимости от требуемой величины $f_{\text{core}}^{\text{T;D}}$:

$$(n^{\text{T+D}} V_{\text{pl}} f_{\text{core}}^{\text{T;D}} + S_{\text{fus}} \tau_{\text{tot}} - S_{\text{NB}}^{\text{T;D}} \tau_{\text{NB}})/(V_{\text{pl}} n_{\text{sep}}^{\text{T+D}} + S_{\text{sep}} \tau_{\text{sep}}) > f_{\text{div}}^{\text{T;D}} \quad (11)$$

при неотрицательном значении $S_{\text{pel}}^{\text{T;D}}$.

Подставляя в это выражение значения для согласованного стационарного решения в основной и диверторной плазме, можно найти границы допустимого диапазона $f_{\text{div}}^{\text{T}}$. Природа этого ограничения довольно проста — изменение доли трития (T) в диверторе вызывает противоположное изменение доли дейтерия (D) и, как следствие, потока $S_{\text{sep}}^{\text{D}}$, что, в свою очередь, приводит к изменению $f_{\text{core}}^{\text{T;D}}$. Следовательно, для обеспечения баланса частиц в основной плазме нужно обеспечить $f_{\text{div}}^{\text{T;D}}$ путём согласованного газонапуска в вакуумную камеру и дивертор $S_{\text{puff}}^{\text{T;D}}$ и организации откачки газов из дивертора $S_{\text{pump}}^{\text{T;D}}$. Условие (11) для состава диверторной плазмы должно обеспечиваться при подпитке основной плазмы

$S_{\text{fueling}}^{\text{T,D}} = S_{\text{NB}}^{\text{T,D}} + S_{\text{pel}}^{\text{T,D}}$, при которой будут сохраняться значения плотности основной плазмы $\langle n^{\text{T+D}} \rangle$ и её состав $f_{\text{core}}^{\text{T,D}}$. Подробнее рассмотрим это в следующем разделе.

В коде FC-FNS реализован численный метод решения системы уравнений (2)—(6) методом итераций, при котором вычисляются потоки топливных изотопов, необходимые для подпитки плазмы, и рассчитываются потоки газа в системах откачки, извлечения водорода, разделения изотопов до требуемых концентраций и их инжекции в различных формах (газа, пучка нейтральных атомов и криогенных пеллет). На основании $S_{\text{pump}}^{\text{T,D}}$ и $S_{\text{fueling}}^{\text{T,D}}$ согласно уравнениям, описанным в [6, 10], определяются потоки в системах ТЦ и соответствующие значения относительной концентрации трития f_i^{T} в этих системах. Показатель изотопного состава наряду с значением потока одного топливного изотопа в системе ТЦ позволяет вычислить поток другого, если он не задан иным условием. На схеме ТЦ (см. рис. 1) видно, что ряд систем имеет несколько входных и/или выходных потоков, причём далеко не обязательно они имеют одинаковый изотопный состав. Например, на выходе систем воспроизводство Т, разделения изотопов и инжекции характерны моноизотопные смеси. Как правило, входной поток в систему (например, разделения изотопов) задаётся из условия обеспечения требуемого потока продукта на выходе — в этом случае значения f_i^{T} позволяют корректно рассчитать входные и выходные потоки компонентов топливной смеси.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

С помощью кода ASTRA было найдено стационарное решение и рассчитаны характерные времена удержания частиц вместо τ_p , используемого нами ранее для всех источников: $\tau_{\text{pel,e}}$, $\tau_{\text{sep,e}}$, $\tau_{\text{tot,e}}$, $\tau_{\text{NB,e}}$. Значения характерного времени удержания частиц от различных источников, рассчитанные в ASTRA:

Время удержания частиц $\tau_{\text{NB,e}}$, с . . .	2,69
Время удержания частиц $\tau_{\text{pel,e}}$, с . . .	2,5
Время удержания частиц $\tau_{\text{sep,e}}$, с . . .	0,63
Время удержания частиц $\tau_{\text{tot,e}}$, с . . .	0,96
Общее число частиц N_{core} . . .	$630 \cdot 10^{19}$
Источник частиц из NB-инжекторов S_{NB} , 1/с . . .	$37,5 \cdot 10^{19}$
Поток частиц в виде пеллет S_{pel} , 1/с . . .	$28,5 \cdot 10^{19}$
Поток частиц из дивертора S_{sep} , 1/с . . .	$222 \cdot 10^{19}$
Суммарный поток частиц S_{tot} , 1/с . . .	$288 \cdot 10^{19}$

Для найденного стационарного решения для основной и диверторной плазмы в коде FC-FNS были проведены расчёты для трёх сценариев газоснабжения системы нагревных инжекторов [10, 16]: с использованием газа $D_2 + T_2$ с соотношением, близким к составу плазмы; с замкнутым контуром газоснабжения (описанным в разделе «Архитектура ТЦ») и использованием $D_2 + T_2$ -смеси; с замкнутым контуром газоснабжения и D_2 в качестве рабочего газа (при этом доля примеси Т контролируется системой очистки). В результате численного решения системы уравнений были получены графики абсолютных значений потоков в различных системах ТЦ при заданных значениях $f_{\text{core}}^{\text{T}}$ и $f_{\text{div}}^{\text{T}}$.

Расчёты сценария в ASTRA выполнены для $f_{\text{core}}^{\text{T}} = 0,5$. Рабочий диапазон $f_{\text{div}}^{\text{T}}$ из (11) оказывается различным для различных сценариев газоснабжения нагревных инжекторов — так, для пучка $D^0 + T^0$ получим $f_{\text{div}}^{\text{D}} < 0,53$ и $f_{\text{div}}^{\text{T}} < 0,53$, что в результате определит рабочее окно $0,47 < f_{\text{div}}^{\text{T}} < 0,53$. Для пучка D^0 рабочий диапазон для доли Т в диверторе получится $0,54 < f_{\text{div}}^{\text{T}} < 0,60$. Видно, что если для сценария пучка $D^0 + T^0$ вариант $f_{\text{core}}^{\text{T}} = f_{\text{div}}^{\text{T}}$ может быть реализован, то для пучка D^0 условие $f_{\text{core}}^{\text{T}} = f_{\text{div}}^{\text{T}}$ не может выполняться.

Были рассмотрены варианты $f_{\text{core}}^{\text{T}} = 0,5$ для $f_{\text{div}}^{\text{T}} = 0,47, 0,5, 0,53, 0,54, 0,60$, при этом первые три режима реализуемы только для сценариев пучка $D^0 + T^0$, а последние два — только для сценария пучка D^0 .

На рис. 4 показаны значения f^T для изотопного состава в ключевых системах ТЦ в зависимости от f_{div}^T . Графики для $0,47 < f_{div}^T < 0,53$ соответствуют сценариям для пучка $D^0 + T^0$, а $0,54 < f_{div}^T < 0,60$ — для пучка D^0 . Видно, что $f_{core}^T = 0,5$ для всех значений f_{div}^T . Для $f_{div}^T = 0,50$ значения f^T для систем очистки, распределения потоков (для восстановления изотопного состава [6, 7]) и газовой инжекции отличаются по абсолютной величине в пределах 5%. Изменение f_{div}^T в ту или иную сторону приводит к изме-

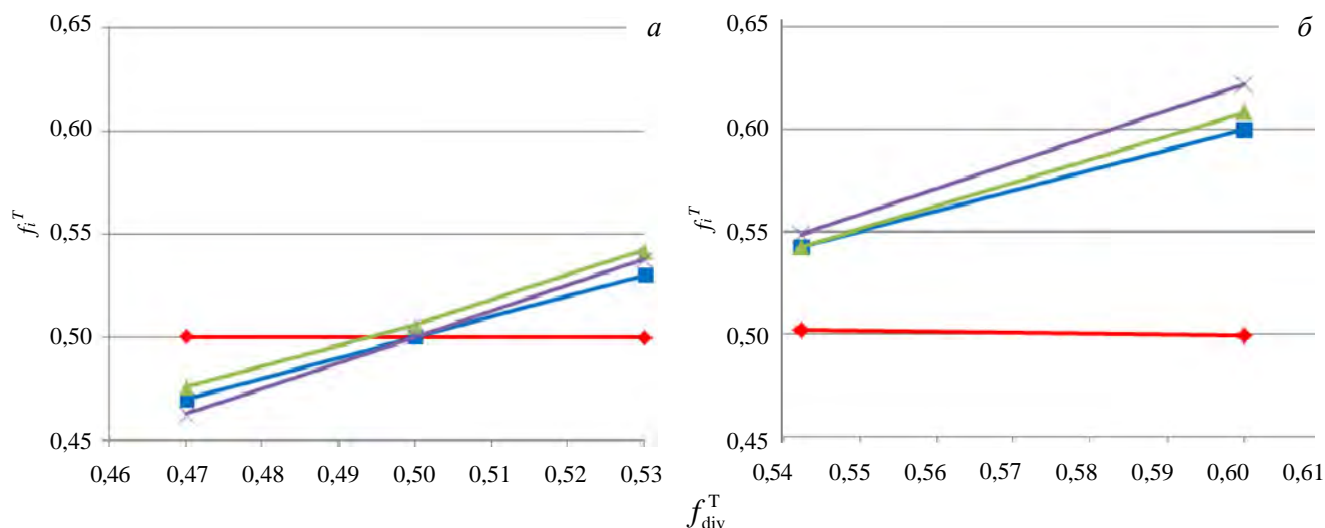


Рис. 4. Изотопный состав f_i^T в ключевых системах ТЦ: основной плазме (—); системе очистки (—); распределения потоков (—); газовой инжекции (—) в зависимости от f_{div}^T ; а — графики для сценариев пучка $D^0 + T^0$ ($0,47 < f_{div}^T < 0,53$); б — для пучка D^0 ($0,54 < f_{div}^T < 0,60$)

нению f_i^T в том же направлении. Наибольшее отклонение f_i^T от f_{core}^T наблюдается для системы газонапуска в вакуумную камеру/дивертор, причём $f_{puff}^T < f_{div}^T < f_{core}^T$ либо $f_{core}^T < f_{div}^T < f_{puff}^T$, что позволяет обеспечивать требуемое значение f_{div}^T .

Условие $f_{core}^T \sim 0,5$ обеспечивается режимом топливной инжекции (размер пеллет и частота их инжекции), при которой выполняется условие (2). Во всех рассмотренных случаях в модели FC-FNS предполагалась инжекция со стороны сильного поля криогенных топливных пеллет D_2 и T_2 цилиндрической формы длиной, равной диаметру $d = 2,0$ мм (число частиц каждого изотопа в пеллете такого размера не превышает 10% от их количества, содержащегося во всей плазме). Подобранные частоты инжекции при этом не превосходят 1,5 Гц. Инжекция пеллет D_2 со стороны слабого магнитного поля рассматривалась аналогично, но предполагались цилиндрические пеллеты длиной, равной диаметру $d = 0,5$ мм. Частота инжекции при этом существенно зависит от рабочего значения f_{div}^T (см. входные параметры для кода FC-FNS в табл. 1). Как уже упоминалось, из-за низкой эффективности подпитки основной плазмы при испарении пеллеты будут терять частицы, которые, в свою очередь, будут уменьшать значение f_{div}^T за счёт возрастания их (D_2) количества в диверторной плазме. Это уменьшит поток S_{pump}^D , необходимый для поддержания f_{div}^T на требуемом уровне. Тем не менее часть частиц от пеллет послужит в качестве подпитки для основной плазмы, соответственно для соблюдения баланса потоков (3) потребуется снизить поток S_{pel}^D со стороны сильного магнитного поля. Очевидно, что чем ближе к границе диапазона (11) выбирается рабочее значение f_{div}^T , тем меньший запас для потока $S_{pel(LFS)}^D$ остаётся, чтобы не нарушался баланс (3) для $D + T$. В связи с этим для возможности инжекции пеллет D_2 со стороны слабого магнитного поля (LFS) — для борьбы с локализованными периферийными модами требуется подбирать рабочее значение f_{div}^T с учётом сценария газоснабжения нагревного пучка (состава пучка) и ожидаемого потока $S_{pel(LFS)}^D$. Так, на левой границе диапазона доступная частота инжекции с LFS при $S_{pel}^D = 0$ составляет 5 и 10 Гц для $D^0 + T^0$ - и D^0 -пучка соответственно. При этом на правой границе эти значения достигают 105 и 110 Гц.

