

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2023

Том 46
Выпуск 4

В трёх предыдущих выпусках 2023 года на этой странице обложки были процитированы фрагменты статей М.К. Романовского о начальном периоде в истории исследований по управляемому термоядерному синтезу (УТС) в нашей стране. Такой подход был подсказан тем, что в этом году — юбилейном для нашего учредителя Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» уместно вспомнить наиболее яркие страницы его истории.

В этом выпуске мы завершаем историческую линию публикацией кратких биографических очерков выдающихся коллег в области УТС, чьи юбилеи (кратные 10-и и 5-и годам) пришлись на 2023 год: М.А. Леонтовича (1903—1981), И.Н. Головина (1913—1997), Г.И. Будкера (1918—1977), С.Т. Беляева (1923—2017), В.И. Когана (1923—2013), А.И. Морозова (1928—2009), Б.Б. Кадомцева (1928—1998), В.С. Стрелкова (1933—2020). Надеемся, что такая публикация привлечёт внимание читателей тем, что покажет присутствие в отечественной программе УТС учёных, которые завоевали мировое признание и внесли выдающийся научный вклад не только в физику плазмы и УТС, но и в другие области фундаментальной и прикладной науки.

2023 год ознаменован усилением координации Национальным исследовательским центром «Курчатовский институт» работы по изданию научной периодики, где он является учредителем. Список этой периодики доступен на сайте НИЦ «Курчатовский институт» <http://nrcki.ru/catalog/nauka/nauchno-organizacionnaya-deyatelnost/izdaniya-kurchatovskogo-instituta/>, он охватывает широкий спектр научных исследований по всем направлениям работы НИЦ «Курчатовский институт» и включает 18 изданий, в том числе и наш журнал. В этом году впервые все опубликованные в журнале русскоязычные статьи (а не их часть, как ранее) будут опубликованы в дополнительных выпусках журнала «Physics of Atomic Nuclei», являющегося англоязычной версией журнала «Ядерная физика».

Надеемся, что наступающий 2024 год принесёт нам добрые вести во всех сферах нашей жизни.

Редколлегия журнала «ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез»

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»



КУРЧАТОВСКИЙ
ИНСТИТУТ
ДЛЯ СТРАНЫ
И МИРА

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 46

Выпуск 4

МОСКВА — 2023

Главный редактор

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

Редакционная коллегия:

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

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

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

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

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

Ю.М. Гаспарян, и.о. зав. кафедрой, к.ф.-м.н., доцент, НИЯУ МИФИ, Москва

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Журнал (основан в 1978 г.) зарегистрирован в реестре Федеральной службы по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций ПИ № ФС77-73164 от 02 июля 2018 г.; электронное периодическое издание Эл. № ФС77-73162 от 22 июня 2018 г. Подписной индекс в Каталоге периодики агентства «Урал-Пресс» № 70541

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

Двухлетний импакт-фактор журнала в РИНЦ: 0,620

© Редколлегия журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез», 2023 г.

© <http://vant.iterru.ru>

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»



Kurchatov Institute
for the Country
and the World

PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

THERMONUCLEAR FUSION

PUBLISHED since 1978

Volume 46

Issue 3

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

MOSCOW — 2023

Editor-in-Chief

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

Editorial Board:

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

E.A. Filimonova, Editorial Management, Research Scientist, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Editor Karpova Tatyana Yurievna

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

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

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

Subscription index in the catalogue of periodicals of the «Ural-Press» agency № 70541

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

The two-year impact factor of the journal in RSCI: 0,620

УДК 001.89

ВСПОМИНАЕМ ЮБИЛЕИ КОЛЛЕГ В ЮБИЛЕЙНЫЙ ГОД КУРЧАТОВСКОГО ИНСТИТУТА

*Л.К. Кузнецова¹, А.Б. Кукушкин¹, В.С. Лисица¹, А.В. Лутченко¹, А.Б. Минеев²,
С.В. Мирнов³, Е.А. Филимонова¹, П.П. Хвостенко¹*

¹НИЦ «Курчатowski институт», Москва, Россия

²АО «НИИЭФА», Санкт-Петербург, Россия

³АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Троицк, Россия

Представлены краткие биографические очерки выдающихся коллег в области управляемого термоядерного синтеза, чьи юбилеи пришлись на этот год: М.А. Леонтовича (1903—1981), И.Н. Головина (1913—1997), Г.И. Будкера (1918—1977), С.Т. Беляева (1923—2017), В.И. Когана (1923—2013), А.И. Морозова (1928—2009), Б.Б. Кадомцева (1928—1998), В.С. Стрелкова (1933—2020).

REMEMBERING THE ANNIVERSARIES OF COLLEAGUES IN THE ANNIVERSARY YEAR OF THE KURCHATOV INSTITUTE

*L.K. Kuznetsova¹, A.B. Kukushkin¹, V.S. Lisitsa¹, A.V. Lutchenko¹, A.B. Mineev²,
S.V. Mirnov³, E.A. Filimonova¹, P.P. Khvostenko¹*

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²JSC «NIEFA», Saint-Petersburg, Russia

³JC «SSC RF TRINITY», Moscow, Troitsk, Russia

Brief biographical sketches of outstanding colleagues in the field of controlled thermonuclear fusion, whose anniversary occurred this year, are presented: M.A. Leontovich (1903—1981), I.N. Golovin (1913—1997), G.I. Budker (1918—1977), S.T. Belyaev (1923—2017), V.I. Kogan (1923—2013), A.I. Morozov (1928—2009), B.B. Kadomtsev (1928—1998), V.S. Strelkov (1933—2020).

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-4-5-15

Статус 2023 г. как 80-летия НИЦ «Курчатowski институт» подтолкнул нас вспомнить о наших выдающихся коллегах в области управляемого термоядерного синтеза (УТС), чей личный юбилей пришёлся на этот год. Ярким символическим совпадением юбилеев являются прежде всего 120-летние юбилеи Игоря Васильевича Курчатова и Анатолия Петровича Александрова.

Будем двигаться по хронологическому порядку и начнём со 120-летия академика Михаила Александровича Леонтовича (07.03.1903—30.03.1981).

Он общепризнанно является создателем научной школы по теории высокотемпературной плазмы и УТС. В момент организации правительством нашей страны работ по проблеме УТС в 1951 г. Михаил Александрович был назначен руководителем теоретической части, в помощь руководителю всей программы, экспериментатору Льву Андреевичу Арцимовичу. Рекомендация такого назначения исходила от Игоря Евгеньевича Тамма, активно работавшего по проблеме неуправляемого термоядерного синтеза, и была основана на значительных достижениях М.А. Леонтовича в фундаментальных и прикладных областях физики, включая оптику, статистическую физику и радиофизику [1]. Граничные условия Леонтовича для электромагнитного поля на поверхности хорошо проводящих тел, теория тонких проволочных антенн (совместно с его учеником М.Л. Левиным) и работы по теории распространения радиоволн вдоль поверхности Земли стали классической основой современной практики радиолокации. За эти работы М.А. Леонтович был награждён Золотой медалью имени А.С. Попова Академии наук СССР (1952 г.).

Михаил Александрович активно включился в исследования по программе УТС. Его собственные работы (включая совместные с В.Д. Шафрановым) стали ключевыми на начальном этапе работ по УТС: была предсказана стабилизирующая роль двух факторов — электродинамических сил при смещении плазменного шнура с продольным электрическим током относительно проводящего кожуха и наличия или генерации сильного продольного магнитного поля. Не менее важным вкладом Михаила Александровича стало научное руководство всем комплексом теоретических работ и ставшим легендарным «теорсектором Леонтовича». Этому способствовали не только высочайшая профессиональная квалификация Михаила Александровича, но и его уникальный общекультурный, включая этический, стандарт. Это, в частности, нашло отражение в издании четырёх книг воспоминаний учеников и коллег М.А. Леонтовича.

Упомянем здесь последнюю такую книгу [2] и группу статей [3], чьё название «Совесть Академии» констатирует общепризнанную роль Михаила Александровича Леонтовича далеко за пределами научного сообщества по проблеме УТС. Вспомним, что, кроме упомянутой Золотой медали Академии наук СССР, М.А. Леонтович награждён тремя орденами Ленина (1953, 1954, 1963 гг.), пятью орденами Трудового Красного Знамени, он также удостоен Ленинской премии (1958 г.).

Современный взгляд на общенаучную значимость наследия М.А. Леонтовича можно найти в более подробной статье [4].