На рис. 5 показаны зависимости величины потоков частиц для D и T из источников от f_{div}^T , а в табл. 1 указаны их количественные значения при различных значениях f_{div}^T для случаев пучка $D^0 + T^0$ и D^0 (см. рис. 4). Графики для $0,47 < f_{div}^T < 0,53$ соответствуют сценариям для пучка $D^0 + T^0$, а $0,54 < f_{div}^T < 0,60$ — для пучка D^0 .

Т а б л и ц а 1. Значения потоков частиц (10^{19} 1/с) из всех источников (для D и T) для различных S_{out}^T S_{out}^D значений f_{div}^T

Пучок	f_{div}^T	S_{NB}^T	S_{NB}^D	S_{pel}^T	S_{pel}^D	S_{sep}^T	S_{sep}^D	S_{out}^T	S_{out}^D
$D^0 + T^0$	0,47	17,6	19,9	26,7	1,26	104	118	147	137
	0,5	18,7	18,7	13,9	13,9	111	111	142	142
	0,53	20,2	17,3	0,84	27,1	117	104	137	147
$D^0 + T^0$	0,47	18,7	18,7	25,0	2,95	104	117	147	138
	0,5	18,7	18,7	13,9	13,9	111	111	143	143
	0,53	18,7	18,7	2,86	25,1	117	104	138	147
D^0	0,54	0	37,5	25,3	2,66	120	102	144	141
	0,60	0	37,5	2,97	25,0	133	89	135	150

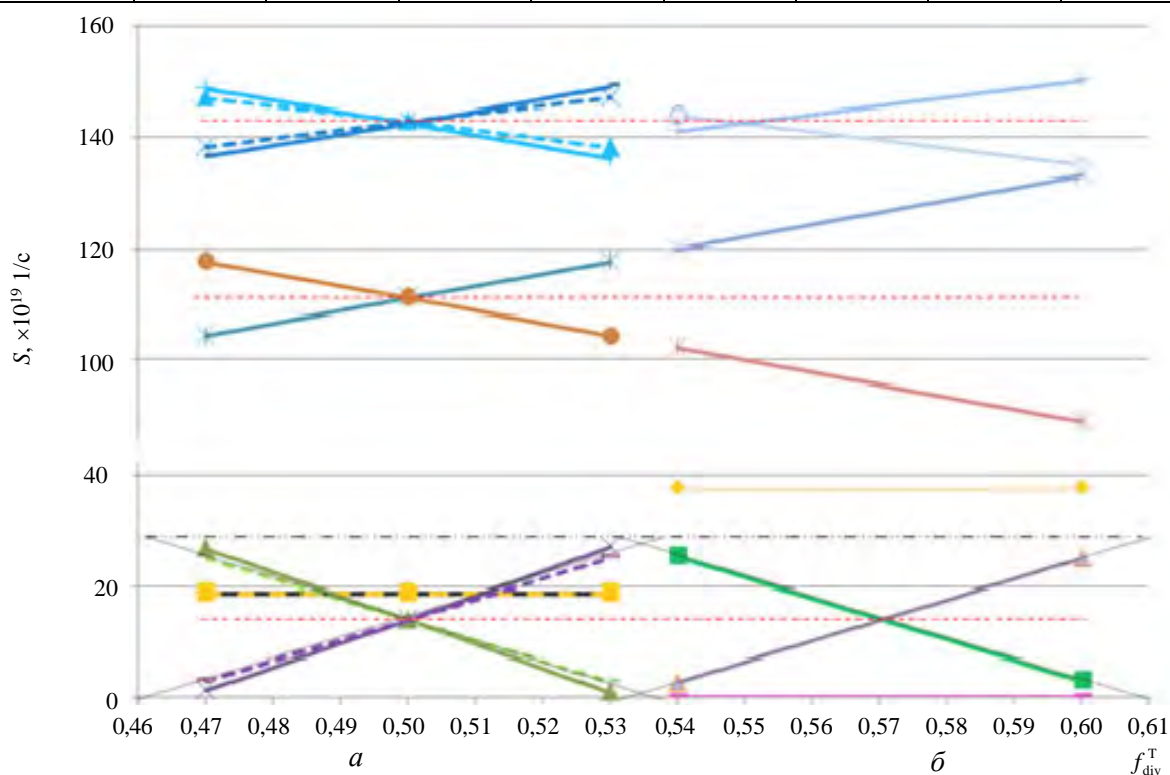


Рис. 5. Значения потоков частиц из всех источников (для D и T) в зависимости от f_{div}^T : а — графики для сценариев пучка $D^0 + T^0$ ($0,47 < f_{div}^T < 0,53$); б — для пучка D^0 ($0,54 < f_{div}^T < 0,60$); --- — условно средние значения, относительно которых меняют свои величины S_i^{T+D} , т.е. половины суммарного потока S_i^{T+D} ; - - - - — величина S_{pel} ; ◆ — S_{NB}^T ($D^0 + T^0$); ● — S_{sep}^D ($D^0 + T^0$); ■ — S_{pel}^T (D^0); + — S_{out}^D (D^0); —■—■— — S_{NB}^D ($D^0 + T^0$); + — S_{out}^T ($D^0 + T^0$); ▲ — S_{pel}^D (D^0); --- — S_{pel}^T ($D^0 + T^0$); ▲ — S_{pel}^T ($D^0 + T^0$); — — — — S_{out}^D ($D^0 + T^0$); × — S_{sep}^T (D^0); - - - - — S_{pel}^D ($D^0 + T^0$); × — S_{pel}^D ($D^0 + T^0$); — — — — S_{NB}^T (D^0); * — S_{sep}^D (D^0); ▲ — S_{out}^T ($D^0 + T^0$); * — S_{sep}^T ($D^0 + T^0$); ◆ — S_{NB}^D (D^0); ● — S_{out}^T (D^0); × — S_{out}^D ($D^0 + T^0$)

Видно, что значения соответствующих потоков D и T для всех источников имеют противоположную динамику, обеспечивая тем самым условия сохранения суммарных потоков S_i^{T+D} . На рисунке пунктирными горизонтальными линиями условно показаны средние значения, относительно которых меняют свои величины $S_i^{T,D}$ от f_{div}^T , следовательно, половины суммарных потоков S_i^{T+D} . Потоки частиц из нагревных инжекторов $S_{NB}^{T,D}$ для пучка $D^0 + T^0$ равны, а для пучка D^0 при сохранении полного тока инжекции соответственно вдвое больше. Таким образом, для этого источника частиц также сохраняется суммарное значение S_{NB}^{T+D} во всём рассматриваемом диапазоне. Значения S_{pel}^D растут от 0 (на правой

границе диапазона для f_{div}^T) до максимального значения, в то время как S_{pel}^T отражают обратную динамику. При этом пересечения графиками S_{pel}^T и S_{pel}^D значений 0 и S_{pel}^{T+D} соответствуют найденным ранее (11) границам рабочего диапазона f_{div}^T . Пунктирными линиями на рисунке показаны графики $S_i^{T,D}$ для сценария пучка $D^0 + T^0$ с замкнутым циклом газового снабжения. Для него зависимости имеют более пологий характер, нежели для второго сценария (пучка $D^0 + T^0$) с открытым газовым циклом. В табл. 2 приведены значения потоков частиц в диверторе (D и T) для различных значений f_{div}^T .

Т а б л и ц а 2. Значения потоков частиц (10^{19} 1/с) в диверторе (D и T) для различных значений f_{div}^T

Пучок	f_{div}^T	$S_{puff(NB)}^T$	$S_{puff(NB)}^D$	$S_{puff(pel)}^T$	$S_{puff(pel)}^D$	S_{GIS}^T	S_{GIS}^D	S_{puff}^T	S_{puff}^D
$D^0 + T^0$	0,47	2,08	2,08	2,97	0,14	859	1000	865	1004
	0,50	2,08	2,08	1,55	1,55	931	931	934	934
	0,53	2,08	2,08	0,09	3,10	1000	858	1004	865
$D^0 + T^0$	0,47	2,08	2,08	2,78	033	861	1000	865	1003
	0,50	2,08	2,08	1,55	1,55	931	931	934	934
	0,53	2,08	2,08	0,32	2,79	1000	861	1003	865
D^0	0,54	0	4,17	2,81	0,29	1020	846	1019	850
	0,60	0	4,17	0,33	2,78	1160	706	1159	713

Детальное описание потоков в системах инжекции и откачки в ДЕМО-ТИН необходимо для уточнения параметров топливного цикла, который должен обладать соответствующей производительностью для переработки входящих потоков. Карта распределения топливных изотопов в ТЦ установки позволяет оптимизировать как архитектуру комплекса, так и выбор технологий, ведущих к сокращению времени переработки тритийсодержащих газовых потоков и снижению общего содержания T в установке. В табл. 3 приведены потоки газа через основные системы ТЦ (см. рис. 1) для различных сценариев работы нагревного пучка: $D^0 + T^0$ и D^0 ($f_{core}^T = 0,5$). Как упоминалось в разделе «Архитектура ТЦ», рассматривались кандидатные технологии выделения водорода, разделения изотопов и детритизации извлекаемых из вакуумной камеры газов [5] на основании аналогичных расчётов потоков в ТЦ (в том числе [6]). С помощью описанных в данной статье методов может быть проведена их дальнейшая оптимизация.

Т а б л и ц а 3. Потоки частиц T/D через основные системы ТЦ для сценариев пучка $D^0 + T^0$ (с замкнутым циклом) и D^0 для $f_{core}^T = 0,5$ (в моль/с; 1 моль = $2 \cdot 6,022 \cdot 10^{23}$ ядер для газов с двухатомными молекулами, таких как H_2, D_2, T_2)

Пучок	Откачка	Очистка, разделение газов	Разделение изотопов	Распределение потоков	Инжекция			Бланкет
					PIS	NBI	GIS	
$D^0 + T^0$	0,010/0,008	0,030/0,029	$3 \cdot 10^{-4}/3 \cdot 10^{-4}$	0,030/0,029	$6 \cdot 10^{-6}/3 \cdot 10^{-4}$	0,021/0,021	0,009/0,008	$1,2 \cdot 10^{-5}/0$
D^0	0,010/0,008	0,010/0,008	$9 \cdot 10^{-4}/4 \cdot 10^{-4}$	0,009/0,008	$6 \cdot 10^{-6}/3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-6}/0,042$	0,009/0,008	$1,2 \cdot 10^{-5}/0$

В табл. 4 показано содержание T в системах ТЦ как результат моделирования потоков изотопов с помощью кода FC-FNS. Как отмечалось в [10—12], сценарий пучка $D^0 + T^0$ с незамкнутым циклом газоснабжения инжекторов соответствует наибольшему количеству T в системе. С технологической точки зрения более оправдан замкнутый топливный цикл, при котором снижается требуемая производительность многих систем ТЦ. Однако для пучка $D^0 + T^0$ ТЦ мало отличается по содержанию T. Для пучка D^0 содержание T в ТЦ снижается более чем в 1,5 раза. Однако применение пучка D^0 имеет свои особенности с точки зрения рабочих режимов, что показано в данной статье. С учётом запасов T в резервном хранилище и запасов в долговременном хранилище общее содержание T на установке будет от 850 до 1150 г, что ниже, чем оценки, сделанные в [6]. В первую очередь, это объясняется снижением мощности синтеза и, следовательно, бридинга T в гибридном бланкете установки. В качестве других причин можно отметить изменение соотношения потоков в основной и диверторной плазме, а также оптимизацию архитектуры ТЦ.

Т а б л и ц а 4. Накопление в основных системах ТЦ и общее содержание Т/D в установке как результат моделирования потоков топливных изотопов в коде FC-FNS

Системы ТЦ ДЕМО-ТИН	D ⁰ + T ⁰ -пучок, г	D ⁰ -пучок, г
Системы:		
газоснабжения нагревных инжекторов	300/200	1/1380
пеллет-инъекции топлива	25/35	25/35
газовой инжекции	17/12	17/12
откачки	48/28	48/28
бридинга Т и его извлечения	56	56
Li-петли на первой стенке и/или в диверторе	<1	<1
охлаждения первой стенки и дивертора и извлечения Т	<1	<1
выделения водорода	1/1	1/1
разложения химических соединений водорода	20/64	6/18
разделения изотопов	100/40	100/40
детритизации газа в нагревных инжекторах	—	<1
Основной плазмы	<0,1	<0,1
Резервное хранилище	95	95
Долговременное хранилище (через год работы)	290	305
Трубопроводы, ресиверы и т.п.	70/50	70/50
В конструкционных материалах	110/70	110/70
Итого	840(1150)/500	530(850)/1600

Примечание. Значения в скобках с учётом запасов Т в резервном хранилище и запасов в долговременном хранилище.

ВЫВОДЫ

В работе представлена нульмерная модель совместного функционирования комплекса топливного цикла токамака ДЕМО-ТИН, описывающая системы топливного цикла, а также основную и пристеночную плазму токамака. Рассмотрен подход к моделированию основной плазмы с учётом различного времени удержания частиц топлива от разных источников подпитки. Найден рабочий диапазон изотопного состава в диверторной плазме, при котором обеспечивается требуемая доля трития в основной плазме. Для различных вариантов изотопного состава водорода в нагревных инжекторах подобраны параметры топливной инжекции, необходимые для обеспечения заданного изотопного состава в основной и диверторной плазме. Подобранные частоты инжекции криогенных топливных пеллет D₂ и T₂ со стороны сильного поля круглого сечения с длиной, равной диаметру $d = 2,0$ мм, для всех рассмотренных случаев не превосходят 1,5 Гц. Получены сценарии с $f_{core}^T = 0,5$ в диапазоне $0,47 < f_{div}^T < 0,53$ для пучка D⁰ + T⁰ и $0,54 < f_{div}^T < 0,60$ для пучка D⁰. Показано, что при инжекции пеллет D₂ со стороны слабого магнитного поля для борьбы с локализованными краевыми модами (ELMs) потребуется подбирать рабочее значение f_{div}^T с учётом состава пучка и ожидаемого захватываемого потока $S_{pel(LFS)}^D$. Чем ближе к краю рабочего диапазона выбирается значение f_{div}^T , тем меньший поток $S_{pel(LFS)}^D$ можно допустить без негативного воздействия на параметры основной плазмы. При этом допустимая частота инжекции существенно зависит от значения величины f_{div}^T . В частности, при использовании пеллет D₂ круглого сечения длиной, равной диаметру $d = 0,5$ мм, она составляет от 5 до 110 Гц, что может ограничить рабочую область параметров при таком способе смягчения ELMs.

Код FC-FNS модифицирован для полного соответствия архитектуре, выбранной при анализе кандидатных технологий топливного цикла ДЕМО-ТИН. Модель дополнена новым сценарием газоснабжения системы нагревных инжекторов для возможности осуществлять инжекцию пучка D⁰ + T⁰ с замкнутым газовым циклом. Вычислены потоки газа через основные системы ТЦ для различных сценариев нагревного пучка, получены значения накопления Т в рассматриваемых системах ТЦ как результат моделирования потоков изотопов. Сценарий пучка D⁰ + T⁰ с незамкнутым циклом газоснабжения инжекторов предусматривает наибольшее количество Т в системах ТЦ (850 г). С технологической точки зрения более оправдан замкнутый топливный цикл, при котором многие системы ТЦ могут иметь меньшую про-

изводительность, хотя для пучка $D^0 + T^0$ он мало отличается по содержанию Т (840 г). Для пучка D^0 содержание Т в ТЦ снижается более чем в 1,5 раза. Однако применение пучка D^0 имеет свои особенности с точки зрения рабочих режимов (в том числе f_{div}^T). С учётом запасов Т в резервном хранилище и запасов в долговременном хранилище общее содержание Т на установке ожидается от 850 до 1150 г для сценариев пучка D^0 и $D^0 + T^0$ соответственно, что ниже, чем оценки, сделанные ранее [6].

Работа частично поддержана Российским научным фондом (№ 18-72-10162).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kuteev B.V., Shpanskiy Yu.S., DEMO-FNS project team.** Progress in the design of the DEMO-FNS hybrid facility. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, p. 076014; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab14a8>.
2. **Ananyev S.S., Dnestrovskij A.Yu., Kukushkin A.S., Spitsyn A.V., Kuteev B.V.** Integration of coupled modeling of the core and divertor plasmas into FC-FNS code and application to DEMO-FNS project. — Fusion Eng. Des., 2020, vol. 155, p. 111562; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.111562>.
3. **Dnestrovskij A.Yu. et al.** Integrated modelling of core and divertor plasmas for the DEMO fusion neutron source hybrid facility. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, p. 096053; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab3075>.
4. **Kukushkin A.S. et al.** Physics requirements on fuel throughput in ITER. — J. Nucl. Mater., 2011, vol. 45, p. 497.
5. **Ananyev S.S., Ivanov B.V., Kuteev B.V.** Analysis of promising technologies of DEMO-FNS fuel cycle. — Fusion Eng. Des., 2020, vol. 161, p. 111940; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.111940>.
6. **Ананьев С.С., Днестровский А.Ю., Кукушкин А.С., Спицын А.В., Кутеев Б.В.** Моделирование топливных потоков в системах инжекции гибридной установки ДЕМО-ТИН с учётом согласованного моделирования основной и диверторной плазмы. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 2; DOI: 10.21517/0202-3822-2019-42-2-5-21.
7. **Ananyev S.S., Spitsyn A.V., Kuteev B.V.** Electronic model «FC-FNS» of the fusion neutron source DEMO-FNS fuel cycle and modeling hydrogen isotopes flows and inventories in fueling systems. — Fusion Eng. Des., 2019, vol. 138, p. 289; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.12.003>.
8. **Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V. et al.** Finalizing the ITER divertor design: the key role of SOLPS modeling. — Fusion Eng. Des., 2011, vol. 86, p. 2865—2873; <http://dx.doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.06.009>.
9. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** ASTRA: Automated System for Transport Analysis in a Tokamak Report ID 282186. Max-Planck-Institut fur Plasmaphysik, 2002.
10. **Ananyev S.S., Dnestrovskij A.Yu., Kukushkin A.S., Spitsyn A.V., Kuteev B.V.** Architecture of fuel systems of hybrid facility DEMO-FNS and algorithms for calculation of fuel flows in the FC-FNS model. — Fusion Science and Technology, 2020, vol. 76, p. 503—512; DOI: <https://doi.org/10.1080/15361055.2020.1718855S>.
11. **Ni M., Song Y., Jin M., Jiang J., Huang Q.** Design and analysis on tritium system of multi-functional experimental fusion-fission hybrid reactor (FDS-MFX). — Fusion Eng. Des., 2012, vol. 87, p. 1004—1008.
12. **Di Pace L., Rizzello C., Natalizio A., Kalyanam K., Matsugu R., Caporali R.** Analysis of the SEAFP reactor fuel cycle. — J. Fusion Energy, 1997, vol. 16 (1—2), p. 55—65.
13. **Kuan W., Abdou M.A., Willms R.S.** Time-dependent tritium inventories and flow rates in fuel cycle components of a tokamak fusion reactor. — Fusion Eng. Des., 1995, vol. 28 (C), p. 329—335.
14. **Ananyev S.S., Spitsyn A.V., Kuteev B.V.** Concept of DT fuel cycle for a fusion neutron source DEMO-FNS. — Fusion Eng. Des., 2016, vol. 57, p. 109—111; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.03.053>.
15. **Ananyev S.S., Spitsyn A.V., Kuteev B.V.** Hydrogen isotopes distribution modeling by FC-FNS code in fuel systems of fusion neutron source DEMO-FNS. — Fusion Eng. Des., 2019, vol. 146, p. 582; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.01.028>.
16. **Pacher H.D. et al.** Impurity seeding in ITER in a carbon-free environment. — J. Nucl. Mater., 2015, vol. 463, p. 591.
17. **Pacher H.D., Kukushkin A.S., Pacher G.W., Janeschitz G.** Scaling of ITER divertor parameters — interpolation from 2D modeling and extrapolation. — J. Nucl. Mater., 2003, vol. 313—316, p. 657—663.
18. **Abdou M. et al.** Blanket/first wall challenges and required R&D on the pathway to DEMO. — Fusion Eng. Des., 2015, vol. 100, p. 2—43; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.07.021>.
19. **Ananyev S.S., Dlougach E.D., Krylov A.I., Kuteev B.V., Panasenkov A.A.** Concept of plasma heating and current drive neutral beam system for fusion neutron source DEMO-FNS. — Physics of Atomic Nuclei, 2019, vol. 82, № 7, p. 981—990; DOI: 10.1134/S1063778819070020.
20. **Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Reiter D., Coster D.P., Pacher G.W.** Effect of the dome on divertor performance in ITER. — J. Nucl. Mater., 2007, vol. 363—365, № 1—3, p. 308—313; <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2007.01.094>.



Сергей Станиславович Ана-
ньев, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат
премий Правительства РФ,
им. И.В. Курчатова и А.П.
Александрова; НИЦ «Курча-
товский институт», 123182
Москва, пл. Академика Кур-
чатова 1, Россия
Ananyev_SS@nrcki.ru



Алексей Юрьевич Днестров-
ский, ведущий инженер,
к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатова-
ский институт», 123182
Москва, пл. Академика Кур-
чатова 1, Россия



Андрей Серафимович Ку-
кушкин, ведущий научный
сотрудник, к.ф.-м.н.; НИЦ
«Курчатоваский институт»,
123182 Москва, пл. Акаде-
мика Курчатова 1, Россия
ank755@gmail.com

Статья поступила в редакцию 20 сентября 2020 г.

После доработки 23 сентября 2020 г.

Принята к публикации 24 сентября 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 96—109.

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ИОННОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

В.М. Кулыгин

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Ионные двигатели (ИД) — адаптация источников ионных пучков, используемых в физических, в том числе термоядерных, экспериментах к специфическим требованиям ракетного двигателя. Это одна из наиболее проработанных и широко применяемых в космической практике систем электрореактивных двигателей (ЭРД). В предлагаемой статье рабочий процесс ИД, основу которого составляют ионизация в газовом разряде поступающего в устройство газа и последующее ускорение в электростатическом поле извлекаемых из разряда ионов, исследуется параметрически с использованием фундаментальных понятий и экспериментальных соотношений. На основе этого рассмотрения обсуждаются потенциальные возможности ИД и определяются условия оптимальной его работы.

Ключевые слова: газовый разряд, ионно-оптическая система, ионный пучок, электрореактивный ракетный двигатель, ионный двигатель.

AN ION ROCKET PROPULSION PHENOMENOLOGY

V.M. Kulygin

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

Ion thrusters — adaptation of ion beam sources usually used in physical, including thermonuclear, experiments to the specific requirements of a space rocket demands. This is one of the most developed and widely used in space practice systems of electric propulsion. In the proposed article, the IT workflow, which is based on ionization in a gas discharge of the gas entering to device and subsequent acceleration in an electrostatic field of ions extracted from the discharge, is investigated parametrically using fundamental concepts and experimental relationships. Based on this consideration, the potential capabilities of the IT are discussed and the conditions for its optimal operation are determined.

Key words: gas discharge, ion-optic system, ion beam, electro rocket propulsion, ion thruster.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-4-110-117

ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее проработанных и широко применяемых в космической практике систем электрореактивных двигателей (ЭРД) являются ионные двигатели (ИД), представляющие собой адаптацию источников ионных пучков, используемых в физических, в том числе термоядерных экспериментах [1], к специфическим требованиям ракетного двигателя.