Коллеги поздравили руководителя семинара М.А. Леонтовича (1973 г.). В первом ряду справа Е.П. Велихов и Б.Б. Кадомцев. Во втором ряду слева направо В.И. Коган, С.И. Брагинский, В.М. Галицкий, Я.А. Смородинский, И.Н. Головин, А.П. Шубин. В третьем ряду М.К. Романовский, Т.И. Филиппова, в конце четвёртого Б.А. Трубников

Шагнём на 10-летие вперёд и вспомним Игоря Николаевича Головина (12.03.1913—15.04.1997) — человека, сыгравшего выдающуюся роль в становлении и развитии исследований по проблеме УТС.

Игорь Николаевич закончил физический факультет МГУ (1936 г.) и в аспирантуре под руководством И.Е. Тамма, которого считал своим наставником в науке и жизни, выполнил ряд работ по теории ядерных сил. В 1939—1943 гг. преподавал физику в Московском авиационном институте (МАИ), где организовал лабораторию по исследованию физики деления тяжёлых ядер.

В июле 1941 г. после начала Великой Отечественной войны вступил в отряд народного ополчения в составе 18-й дивизии Ленинградского района. Участвовал в сражении под Гжатском. Осенью 1941 г. был демобилизован и вместе с МАИ эвакуировался в Среднюю Азию (в Алма-Ату). Там наряду с преподаванием занимался в группе сотрудников Харьковского физико-технического института разработкой СВЧ-техники для радиолокации.

В 1944 г. И.Н. Головин был переведён в наш институт, тогда называвшийся Лабораторией № 2 АН СССР. В 1953 г. за разработку и внедрение в промышленность электромагнитного метода разделения изотопов и получение этим методом лития-6 он был удостоен звания лауреата Сталинской премии СССР.

С 1950 г. по поручению И.В. Курчатова работал в области управляемого термоядерного синтеза. На него легла значительная часть организации работ по магнитному термоядерному реактору (МТР), предложенному И.Е. Таммом и А.Д. Сахаровым. Совместно с И.В. Курчатовым подготовил и направил 11 января 1951 г. письмо на имя Л.П. Берии для представления И.В. Сталину «О возможности создания

магнитных термоядерных реакторов». В результате 5 мая 1951 г. вышло в свет Постановление Совета Министров СССР № 1463-732сс/оп «О проведении научно-исследовательских и экспериментальных работ по выяснению возможности осуществления магнитного термоядерного реактора».

Под научным руководством И.Н. Головина выполнены исследования стабилизации пинчей продольным магнитным полем. Совместно с Н.А. Явлинским создан первый токамак ТМП (1955 г.). В 1958 г. за работы по УТС И.Н. Головин был удостоен звания лауреата Ленинской премии СССР. В развитие идеи размножения делящихся ядер с помощью термоядерных нейтронов И.Н. Головин разрабатывал концепцию токамака-бридера. Игорь Николаевич первым обратил внимание на необходимость поиска инженерных решений при разработке термоядерного реактора и анализа материаловедческих проблем в УТС.



И.Н. Головин (крайний справа) рассказывает Н. Бору (в центре) о работах по УТС в присутствии (слева направо) академика Л.А. Арцимовича, профессора Д.А. Рожанского, академиков А.П. Александрова и И.Е. Тамма. Май 1961 г.

Игорь Николаевич в 1957 г. переключился по поручению И.В. Курчатова на направление открытых ловушек с магнитными пробками. В руководимом им отделе Огра был выполнен ряд пионерских работ, важных для УТС в целом.

С начала 1980-х гг. И.Н. Головин поставил вопрос о необходимости проведения исследований по малорадиоактивному топливу $D-^3He$, видя в нём будущее термоядерной энергетики.

И.Н. Головин является автором цикла работ по истории Атомного проекта СССР и истории Курчатовского института. Уникальность роли Игоря Николаевича состоит ещё и в том, что он является автором всемирно известного термина «Токамак» (Тороидальная Камера с Магнитными Катушками), инициатором создания на территории Курчатовского института Дома-музея И.В. Курчатова, первым биографом И.В. Курчатова [5]. Воспоминания коллег об Игоре Николаевиче Головине собраны в книге [6].

Следующий шаг на пять лет ведёт нас к создателю Института ядерной физики (ИЯФ) Сибирского отделения Академии наук СССР, академику Гершу Ицковичу Будкеру (01.05.1918—04.07.1977). Ныне

этот институт носит его имя, а коллеги не забывают и то, что на работе и в быту все звали его Андреем Михайловичем.

Будкер пришёл в Курчатовский институт после демобилизации из армии сразу после окончания Великой Отечественной войны, в которой он прослужил на Дальнем Востоке зенитчиком. Уже успешно поработав над теоретическими задачами ускорения частиц в циклотроне и управления уран-графитовыми атомными реакторами и защитив кандидатскую диссертацию, Андрей Михайлович активно включился в работу по программе УТС и в 1952 г. предложил идею удержания термоядерной плазмы в открытых магнитных ловушках с магнитными пробками. Такой подход стал одним из важных направлений магнитного удержания плазмы. Оптимистичный прогноз Будкера получить один грамм нейтронов в такой системе дал название отделу Огра в Курчатовском институте. Такие системы работали в разных странах (включая США, где были предложены тогда же) и продолжают развиваться в Новосибирске и Цукубе (Япония). В эти годы (1952—1956) Андрей Михайлович сделал сам и в соавторстве с его младшим товарищем С.Т. Беляевым (следующим героем нашего рассказа) ряд основополагающих работ по кинетике горячей, релятивистской плазмы. Эти работы опубликованы в легендарном «зелёном сборнике» [7] и стали классикой мировой физики плазмы и УТС. Воспоминания коллег об Андрее Михайловиче Будкере собраны в книге [8].

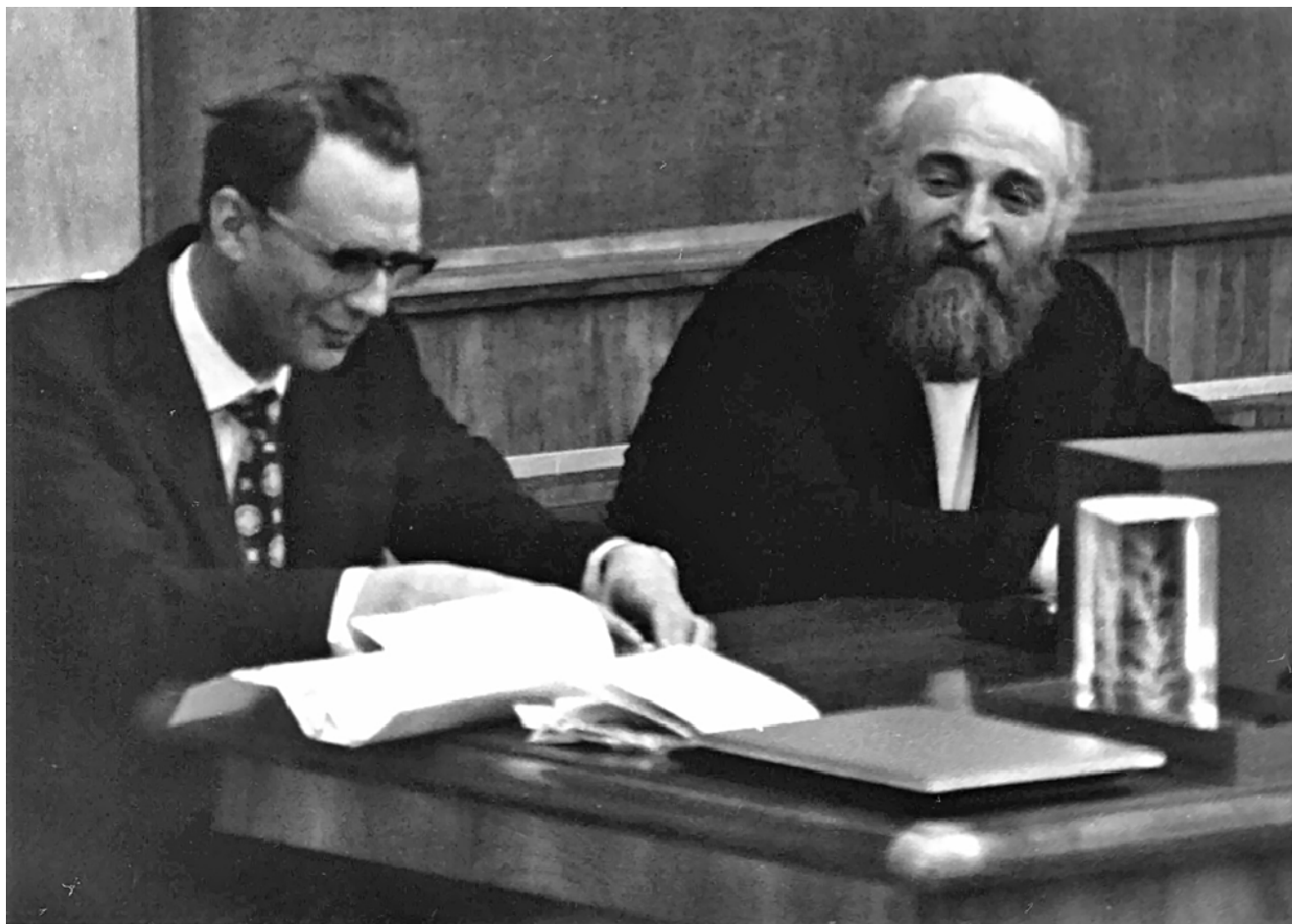


И.В. Курчатов и Г.И. Будкер (в центре). Москва, 1957 г.

Переехав в Новосибирск для организации (при поддержке И.В. Курчатова) в 1957 г. лаборатории и потом нового института, Андрей Михайлович Будкер взялся, в частности, за реализацию своей идеи 1952 г. о релятивистском стабилизированном электронном пучке для ускорения тяжёлых частиц. В историю ускорителей Будкер вошёл как изобретатель электронного охлаждения пучков протонов и ионов (этот метод широко применяется в ведущих лабораториях мира) и ускорителя на встречных электрон-позитронных пучках. Лишь безвременный уход из жизни лишил Андрея Михайловича международных наград за его пионерские работы по физике ускорителей частиц.

Но без наград Андрей Михайлович не остался. В его послужном списке ордена Ленина и Трудового Красного Знамени, Сталинская (1951 г.), Ленинская (1967 г.) и Государственная (2001 г., посмертно) премии.