ИД обычно состоит из трёх основных частей: эмиттера ионов, электростатического ускорителя с одним ускоряющим зазором и электронного компенсатора объёмного заряда ионов в выходящем ионном пучке. Наличие компенсатора — специфическое требование космических условий. Эмиттером чаще всего служит газоразрядная камера (ГРК), в которой происходит ионизация рабочего газа, электростатический ускоритель представляет собой систему перфорированных электродов, образующих ионно-оптическую систему (ИОС) (обычно 2- или 3-электродную ИОС), обеспечивающую при подаче на них необходимых электрических потенциалов извлечение ионов из ГРК, их ускорение с одновременным формированием пучка — направленного потока ионов, собственный объёмный заряд и ток которого после выхода из ИОС необходимо компенсировать инжекцией соответствующего электронного потока.

Схема ионного двигателя с ГРК на основе ВЧ-разряда, имеющего преимущество «безкатодности» перед ГРК с разрядами постоянного тока, ограничение ресурса работы которых определяется

именно выходом из строя катодов, показана на рис. 1, а. Отрицательный потенциал на промежуточном (ускоряющем) электроде (см. рис. 1, б) необходим для предотвращения обратного потока электронов на эмиссионный электрод (перфорированная стенка ГРК, через апертуры которой проходят ионы формируемого пучка). Третий, замкнутый на корпус космического летательного аппарата (КЛА) электрод часто делают в виде кольца, охватывающего весь пучок.

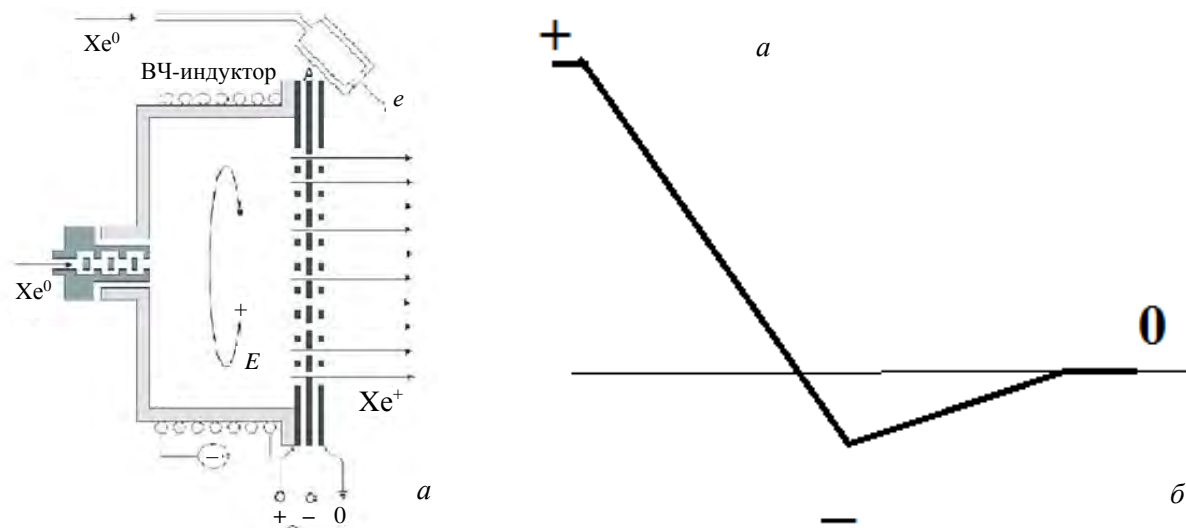


Рис. 1. Схема ИД с трёхэлектродной ИОС и ГРК на основе ВЧ-разряда (а) и ориентировочное распределение потенциалов на электродах трёхэлектродной ИОС (б)

ИЗВЛЕЧЕНИЕ ИОНОВ, ИХ УСКОРЕНИЕ И ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКА

Поскольку ИОС — ключевой узел, определяющий энергетическую эффективность и надёжность работы ионного двигателя, начнём рассмотрение именно с него. Именно здесь производится главный энерговклад в рабочее тело, именно электроды ИОС являются наиболее энергонапряжёнными элементами конструкции, требования надёжности которых накладывают основные ограничения на удельную мощность двигателя. При разработке конкретного устройства необходимы точные, достаточно объёмные расчёты этой системы, базирующиеся на основных физических закономерностях, определяющих работу ИОС. В предлагаемом подходе мы ограничимся модельными соотношениями.

На внутреннюю поверхность эмиссионного электрода приходит поток плазмы из объёма ГРК. Апертуры этой перфорированной поверхности могут рассматриваться как плоские зонды с отрицательным смещением относительно плазмы. Плотность ионного тока насыщения на них определяется хорошо известной формулой [2], которая приведена здесь в удобном для практического использования виде:

$$j_i = \frac{0,6Zn_i 1,38 \cdot 10^6}{6,25 \cdot 10^{18}} \sqrt{\frac{2T_e}{\mu}}, \quad (1)$$

где Z — зарядность ионов; n_i — плотность ионов в плазме ГРК, см^{-3} ; T_e — температура электронов в разряде, эВ; μ — массовое число ионов (отношение массы иона к массе протона).

Ионы, прошедшие апертуру, попадают в ускоряющий зазор, который в первом приближении можно рассматривать как эквивалентный плоский диод, максимальная плотность тока через который даётся законом Чайлда—Ленгмюра (закон 3/2) [3]

$$J_{3/2} = 5,4 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{Z}{\mu}} \frac{U_{\text{уск}}^{3/2}}{d^2}, \quad (2)$$

где $U_{\text{уск}}$ — ускоряющее напряжение, В; d — ускоряющий зазор, см.

Конечно, плотность ионного тока, приходящего из ГРК на эмиссионный электрод, определяется параметрами плазмы в ГРК, так что смысл ограничения (2) заключается в том, что при большей плотности тока поток ионов не будет сформирован должным образом, попадёт на ускоряющий электрод и вызовет

его эрозию. При уменьшении плотности тока против оптимальной пучок оказывается «перефокусированным» и, вообще говоря, также может вызвать эрозию.

Таким образом, условием нормальной работы ИОС двигателя является согласование плотностей тока, поступающего из плазмы и осваиваемого ускоряющим зазором.

Следует заметить, что в реальной ИОС в отличие от идеального плоского диода:

- пучок ионов имеет ограниченный поперечный размер, зависящий от диаметра апертуры эмиссионного электрода;
- граница плазмы не плоская, и её кривизна меняется с изменением плотности плазмы в ГРК;
- «провисание» эквипотенциалей в апертуру ускоряющего электрода создаёт дефокусирующую конфигурацию поля на выходе из ускоряющего зазора;
- в реальных условиях имеются дополнительные ограничения на разность потенциалов между электродами ИОС и на расстояние между ними. Прежде всего это требование высоковольтной прочности межэлектродного зазора;
- исследования в области вакуумного пробоя привели к установлению связи между пробивным напряжением и величиной зазора [1]

$$U_{пр}, В = C d_1^\alpha, \quad (3)$$

где d_1 — зазор, см; $\alpha < 1$; C — численный коэффициент.

Многочисленные экспериментальные результаты, полученные в ходе разработки мощных ионных источников в рамках термоядерных исследований [1], хорошо согласуются с зависимостью (3) при $C = 8 \cdot 10^4$ и $\alpha = 0,8$.

Ограниченность поперечного размера ионного пучка приводит к появлению поперечного электрического поля, создаваемого собственным объёмным зарядом пучка, что вызывает его расходимость. В источниках ионов для термоядерных исследований частично эта расходимость парируется приданием скошенности краю апертуры в эмиссионном электроде (рис. 2), что обеспечивает поперечную составляющую электрического поля ускорительного зазора, направленную против поперечного поля объёмного

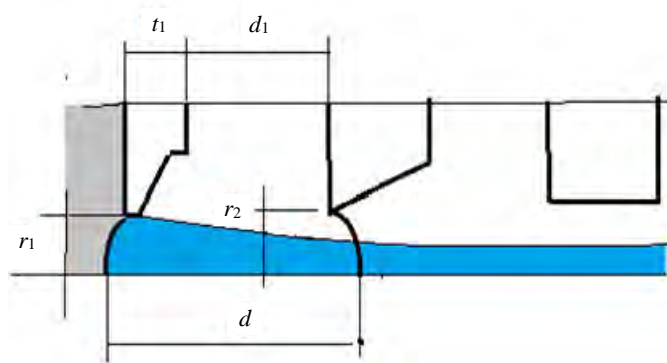


Рис. 2. Схема ионно-оптической системы

заряда (Пирсова оптика). Однако в ионных двигателях такое техническое решение невозможно, так как толщина электрода сильно влияет на КПД двигателя. По этой причине толщина эмиссионного электрода составляет всего 0,26—0,4 мм, так что профилировать отверстие невозможно. В ионных двигателях противодействие расходимости из-за действия объёмного заряда и компенсацию действия дефокусирующей конфигурации поля на выходе из ускоряющего зазора осуществляют организацией вогнутости плазменной границы, что достигается уменьшением плотности извлекаемого тока по сравнению с определяемой

«законом 3/2» [1]. При расчёте снижения плотности тока можно ориентироваться на соотношение

$$j_{опт} = 0,7 j_{3/2}. \quad (4)$$

В связи с изложенным характерный размер эквивалентного плоского диода d для реальной ИОС не совпадает с зазором d_1 , входящим в выражение (3). Связь между этими двумя параметрами определяется конструктивными условиями реализации электродов ИОС. Эмпирически эту связь можно задать следующим выражением [1]:

$$d \cong 0,5r_1 + t_1 + d_1 + 0,5r_2, \quad (5)$$

где r_1 — радиус апертуры в эмиссионном электроде; t_1 — толщина эмиссионного электрода; d_1 — зазор между электродами; r_2 — радиус апертуры в ускоряющем электроде (см. рис. 2).

Кроме того, для надёжной работы ИОС двигателя напряжение между электродами, формирующими ускоряющий зазор, должно быть меньше пробивного:

$$U_{\text{уск}} = \beta U_{\text{проб}}, \quad (6)$$

где $\beta < 1$.

Результаты оценок по приведённым формулам, сделанные применительно к ИОС двигателя RFIT-450 [4], показаны на рис. 3, а, б и 4.

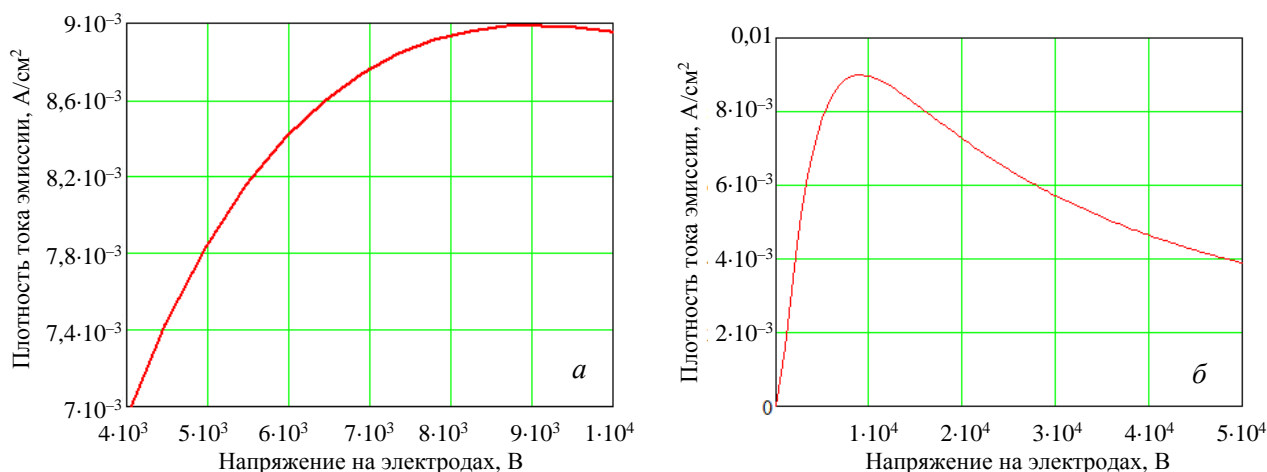


Рис. 3. Зависимость оптимальной плотности тока ионной эмиссии от ускоряющего напряжения (а); то же в более широком диапазоне напряжений (б)

Геометрические параметры ИОС соответствуют параметрам, приведённым в [4]: $r_1 = 0,2$ см, $t_1 = 0,55$ см, $r_2 = 0,14$, d_1 варьируется. Запас по высоковольтной прочности, заданный коэффициентом $\beta = 0,27$, выбран из условия соответствия данным [4]: $U_{\text{уск}} = 5$ кВ при расстоянии между электродами 0,16 см. Оптимальная плотность тока ионов ксенона при этом составляет $7,84$ мА/см².

Рис. 5 иллюстрирует влияние отклонения от оптимальной плотности тока на формирование пучка при различных отношениях радиуса эмиссионной апертуры к длине области ускорения $\xi = r_1/d$. Видно, что при меньших значениях ξ чувствительность системы к этим отклонениям меньше. Зависимость (2) рассчитана для параметров ИОС двигателя RFIT-450, приведённых в [4], (1) и (3) — варианты с изменением радиуса эмиссионной апертуры 0,1 и 0,3 см соответственно.

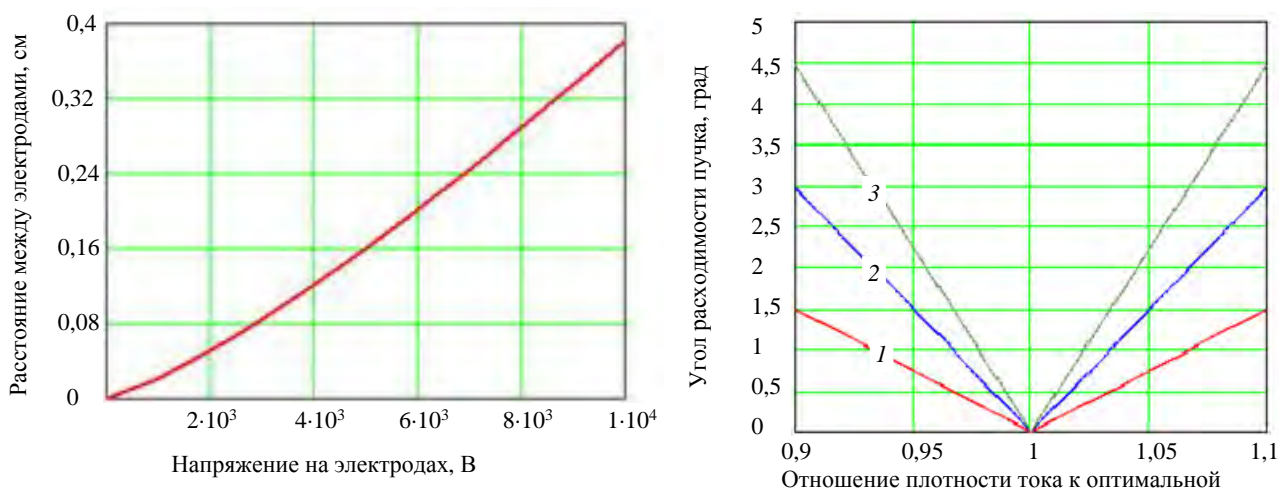


Рис. 4. Изменение требуемого расстояния между электродами ускоряющего зазора с изменением напряжения на них в диапазоне, соответствующем рис. 3, а

Рис. 5. Зависимость угла расходимости пучка α на выходе из области ускорения от отношения плотности тока к оптимальному значению η при $\xi = 0,29$ (1), $\xi = 0,519$ (2), $\xi = 0,779$ ($\eta = 57,3 \xi |\eta - 1|$) (3) [1]

Связь плотности тяги с удельным импульсом для рассматриваемой конфигурации электродов показана на рис. 6. Плотность тяги дана с учётом прозрачности эмиссионного электрода.

На рис. 7 показана связь тяги с удельным импульсом для двигателя RF IT-450 [4].

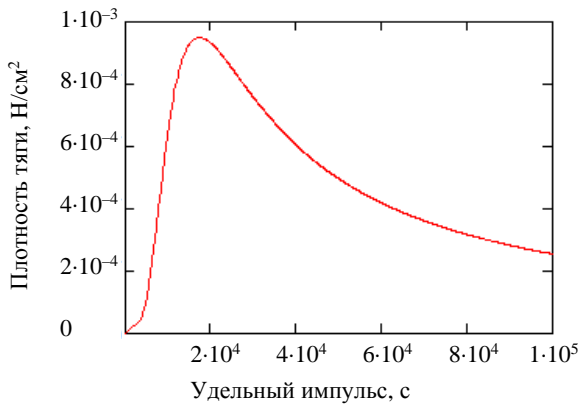


Рис. 6. Зависимость плотности тяги от удельного импульса для рассматриваемой конфигурации электродов (плотность тяги дана с учётом прозрачности эмиссионного электрода)

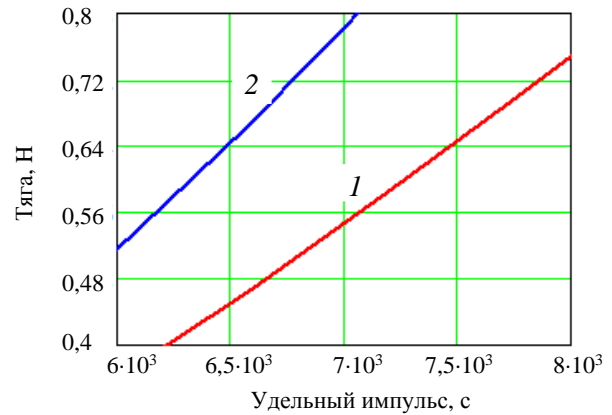


Рис. 7. Зависимость тяги от удельного импульса для двигателя RF IT-450 [4]: 1 — результат, полученный с учётом смещения оптимального значения эмиссионной плотности (соотношение (4)); 2 — без такого учёта

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ИОНОВ В ГРК

Концентрация плазмы, которая должна обеспечить поставку ионов с заданной плотностью тока, определяется из выражения для плотности ионного тока насыщения, идущего на плоский зонд:

$$n, \text{см}^{-3} = \frac{6,25 \cdot 10^{18} j_i}{0,6 \cdot 1,38 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{T_e}{\mu}}}, \quad (7)$$

где j_i А/см²; T_e , эВ; принимаем вслед за авторами [4] $T_e = 5$ эВ; μ — массовое число иона, что даёт $n = 3,033 \cdot 10^{11} \text{см}^{-3}$.

Оценка условий, необходимых для обеспечения требуемой концентрации плазмы, требует рассмотрения баланса частиц и энергии в ГРК.

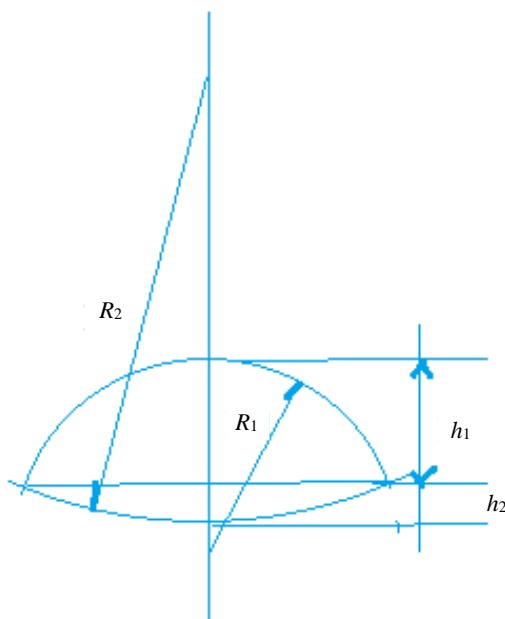


Рис. 8. Геометрия ГРК RF IT-450

Геометрия ГРК RF IT-450 может быть с достаточной для наших оценок точностью аппроксимирована двумя шаровыми сегментами (рис. 8): $R_1 = 26$ см; $h_1 = 12,5$ см; $R_2 = 55$ см; $h_2 = 5$ см. Объём шарового сегмента $V = \frac{1}{3} \pi h^2 (3R - h)$; площадь шаровой поверхности сегмента $S = 2\pi R h$. Объём и площадь поверхности верхнего (см. рис. 8) сегмента $V_1 = 1,072 \cdot 10^4 \text{см}^3$, $S_1 = 2,042 \cdot 10^3 \text{см}^2$, нижнего $V_2 = 4,189 \cdot 10^3 \text{см}^3$, $S_2 = 1,728 \cdot 10^3 \text{см}^2$. Полный объём ГРК $V_{\text{ГРК}} = V_1 + V_2 = 1,491 \cdot 10^4 \text{см}^3$, полная площадь поверхности $S_{\text{ГРК}} = S_1 + S_2 = 3,77 \cdot 10^3 \text{см}^2$, эффективная площадь поверхности эмиссии $S_{\text{эмиссии}} = S_2 K_{\text{пр}} = 0,59 S_2 = 1,02 \cdot 10^3 \text{см}^2$.

Полный ток пучка $I_{\text{пучка}} = j_i S_{\text{эмиссии}} = (7,84 \cdot 10^{-3})(1,02 \cdot 10^3) = 7,9968 \approx 8$ А, полный ток ионов на всю внутреннюю поверхность ГРК $I_{\text{ионов}} = j_i S_{\text{ГРК}} = (7,84 \cdot 10^{-3})(3,77 \cdot 10^3) \approx 29,6$ А.

Необходимую концентрацию нейтрального газа оценим из условия равенства полного количества ионов, рождающихся в объёме ГРК и уходящих на всю её внутреннюю поверхность:

$$n_e = \frac{S_{\text{ГРК}}}{V_{\text{ГРК}}} \frac{0,6v_i}{\langle \sigma v_e \rangle}, \quad (8)$$

где $\langle \sigma v_e \rangle = 7,16 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ — скорость ионизации ксенона электронами, имеющими температуру $T_e = 5 \text{ эВ}$;

$v_i = 1,38 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{T_e}{\mu}} = 2,69 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ — скорость ионов, выходящих на стенку, что даёт искомую величину

$$n_g = 5,706 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}.$$

Оценим мощность, требующуюся для поддержания разряда.

Энергетическая цена иона в индукционном разряде $C_i \approx 40\text{—}80 \text{ эВ}$ [5]. Таким образом, полная мощность при консервативной оценке 80 эВ, требующаяся для работы ГРК, составит $P_{\text{ГРК}} = I_{\text{ионов}} C_i = 29,6 \cdot 80 = 2368 \text{ Вт}$.

Из этой мощности пучок «выносит» из ГРК $P = I_{\text{пучка}}(\Phi_i + T_e) \approx 8(12,1 + 5) \approx 137 \text{ Вт}$, так что на стенке камеры высаживается $P_{\text{ст}} = P_{\text{ГРК}} - P = 2,23 \text{ кВт}$.

Если принудительное охлаждение ГРК отсутствует, то эта мощность сбрасывается излучением, что

$$\text{даёт температуру стенок } T_{\text{ст}} = \sqrt[4]{\frac{P_{\text{ст}}}{S_{\text{ГРК}} \sigma_T}} \approx 568 \text{ К}, \quad \sigma_T = 5,67 \cdot 10^{-12} \text{ К}.$$

Считая, что стационарно работающая ГРК находится в тепловом равновесии, принимаем, что температура газа в ней имеет ту же температуру $T_g = T_{\text{ст}}$. Тогда давление газа оценивается как

$$P_g = \frac{n_g T_g}{3,55 \cdot 10^{16} \cdot 273} = 3,34 \cdot 10^{-4} \text{ торр}.$$

Газовую эффективность двигателя оценим как отношение потока частиц, выходящих из ГРК в виде ионов, к потоку нейтрального газа. Для увеличения этой эффективности авторы разработки [4] предлагают уменьшить диаметр апертуры ускоряющего электрода по сравнению с эмиссионной апертурой, фокусируя элементарную струйку в центр этой апертуры. При этом эффективная апертура для извлечения ионов определяется площадью отверстия в эмиссионном электроде, а истечение газа определяется площадью апертуры в ускоряющем электроде, и газовая эффективность составит

$$\eta_g = \frac{0,6n_i}{n_g} \sqrt{\frac{T_e}{T_g}} \frac{r_1^2}{r_2^2} = 0,65.$$

Это будет справедливо, если предотвращён уход газа вбок и можно мириться с соответствующим увеличением давления газа в ускоряющем зазоре.