Целый ряд работ в упомянутом сборнике [7] выполнен выдающимся тандемом Беляева и Будкера. Спартак Тимофеевич Беляев (27.10.1923—05.01.2017) в 1947 г., ещё студентом, начал свою научную деятельность в нашем институте (тогда Лаборатории № 2 АН СССР) под руководством Андрея Михайловича Будкера. Их связывало многое, в том числе и то, что оба прошли войну и пришли сюда сразу после демобилизации (один — окончив МГУ, а другой — будучи студентом). Беляев с ноября 1941 г. был радистом-



С.Т. Беляев и Г.И. Будкер в ИЯФ. Новосибирск, 1973 г.

разведчиком и в 1945 г., оказавшись в Берлине, написал «Развалинами рейхстага удовлетворён. С.Т. Беляев» на его стене. Первые работы Спартака Тимофеевича, составившие основу его кандидатской и докторской диссертаций, были выполнены по ядерной физике в теоретическом секторе Аркадия Бенедиктовича Мигдала. Работы Беляева по физике плазмы и УТС (1952—1956), часть которых выполнена совместно с Будкером, были посвящены кинетике разреженного ионизованного газа в сильных внешних полях. В этих работах в связи с разрабатывавшимися тогда проблемами физики электронных ускорителей нового типа было впервые последовательно получено релятивистское кинетическое уравнение и предложены эффективные методы его решения, в частности, в практически важном случае сильных полей. В том же цикле работ была решена совершенно новая и важная задача о многоквантовой рекомбинации ионизованного газа, где была применена изящная идея описания процесса в терминах диффузии в энергетическом пространстве. Методы, развитые в этих работах, использовались и развивались затем в целом ряде исследований по физике электронных пучков и плазмы. По инициативе Будкера Спартак Тимофеевич в 1962 г. переехал в Новосибирский Академгородок, где вскоре стал руководителем теоретического отдела ИЯФ, ректором Новосибирского университета, академиком Сибирского отделения Академии наук СССР. После возвращения в 1978 г. в Курчатовский институт Спартак Тимофеевич в 1981 г. стал директором Отделения общей и ядерной физики и с 1978 по 1991 г. руководил кафедрой теоретической физики МФТИ.

Вспомним, что С.Т. Беляев был научным руководителем чернобыльской экспедиции Курчатовского института и председателем комиссии АН СССР по научным проблемам Чернобыля.