Если же принять $r_2 = r_1$, то $\eta = 0,5$, что обычно и имеет место в ионных источниках.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Ограничение по эмиссионной плотности тока элементарной струйки и ускоряющему напряжению в одноззорной ИОС определяется законом 3/2 с учётом поправок, связанных с граничными условиями области ускорения и требованием высоковольтной прочности ускоряющего зазора. Кроме этих ограничений, следует иметь в виду коэффициент прозрачности ИОС, определяемый технологическими возможностями и условиями механической устойчивости системы электродов ИОС.

Зависимость рабочей плотности тока от величины ускоряющего напряжения имеет максимум, положение которого зависит от массы и зарядности ускоряемых ионов.

Оценки влияния отклонения эмиссионной плотности тока от оптимального значения, представленные на рис. 5, на расходимость ионного пучка позволяют оценить её влияние на тяговую эффективность двигателя и в ещё большей степени на надёжность работы ИОС: недофокусировка или перефокусировка приводит к попаданию энергичных ионов на ускоряющий электрод ИОС, что может привести к его быстрому разрушению из-за ионного распыления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Семашко Н.Н., Владимиров А.Н., Кузнецов В.В., Кулыгин В.М., Панасенков А.А. Инжекторы быстрых атомов водорода. — М.: Энергоиздат, 1981.
2. Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. — М.: Атомиздат, 1968.
3. Габович М.Д. Плазменные источники ионов. — Киев: Наукова думка, 1964. 223 с.
4. Loeb H.W., Feili D., Popov G.A., Obukhov V.A., Balashov V.V., Mogulkin A.I., Murashko V.M., Nesterenko A.N., Khar-tov S.A. Design of high-power high-specific impulse RF-ion thruster. — In: 32 Intern. Electric Propulsion Conf. (IEPC-2011). Wiesbaden, Germany, September 11—15, 2011, p. 290.
5. Дудин С.В. и др. Энергетическая цена ионов в комбинированном индукционно-ёмкостном ВЧ-разряде. — Письма в ЖТФ, 1998, т. 24, № 22, с. 33.

Владимир Михайлович Кулыгин, заместитель руководителя Отделения плазменных технологий ККЯТЭТ, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123129 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Статья поступила в редакцию 15 июня 2020 г.

После доработки 11 июля 2020 г.

Принята к публикации 24 сентября 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 110—116.

ПАМЯТИ ВЛАДИМИРА МИХАЙЛОВИЧА КУЛЫГИНА
11.08.1940—11.10.2020



Умер Владимир Михайлович Кулыгин, заместитель руководителя Отделения плазменных технологий ККЯТЭТ, кандидат физико-математических наук, крупный исследователь в области фундаментальной и прикладной физики плазмы, автор более 100 научных работ. Он пришёл в отдел ОГРА ИАЭ им. И.В. Курчатова после окончания МЭИ в 1964 г. и сразу включился в исследования и разработки мощных инжекторов ионных и атомарных пучков для термоядерных реакторов на основе открытых ловушек и токамаков. Здесь в полной мере раскрываются характерные черты молодого учёного: оригинальность подхода, интуиция, страстная увлечённость работой. Активно участвовал в разработках источников ионов и инжекторов быстрых атомов для первого в СССР токамака Т-11 с инжекцией. Защитил кандидатскую диссертацию. Работал в составе международной группы по концептуальному проекту инжекционной системы токамака-реактора ИТЭР. Владимир Михайлович участвовал в разработках уникального плазменного нейтрализатора мощных пучков отрицательных ионов для ИТЭР и плазменного метода сепарации отработанного ядерного топлива. В последние годы он руководил разработкой инновационных мощных плазменных ракетных двигателей, основанных на последних достижениях науки и техники. Он активно работал до последних дней, и его статьи и сейчас находятся в печати.

Большое внимание Владимир Михайлович уделял подготовке и воспитанию научных кадров. Он являлся доцентом МЭИ, активно руководил выполнением многочисленных бакалаврских, магистерских и аспирантских работ, многие его ученики работают в НИЦ «Курчатовский институт».

Владимир Михайлович ветеран атомной энергетики и промышленности, почётный работник науки и техники, неоднократный лауреат Курчатовских премий, награждён орденом Дружбы народов.

Его интересы и знания выходили далеко за пределы физики. Это был человек высокой культуры и широкого кругозора. Общение с ним всегда обогащало собеседника. Его эрудиция во многих областях литературы, истории до последних его дней восхищали всех, кто с ним общался. Он был тактичным учителем, который не докучал своей опекой или детальным руководством, а приобретал уважение и авторитет силой своего интеллекта и доброжелательной критикой. Активно занимался спортом, альпинист-разрядник.

Смерть Владимира Михайловича — тяжёлая утрата для его коллег, друзей, родных и близких. Мы потеряли дорогого друга и выдающегося физика.

Память о его благородном облике, исключительной скромности и обаянии и добром отношении к людям навсегда останется в сердцах его коллег, близких и друзей — всех, кому посчастливилось знать Владимира Михайловича лично.

**ПЕРЕЧЕНЬ АВТОРОВ И НАЗВАНИЯ СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ
В ВАНТ. СЕР. ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ, 2020, Т. 43**

А

- Александрова И.В.**, Корешева Е.Р., Кошелев Е.Л., Тимашева Т.П. ПОТОЧНОЕ ПРОИЗВОДСТВО КРИОГЕННЫХ ТОПЛИВНЫХ МИШЕНЕЙ ДЛЯ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ ИТС 2020, вып. 2, с. 67
- Александров И.В.** (см. Наволоцкий А.С.) 2020, вып. 2, с. 38
- Амиров В.Х.**, Горбовский А.И., Давыденко В.И., Дейчули П.П., Иванов А.А., Капитонов В.А., Мишагин В.В., Сорокин А.В., Шиховцев И.В. ИОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА С БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ МОЩНОГО ИНЖЕКТОРА ПУЧКА АТОМОВ ДЕЙТЕРИЯ ДЛЯ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ 2020, вып. 3, с. 111
- Ананьев С.С.**, Демидов Д.Н., Суслин С.В. ТРАНСПОРТ ВОДОРОДА И ЕГО НАКОПЛЕНИЕ В ВАКАНСИЯХ В ПРОЦЕССЕ ПОВРЕЖДАЮЩЕГО НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ В ОЦК-МЕТАЛЛАХ Fe и W 2020, вып. 2, с. 13
- Ананьев С.С.** (см. Белозеров О.С.) 2020, вып. 2, с. 80
- Ананьев С.С.** (см. Черкез Д.И.) 2020, вып. 3, с. 101
- Ананьев С.С.**, Днестровский А.Ю., Кукушкин А.С. СОВМЕСТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОПЛИВНЫХ ПОТОКОВ В ПЛАЗМЕ И В СИСТЕМАХ ИНЖЕКЦИИ И ОТКАЧКИ ДЕМО-ТИН 2020, вып. 4, с. 96
- Алексеев А.Б.** СООРУЖЕНИЕ РЕАКТОРА ИТЭР (краткое сообщение) 2020, вып. 1, с. 6
- Алексеев А.Г.** (см. Афанасенко Р.С.) 2020, вып. 1, с. 39
- Алексеев А.Г.** (см. Афанасенко Р.С.) 2020, вып. 3, с. 24
- Афанасенко Р.С.**, Алексеев А.Г., Кутеев Б.В., Морозов А.А., Вуколов Д.К. РАДИАЦИОННЫЕ НАГРУЗКИ НА УЗЕЛ ВХОДНОГО ЗЕРКАЛА ДИАГНОСТИКИ СВЛ В ЭКВАТОРИАЛЬНОМ ПОРТУ ИТЭР № 12 2020, вып. 1, с. 39
- Афанасенко Р.С.**, Алексеев А.Г., Кутеев Б.В., Морозов А.А., Вуколов Д.К., Козлов А.М. ТЕПЛОВЫЕ НАГРУЗКИ НА УЗЕЛ ВХОДНОГО ЗЕРКАЛА ДИАГНОСТИКИ СВЛ ЭКВАТОРИАЛЬНОМ ПОРТУ № 12 ИТЭР 2020, вып. 3, с. 24
- Афанасьев В.И.** (см. Наволоцкий А.С.) 2020, вып. 2, с. 38

Б

- Батанов Г.М.** (см. Васильков Д.Г.) 2020, вып. 3, с. 79
- Белов А.В.** (см. Наволоцкий А.С.) 2020, вып. 2, с. 38
- Белозеров О.С.**, Данько С.А., Ананьев С.С. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЯ ЗА ДИНАМИКОЙ ФОКУСИРОВКИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО УСКОРЕНИЮ ИОНОВ НА ГЕНЕРАТОРЕ РЭП 2020, вып. 2, с. 80
- Берлов А.В.** (см. Люблинский И.Е.) 2020, вып. 1, с. 55
- Блохин А.И.**, Чернов В.М. ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АУСТЕНИТНЫХ НИКЕЛЕВЫХ И МАРГАНЦЕВЫХ СТАЛЕЙ ПРИ НЕЙТРОННЫХ ОБЛУЧЕНИЯХ В ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ ДЕЛЕНИЯ (БЫСТРЫХ) И СИНТЕЗА 2020, вып. 3, с. 11
- Бобырь Н.П.** (см. Черкез Д.И.) 2020, вып. 3, с. 101
- Бондарчук Э.Н.** (см. Хвостенко П.П.) 2020, вып. 3, с. 60
- Борзосек В.Д.** (см. Васильков Д.Г.) 2020, вып. 3, с. 79
- Борисов А.А.** (см. Наволоцкий А.С.) 2020, вып. 2, с. 38
- Борисов А.А.**, Дерябина Н.А. ТРЁХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА МАЛОЙ МОЩНОСТИ ДЛЯ ОЦЕНКИ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БЛАНКЕТОВ. 2020, вып. 4, с. 75
- Быков В.А.** ПОДГОТОВКА К ПРОДОЛЖЕНИЮ ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СТЕЛЛАТОРЕ ВЕНДЕЛЬШТАЙН 7-Х (краткое сообщение) 2020, вып. 1, с. 6

В

- Васильков Д.Г.**, Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Вафин И.Ю., Гребенщиков С.Е., Гришина И.А., Иванов В.А., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Мещеряков А.И., Петрова М.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В. ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ЭЦР-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М 2020, вып. 3, с. 79
- Васина Я.А.**, Джурик А.С., Пришвицын А.С., Мирнов С.В., Лазарев В.Б. ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ЗАМКНУТОГО ЛИТИЕВОГО КОНТУРА НА ТОКАМАКЕ T-11M 2020, вып. 3, с. 47
- Васина Я.А.** (см. Крат С.А.) 2020, вып. 3, с. 71
- Вафин И.Ю.** (см. Васильков Д.Г.) 2020, вып. 3, с. 79
- Вертков А.В.** (см. Люблинский И.Е.) 2020, вып. 1, с. 55
- Вершков В.А.** (см. Люблинский И.Е.) 2020, вып. 1, с. 55
- Володин А.В.** (см. Еремкин А.В.) 2020, вып. 4, с. 5
- Воробьев Г.М.** (см. Кирнева Н.А.) 2020, вып. 3, с. 90
- Вуколов Д.К.** (см. Афанасенко Р.С.) 2020, вып. 1, с. 39
- Вуколов Д.К.** (см. Афанасенко Р.С.) 2020, вып. 3, с. 24

Г

- Ганин С.А.** (см. Кирнева Н.А.) 2020, вып. 3, с. 90
- Гапионок Е.И.** (см. Наволоцкий А.С.) 2020, вып. 2, с. 38
- Гаспарян Ю.М.** (см. Крат С.А.) 2020, вып. 3, с. 71
- Голобоков Ю.Н.** (см. Дериглазов А.А.) 2020, вып. 4, с. 39
- Горбовский А.И.** (см. Амиров В.Х.) 2020, вып. 3, с. 111
- Гордиенко Ю.Н.** (см. Люблинский И.Е.) 2020, вып. 1, с. 55
- Гребенщиков С.Е.** (см. Васильков Д.Г.) 2020, вып. 3, с. 79
- Гришина И.А.** (см. Васильков Д.Г.) 2020, вып. 3, с. 79
- Гуреев В.М.** (см. Хрипунов Б.И.) 2020, вып. 1, с. 46

Д

- Давыденко В.И.** (см. Амиров В.Х.) 2020, вып. 3, с. 111
- Данько С.А.** (см. Белозеров О.С.) 2020, вып. 2, с. 80
- Дейчули П.П.** (см. Амиров В.Х.) 2020, вып. 3, с. 111
- Демидов Д.Н.** (см. Ананьев С.С.) 2020, вып. 2, с. 13
- Дериглазов А.А.**, Федин С.В., Павлов В.М., Голобоков Ю.Н., Ли А.М. ОРГАНИЗАЦИЯ СЕТИ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ УСТАВОК ИСТОЧНИКАМ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ ОБМОТОК УПРАВЛЕНИЯ ТОКАМАКА КТМ 2020, вып. 4, с. 39
- Дерябина Н.А.** (см. Наволоцкий А.С.) 2020, вып. 2, с. 38
- Дерябина Н.А.** (см. Борисов А.А.) 2020, вып. 4, с. 75
- Джурик А.С.** (см. Васина Я.А.) 2020, вып. 3, с. 47
- Днестровский А.Ю.** (см. Ананьев С.С.) 2020, вып. 4, с. 96
- Докука В.Н.**, Хайрутдинов Р.Р. РАСЧЁТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАЗРЯДОВ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ КТМ В ОСЕННЮЮ КАМПАНИЮ 2019 Г. 2020, вып. 2, с. 57
- Дрозд А.С.** (см. Кирнева Н.А.) 2020, вып. 3, с. 90

Е

- Еремкин А.В.**, Володин А.В., Кокоулин А.И., Комаров А.О., Кузнецов В.Е., Мальшев А.С., Степанов Н.Б. ИСПЫТАТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕДЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ ДИВЕРТОРА ИТЭР ПРИ ИТЕНСИВНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКАХ 2020, вып. 4, с. 5

Ж

- Жарков М.Ю.** (см. Люблинский И.Е.) 2020, вып. 1, с. 55
- Жильцов В.А.** Памяти Владимира Михайловича Кулыгина (краткое сообщение) 2020, вып. 4, с. 117

Жоголев В.Е. ПРОДОЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПЛАЗМЫ С УЧЁТОМ НАЛИЧИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗА	2020, вып. 2, с. 31
З	
Захаренков А.В. (см. Люблинский И.Е.)	2020, вып. 1, с. 55
Земцов И.А. (см. Зимин А.М.)	2020, вып. 1, с. 84
Зимин А.М., Шумов А.В., Тройнов В.И., Земцов И.А. ДИСТАНЦИОННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ И АНАЛИЗ ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРОВ В ИНТЕРНЕТ-ЛАБОРАТОРИИ ПО ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫМ НАНОТЕХНОЛОГИЯМ	2020, вып. 1, с. 84
И	
Иванов А.А. (см. Амиров В.Х.)	2020, вып. 3, с. 111
Иванов В.А. (см. Васильков Д.Г.)	2020, вып. 3, с. 79
Ильин А.А., Ковалев И.А., Круглов С.Л., Поляков А.В., Сурин М.И., Шутова Д.И., Щербаков В.И. ДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ТОКОНЕСУЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ ВТСП-2 ПРИ 77 К И 4,2 К И ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДЕЛЬНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО МАГНИТА ПРИ 77 К И 4,2 К	2020, вып. 4, с. 66
К	
Кавин А.А. (см. Хвостенко П.П.)	2020, вып. 3, с. 60
Казеев М.Н., Ходненко В.П. ГИБРИДНАЯ ЭРДУ НА ОСНОВЕ СТАЦИОНАРНОГО И ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ	2020, вып. 4, с. 88
Капитонов В.А. (см. Амиров В.Х.)	2020, вып. 3, с. 111
Кедров И.В. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Кирнева Н.А., Воробьев Г.М., Ганин С.А., Дрозд А.С., Кудашев И.С., Кулагин В.В., Курнаев В.А. ОБЛАСТЬ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ ТОКАМАКА МИФИСТ: ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА	2020, вып. 3, с. 90
Кирнева Н.А., Кислов Д.А., Рой И.Н. О ВЫБОРЕ ЧАСТОТЫ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА ДЛЯ УСТАНОВКИ Т-15МД	2020, вып. 1, с. 64
Кислов Д.А. (см. Кирнева Н.А.)	2020, вып. 1, с. 64
Ковалев А.О. (см. Ильин А.А.)	2020, вып. 4, с. 66
Козлов А.М. (см. Афанасенко Р.С.)	2020, вып. 3, с. 24
Койдан В.С. (см. Хрипунов Б.И.)	2020, вып. 1, с. 46
Кокоулин А.И. (см. Еремкин А.В.)	2020, вып. 4, с. 5
Комаров А.О. (см. Еремкин А.В.)	2020, вып. 4, с. 5
Конин А.Ю. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Корешева Е.Р. (см. Александрова И.В.)	2020, вып. 2, с. 67
Кошелев Е.Л. (см. Александрова И.В.)	2020, вып. 2, с. 67
Крат С.А., Васина Я.А., Пришвицын А.С., Фефелова Е.А., Попова М.А., Гаспарян Ю.М., Писарев А.А. ЗАМЕЩЕНИЕ ТЯЖЁЛЫХ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ВОЛЬФРАМОВЫХ СЛОЯХ ПРИ ВЫДЕРЖКЕ В ГАЗЕ	2020, вып. 3, с. 71
Кривых А.В., Поляков А.В. ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВТСП-2 ПРОВОДОВ С ЛЕНТОЙ-ПОДЛОЖКОЙ ИЗ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ AISI 310S ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ И АЗОТА	2020, вып. 3, с. 41
Круглов С.Л. (см. Ильин А.А.)	2020, вып. 4, с. 66
Кудашев И.С. (см. Кирнева Н.А.)	2020, вып. 3, с. 90
Кузнецов В.Е. (см. Еремкин А.В.)	2020, вып. 4, с. 5
Кулагин В.В. (см. Кирнева Н.А.)	2020, вып. 3, с. 90
Кулыгин В.М. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ИОННОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ	2020, вып. 4, с. 110
Курнаев В.А. (см. Кирнева Н.А.)	2020, вып. 3, с. 90
Кукушкин А.Б. (см. Сдвиженский П.А.)	2020, вып. 4, с. 27
Кукушкин А.С. (см. Ананьев С.С.)	2020, вып. 4, с. 96

Кутеев Б.В. (см. Афанасенко Р.С.)	2020, вып. 1, с. 39
Кутеев Б.В. (см. Афанасенко Р.С.)	2020, вып. 3, с. 24
Л	
Ладыко М.А. (см. Люблинский И.Е.)	2020, вып. 1, с. 55
Лазарев В.Б. (см. Люблинский И.Е.)	2020, вып. 1, с. 55
Лазарев В.Б. (см. Васина Я.А.)	2020, вып. 3, с. 47
Латушкин С.Т. (см. Хрипунов Б.И.)	2020, вып. 1, с. 46
Левашова М.Г. (см. Сдвиженский П.А.)	2020, вып. 4, с. 27
Лелехов С.А. (см. Сытников В.Е.)	2020, вып. 3, с. 31
Лелехов С.А. АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРОВОДНИКА НА ОСНОВЕ СТОПКИ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ НЕ ТВИСТИРОВАННЫХ ВТСП-ЛЕНТ ДЛЯ КАТУШЕК ТОРОИДАЛЬНОГО ПОЛЯ ТОКАМАКОВ	2020, вып. 4, с. 51
Леонов В.М. (см. Хвостенко П.П.)	2020, вып. 3, с. 60
Летунов А.А. (см. Васильков Д.Г.)	2020, вып. 3, с. 79
Лешуков А.Ю. (см. Свириденко М.Н.)	2020, вып. 4, с. 15
Ли А.М. (см. Дериглазов А.А.)	2020, вып. 4, с. 39
Лисица В.С. (см. Сдвиженский П.А.)	2020, вып. 4, с. 27
Логвиненко В.П. (см. Васильков Д.Г.)	2020, вып. 3, с. 79
Люблин Б.В. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Люблинский И.Е., Вертков А.В., Жарков М.Ю., Берлов А.В., Ладыко М.А., Мирнов С.В., Лазарев В.Б., Вершков В.А., Ноткин Г.Е., Захаренков А.В., Тажибаева И.Л., Понкратов Ю.В., Гордиенко Ю.Н. СТАЦИОНАРНО РАБОТАЮЩИЕ ЛИТИЕВЫЕ ВНУТРИКАМЕРНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ТОКАМАКА	2020, вып. 1, с. 55
М	
Мальшев А.С. (см. Еремкин А.В.)	2020, вып. 4, с. 5
Маринин Г.В. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Мартыненко Ю.В. ПЕРЕНОС РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛА ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ БЫСТРЫХ ПРОЦЕССОВ В ТОКАМАКАХ	2020, вып. 1, с. 75
Мельник А.Д. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Мещеряков А.И. (см. Васильков Д.Г.)	2020, вып. 3, с. 79
Минаев В.Б. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ КАМПАНИИ 2019 Г. НА ГЛОБУСЕ-М2 (краткое сообщение)	2020, вып. 1, с. 7
Мирнов С.В. (см. Люблинский И.Е.)	2020, вып. 1, с. 55
Мирнов С.В. (см. Морозов В.А.)	2020, вып. 3, с. 5
Мирнов С.В. (см. Васина Я.А.)	2020, вып. 3, с. 47
Миронов М.И. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Мишагин В.В. (см. Амиров В.Х.)	2020, вып. 3, с. 111
Мокеев А.Н. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Морозов А.А. (см. Афанасенко Р.С.)	2020, вып. 1, с. 39
Морозов В.А., Щербак А.Н., Мирнов С.В. АЛЬТЕРНАТИВНАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ В ТЕХНОЛОГИИ НАЧАЛЬНОЙ ПОДГОТОВКИ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ ТОКАМАКА К ПЛАЗМЕННОМУ ЭКСПЕРИМЕНТУ НА ПРИМЕРЕ ТСП И Т-11М	2020, вып. 3, с. 5
Морозов А.А. (см. Афанасенко Р.С.)	2020, вып. 3, с. 24
Н	
Наволоцкий А.С., Афанасьев В.И., Мельник А.Д., Миронов М.И., Несеневич В.Г., Петров С.Я., Петров М.П., Чернышев Ф.В., Александров И.В., Маринин Г.В., Терентьев Д.В., Филиппов А.С., Белов А.В., Гапионок Е.И., Кедров И.В., Кочин А.Ю., Люблин Б.В., Суханова М.В., Танчук В.Н., Хитрук А.А., Бори-	2020, вып. 2, с. 38