Среди многих наград С.Т. Беляева отметим орден Красной Звезды (1943 г.), ордена Ленина (1967 г.) и Отечественной войны II степени (1985 г.), Золотую медаль имени Л.Д. Ландау (1998 г.) и Большую золотую медаль имени М.В. Ломоносова (2010 г.).

Спартак Тимофеевич Беляев оставил книгу воспоминаний [9], в которой, кроме автобиографического содержания, есть и некоторые его научные статьи.

Следующий хронологический шаг ведёт к одному из ближайших учеников и сотрудников М.А. Леонтовича, профессору Владимиру Ильичу Когану (11.06.1923—07.12.2013). Он долгие годы являлся одним из двух заместителей Михаила Александровича (вместе с Виталием Дмитриевичем Шафрановым, впоследствии академиком РАН) в «теор-секторе Леонтовича». Владимир Ильич, начавший работу в Курчатовском институте в 1947 г. как один из первых выпускников МИФИ, с началом работ по термояду перешёл в сектор Леонтовича из уже упомянутого теоретического сектора Аркадия Бенедиктовича Мигдала по проблемам квантовой механики и ядерной физики. В.И. Коган в шутку окрестил этот сектор Государственным институтом по контурному интегрированию («ГИПОКОНИН»). В нём уже работал Г.И. Будкер, а чуть позднее появились В.М. Галицкий и С.Т. Беляев. Уже этих имён достаточно для оценки «звёздности» того коллектива. На новом месте В.И. Когана ждала не менее захватывающая творческая атмосфера.

В своей работе В.И. Коган органически соединил начала, восходящие к его учителям А.Б. Мигдалу и М.А. Леонтовичу, — опору на фундаментальные основы квантовой теории излучения и закладывание первых камней в фундамент только нарождавшейся радиационной кинетики сильно неравновесной горячей плазмы. В.И. Когану принадлежит разработка теоретических основ расчёта радиационных характеристик горячей плазмы, существенных для её диагностики и энергобаланса. Им были



В.И. Коган в рабочем кабинете

выполнены пионерские работы по теории уширения спектральных линий, радиационных потерь энергии плазмы, тормозного излучения. В.И. Коган — автор и соавтор свыше 130 научных статей, в том числе двух десятков обобщающих обзорных работ. Эти работы получили заслуженное признание в нашей стране и за рубежом. В.И. Коганом создана, как это охарактеризовал М.А. Леонтович, школа теоретиков в области физики излучения плазмы (из подготовленных им 15 кандидатов наук шестеро стали докторами). Многие из тех, кому посчастливилось общаться с В.И. Коганом, ощутили его выдающийся педагогический талант, органично впитавший в себя энциклопедические знания, концептуальный подход к самым разным сторонам жизни, энергичную доброжелательность и искромётный юмор. Владимир Ильич имел репутацию неординарного лектора кафедры теоретической ядерной физики МИФИ, преподавателем которой он был с 1947 по 2013 г.

Широчайшую известность В.И. Когану принёс его (первый в нашей стране, 1956 г.) задачник по квантовой механике [10], написанный совместно с В.М. Галицким и ставший настольной книгой не одного поколения студентов в нашей стране и за рубежом, выдержав (в соавторстве с

Б.М. Карнаковым [11]) три переиздания на русском языке, а также издания на французском и английском языках.

Научный стиль В.И. Когана — «концептуализм», умение схватывать главную суть физической теории проявился и в его последних работах: «Крамерсовской электродинамике» (с чем связана благодарность В.И. Когану в 3-м издании «Квантовой электродинамики» В.Б. Берестецкого, Е.М. Лифшица, Л.П. Питаевского, 1989 г., в 4-м томе курса Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица) и разборе концепций Н. Бора, А. Эйнштейна и других классиков науки о соотношении между классической и квантовой теориями излучения [12].

Следующие два юбилея — не такие круглые даты, как 120 или 100 лет (всего лишь 95 лет), но их значимость определяется ощущаемым и ныне масштабом работ, сделанных в Курчатовском институте.

Далее речь пойдёт об Алексее Ивановиче Морозове (30.03.1928—06.05.2009), выдающемся учёном в области физики плазмы, плазменных электрореактивных двигателей (ЭРД) и управляемого термоядерного синтеза, докторе физико-математических наук, профессоре, заслуженном деятеле науки и техники РФ, лауреате Государственной премии СССР и престижных международных премий, члене Российской академии естественных наук и Французской национальной академии атмосферы и космоса (ААЕ) (подробнее см. [13] и его главный труд — монографию [14]).