сов А.А., Дерябина Н.А., Мокеев А.Н. НЕЙТРОННЫЙ КОЛЛИМАТОР ДЛЯ ДИАГНОСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ АТОМНЫХ АНАЛИЗАТОРОВ ТОКА-МАКА-РЕАКТОРА ИТЭР	
Неверов В.С. (см. Сдвиженский П.А.)	2020, вып. 4, с. 27
Неруш М.Н. (см. Сергеев Д.С.)	2020, вып. 2, с. 49
Несеневич В.Г. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Ноткин Г.Е. (см. Люблинский И.Е.)	2020, вып. 1, с. 55
П	
Павлов В.М. (см. Дериглазов А.А.)	2020, вып. 4, с. 39
Петров М.П. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Петров С.Я. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Петрова М.Н. (см. Васильков Д.Г.)	2020, вып. 3, с. 79
Писарев А.А. (см. Крат С.А.)	2020, вып. 3, с. 71
Поддубный И.И. (см. Свириденко М.Н.)	2020, вып. 4, с. 15
Поляков А.В. (см. Кривых А.В.)	2020, вып. 3, с. 41
Поляков А.В. (см. Ильин А.А.)	2020, вып. 4, с. 66
Понкратов Ю.В. (см. Люблинский И.Е.)	2020, вып. 1, с. 55
Попова М.А. (см. Крат С.А.)	2020, вып. 3, с. 71
Пришвицын А.С. (см. Васина Я.А.)	2020, вып. 3, с. 47
Пришвицын А.С. (см. Крат С.А.)	2020, вып. 3, с. 71
Р	
Рой И.Н. (см. Кирнева Н.А.)	2020, вып. 1, с. 64
Ромазанов Ю.А. (см. Сдвиженский П.А.)	2020, вып. 4, с. 27
Романовский В.Р. НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ТЕХНИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ	2020, вып. 4, с. 45
Рязанов А.И. (см. Хрипунов Б.И.)	2020, вып. 1, с. 46
С	
Сафронов В.М. (см. Свириденко М.Н.)	2020, вып. 4, с. 15
Свириденко М.Н. , Лешуков А.Ю., Томилов С.Н., Поддубный И.И., Стребков Ю.С., Сафронов В.М. ОПТИМИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ МЕХАНИЧЕСКОГО КРЕПЛЕНИЯ ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ИТЭР	2020, вып. 4, с. 15
Сдвиженский П.А. , Левашова М.Г., Кукушкин А.Б., Лисица В.С., Неверов В.С., Ромазанов Ю.А., Серов С.В., Толстихина И.Ю., Тугаринов С.Н. МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ ПАССИВНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНОВ БЕРИЛЛИЯ ДЛЯ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В ТОКА-МАКЕ ИТЭР	2020, вып. 4, с. 27
Семенов Е.В. (см. Хрипунов Б.И.)	2020, вып. 1, с. 46
Сергеев Д.С. , Неруш М.Н. АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА Т-15МД ЗОНДИРОВАНИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА	2020, вып. 2, с. 49
Серов С.В. (см. Сдвиженский П.А.)	2020, вып. 4, с. 27
Сорокин А.В. (см. Амиров В.Х.)	2020, вып. 3, с. 111
Спицын А.В. (см. Черкез Д.И.)	2020, вып. 3, с. 101
Степанов Н.Б. (см. Еремкин А.В.)	2020, вып. 4, с. 5
Степахин В.Д. (см. Васильков Д.Г.)	2020, вып. 3, с. 79
Столярова В.Г. (см. Хрипунов Б.И.)	2020, вып. 1, с. 46
Стребков Ю.С. (см. Свириденко М.Н.)	2020, вып. 4, с. 15
Сурин М.И. (см. Ильин А.А.)	2020, вып. 4, с. 66
Суслин С.В. (см. Ананьев С.С.)	2020, вып. 2, с. 13
Суханова М.В. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38

Сытников В.Е. , Лелехов С.А. НОВАЯ КОНСТРУКЦИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПРОВОДА ТИПА CABLE-IN-CONDUIT ДЛЯ КРУПНЫХ МАГНИТОВ	2020, вып. 3, с. 31
Т	
Танчук В.Н. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Тажибаева И.Л. ДОСТИЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ УТС В 2019 ГОДУ В РЕСПУБЛИКЕ КАЗАХСТАН (краткое сообщение)	2020, вып. 1, с. 5
Тажибаева И.Л. (см. Люблинский И.Е.)	2020, вып. 1, с. 55
Терентьев Д.В. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Тимашева Т.П. (см. Александрова И.В.)	2020, вып. 2, с. 67
Толстихина И.Ю. (см. Сдвиженский П.А.)	2020, вып. 4, с. 27
Томилов С.Н. (см. Свириденко М.Н.)	2020, вып. 4, с. 15
Тройнов В.И. (см. Зимин А.М.)	2020, вып. 1, с. 84
Тугаринов С.Н. (см. Сдвиженский П.А.)	2020, вып. 4, с. 27
Ф	
Федин С.В. (см. Дериглазов А.А.)	2020, вып. 4, с. 39
Фефелова Е.А. (см. Крат С.А.)	2020, вып. 3, с. 71
Филиппов А.С. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Х	
Хайрутдинов Р.Р. (см. Докука В.Н.)	2020, вып. 2, с. 57
Харчев Н.К. (см. Васильков Д.Г.)	2020, вып. 3, с. 79
Хвостенко П.П. ПОДГОТОВКА К ФИЗИЧЕСКОМУ ПУСКУ ТОКАМАКА Т-15МД ВЫШЛА НА ЗАВЕРШАЮЩУЮ СТАДИЮ (краткое сообщение)	2020, вып. 1, с. 8
Хвостенко П.П. , Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Леонов В.М., Чудновский А.Н. РАСЧЁТЫ УСТАВОК В СХЕМАХ ЗАЩИТ И БЛОКИРОВОК СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ОБМОТОК И ДЛИТЕЛЬНОСТИ ПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ В ТОКАМАКЕ Т-15МД.	2020, вып. 3, с. 60
Хитрук А.А. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Ходненко В.П. (см. Казеев М.Н.)	2020, вып. 4, с. 88
Хольнов Ю.В. (см. Васильков Д.Г.)	2020, вып. 3, с. 79
Хрипунов В.И. ОЦЕНКА ИСТОЧНИКОВ И ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ Т-15МД	2020, вып. 1, с. 9
Хрипунов Б.И. , Койдан В.С., Рязанов А.И., Гуреев В.М., Латушкин С.Т., Семенов Е.В., Столярова В.Г. ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ ТЯР В ПОТОКЕ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЫ: РАДИАЦИОННЫЕ ПОВРЕЖДЕНИЯ, МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ, ЭРОЗИЯ	2020, вып. 1, с. 46
Ч	
Черкез Д.И. , Бобырь Н.П., Спицын А.В., Ананьев С.С. ПРОЕКТ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С МАТЕРИАЛАМИ НА ОСНОВЕ ВЧ-ИСТОЧНИКА ГЕЛИКОННОГО ТИПА	2020, вып. 3, с. 101
Чернов В.М. (см. Блохин А.И.)	2020, вып. 3, с. 11
Чернышев Ф.В. (см. Наволоцкий А.С.)	2020, вып. 2, с. 38
Чудновский А.Н. (см. Хвостенко П.П.)	2020, вып. 3, с. 60
Ш	
Шарапов В.М. ПЛАЗМОХИМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА РАЗРЯДНЫХ КАМЕР ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК С МАГНИТНЫМ УДЕРЖАНИЕМ ПЛАЗМЫ (Обзор)	2020, вып. 2, с. 5
Шиховцев И.В. (см. Амиров В.Х.)	2020, вып. 3, с. 111
Шутова Д.И. (см. Ильин А.А.)	2020, вып. 4, с. 66
Шумов А.В. (см. Зимин А.М.)	2020, вып. 1, с. 84
Щ	
Щербак А.Н. (см. Морозов В.А.)	2020, вып. 3, с. 5

Щербаков В.И. (см. Ильин А.А.)

2020, вып. 4, с. 66

Q

Qadr Н.М. CALCULATION OF GAMMA-RAY ATTENUATION PARAMETERS
FOR ALUMINIUM, IRON, ZIRCONIUM AND TUNGSTEN

2020, вып. 2, с. 25

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Еремкин А.В., Володин А.В., Кокоулин А.И., Комаров А.О., Кузнецов В.Е., Малышев А.С., Степанов Н.Б.</i> Испытательная установка для экспериментального исследования поведения компонентов дивертора ИТЭР при интенсивных тепловых потоках	5
<i>Свириденко М.Н., Лешуков А.Ю., Томилов С.Н., Поддубный И.И., Стребков Ю.С., Сафронов В.М.</i> Оптимизация системы механического крепления панели первой стенки ИТЭР	15
<i>Сдвиженский П.А., Левашова М.Г., Кукушкин А.Б., Лисица В.С., Неверов В.С., Ромазанов Ю.А., Серов С.В., Толстихина И.Ю., Тугаринов С.Н.</i> Моделирование сигналов пассивной перезарядки водородоподобных ионов бериллия для активной спектроскопии в токамаке ИТЭР.....	27
<i>Дериглазов А.А., Федин С.В., Павлов В.М., Голобоков Ю.Н., Ли А.М.</i> Организация сети реального времени для передачи уставок источникам импульсного электропитания обмоток управления токамака КТМ	39
<i>Романовский В.Р.</i> Неустойчивости в технических сверхпроводниках	45
<i>Лелехов С.А.</i> Анализ возможности использования проводника на основе стопки параллельных не твистированных ВТСП-лент для катушек тороидального поля токамаков.....	51
<i>Ильин А.А., Ковалев И.А., Круглов С.Л., Поляков А.В., Шутова Д.И., Щербаков В.И.</i> Динамические режимы токонесущих элементов на основе ВТСП второго поколения без медного стабилизатора при 77 и 4,2 К	66
<i>Борисов А.А., Дерябина Н.А.</i> Трёхмерная модель термоядерного реактора малой мощности для оценки нейтронно-физических характеристик бланкетов.....	75
<i>Казеев М.Н., Ходненко В.П.</i> Гибридная ЭРДУ на основе стационарного и импульсного плазменных двигателей	88
<i>Ананьев С.С., Днестровский А.Ю., Кукушкин А.С.</i> Совместное моделирование топливных потоков в плазме и в системах инжекции и откачки ДЕМО-ТИН.....	96
Кулыгин В.М. Феноменология ионного ракетного двигателя.....	110
Памяти Владимира Михайловича Кулыгина.....	117
Перечень авторов и названия статей, опубликованных в ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43	118

CONTENTS

<i>Eremkin A.V., Volodin A.V., Kokoulin A.I., Komarov A.O., Kuznetsov V.E., Malyshev A.S., Stepanov N.B.</i> Test facility for experimental investigation of ITER divertor components behavior under high heat fluxes	5
<i>Sviridenko M.N., Leshukov A.Yu., Tomilov S.N., Poddubniy I.I., Strebkov Yu.S., Safronov V.M.</i> Optimization of mechanical attachment system of ITER first wall.....	15
<i>Sdvizhenskii P.A., Levashova M.G., Kukushkin A.B., Lisitsa V.S., Neverov V.S., Romazanov Yu.A., Serov S.V., Tolstikhina I.Yu., Tugarinov S.N.</i> Simulation of passive charge exchange signals of hydrogen-like beryllium ions for CXRS edge diagnostics in ITER	27
<i>Deriglazov A.A., Fedin S.V., Pavlov V.M., Golobokov Yu.N., Lee A.M.</i> Real-time network organization for transferring setpoints to pulse power supply sources of tokamak KTM control windings	39
<i>Romanovskii V.R.</i> instabilities in technical superconductors.....	45
<i>Lelekhov S.A.</i> Analysis of possibility to use the stack of parallel not twisted HTS tapes as high current cable for tokamak TF coils	51
<i>Ilin A.A., Kovalev I.A., Kruglov S.L., Poliakov A.V., Shutova D.I., Shcherbakov V.I.</i> Dynamic modes of current carrying elements made of rebco tapes with no copper stabilizer at 77 and 4.2 K	66
<i>Borisov A.A., Deryabina N.A.</i> 3D-model of a low-power thermonuclear reactor for estimation of blanket neutron characteristics.....	75
<i>Kazeev M.N., Khodnenko V.P.</i> Hybrid EPS on the basis of a stationary and a pulsed plasma thrusters.....	88
<i>Ananyev S.S., Dnestrovsky A.Yu., Kukushkin A.S.</i> Integrated modeling of fuel flows in the plasma and in the injection and pumping systems for the DEMO-FNS fusion neutron source	96
<u>Kulygin V.M.</u> An ion rocket propulsion phenomenology	110
In Memoriam of Vladimir Michailovich Kulygin.....	117
List of authors and titles of papers published in Problems of Atomic Science and Technology. Series Thermonuclear Fusion, 2020, vol. 43	118

Вопросы атомной науки и техники
С е р и я: Термоядерный синтез
Том 43, выпуск 4

Ответственные за выпуск Б.Н. Колбасов, Е.А. Филимонова
Редактор Н.В. Бокша. Верстальщик И.Н. Альбицкая-Коростелева. Корректор Н.В. Бокша

Подписано в печать 10.09.20. Формат 60×90/8
Печать цифровая. Усл. печ. л. 12. Уч.-изд. л. 13. Тираж 156. Индекс 3648. 11 статей. Заказ 24
Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1