Мировую известность принесли А.И. Морозову его пионерские работы по созданию и внедрению в космическую технику стационарных плазменных двигателей (СПД, в зарубежной литературе — stationary plasma thruster, SPT). Специалисты, работающие в области ЭРД, называют Алексея Ивановича Морозова отцом СПД [15, 16]. В 2005 г. А.И. Морозова наградили международной медалью к 100-летию электрореактивного движения «За выдающиеся достижения в области космических электрореактивных двигателей», а в 2006 г. — Серебряной медалью Французской национальной аэрокосмической академии ААЕ.



А.И. Морозов на семинаре со своими сотрудниками

Другим важным итогом «ускорительной» деятельности А.И. Морозова стали разработка и создание уникального квазистационарного плазменного ускорителя (КСПУ). Программа была реализована в ТРИНИТИ (Троицк), Минском институте физики, ХФТИ (Харьков) и НИИЭФА (Ленинград). В последнее время КСПУ активно используется в ТРИНИТИ в экспериментах по облучению плазмой материалов первой стенки токамака ИТЭР для анализа их эрозионной стойкости.

В последние три десятилетия А.И. Морозов активно разрабатывал принципы плазменных магнитных ловушек типа Галатей с $\beta \sim 1$ (β — отношение плазменного давления к магнитному). Эксперименты проводились в МИРЭА и ИОФ РАН.

За всеми достижениями А.И. Морозова в решении практических задач стоит его выдающийся вклад в теорию плазмы в области ЭРД и УТС: предсказания макроскопического электрического поля в плазме даже при её высокой электропроводности (основной принцип работы СПД), волокнистой структуры в замкнутых магнитных системах (известной ныне как магнитные острова) и класса траекторий заряженных частиц в тороидальном магнитном поле (ныне известного как «бананы»); теория осесимметричных течений двухкомпонентной электронно-ионной плазмы и эффекта Холла в плазме; основы плазмооптики. Умение пройти путь от формулировки физических принципов через их детальный теоретический анализ и математическое моделирование к воплощению в «железо» сделало А.И. Морозова уникальной фигурой в мировой физике плазмы и её приложениях.

Сегодня невозможно пройти мимо того факта, что двигателями известных всему миру спутников Starlink компании SpaceX являются стационарные плазменные двигатели А.И. Морозова. В литературе и на просторах интернета такие двигатели, давно завоевавшие технологическое и коммерческое поле космических коррекционных двигателей, принято называть холловскими, поскольку замагниченные электроны вследствие эффекта Холла не покидают, в отличие от ионов, рабочего плазменного объёма в двигателе. Создание магнитной конфигурации, позволяющей это сделать, и было основной (и общепризнанной в мировом сообществе ЭРД) идеей А.И. Морозова, поэтому под названием «холловский» двигатель будет правильнее понимать «морозовский».

Курчатовский комплекс термоядерной энергетики и плазменных технологий (ККТЭиПТ) отметил юбилей А.И. Морозова установлением мемориальной доски в основном здании комплекса, посвящённой созданию основ СПД Морозова в стенах нашего института.

Следующим юбилеем является академик Борис Борисович Кадомцев (09.11.1928—19.08.1998). Борис Борисович в течение четверти века (1973—1998) руководил подразделением Курчатовского института (Отделом плазменных исследований (ОПИ) с 1973 г., Отделением физики плазмы (ОФП) с 1974 г., Институтом ядерного синтеза — с 1991 г.), которое ныне называется Курчатовский комплекс термоядерной энергетики и плазменных технологий. После окончания физфака МГУ в 1951 г. Борис Борисович оказался участником работ по прикладным проблемам ядерной физики в Физико-энергетическом институте в Обнинске. Как только цикл этих работ завершился, его руководитель академик Дмитрий Иванович Блохинцев перебрался в 1956 г. в Дубну, где возглавил работы по созданию ОИЯИ, будучи единогласно избранным его первым директором, и посвятил институту всю свою оставшуюся жизнь, а Борис Борисович в том же 1956 г. начал работать в Институте атомной энергии (ИАЭ) в теоретическом секторе М.А. Леонтовича. Судьбоносным для него (и, как показало время, для программы УТС в нашей стране) стало предложение его друга и соученика по студенческой группе физфака МГУ В.Д. Шафранова участвовать в открытом совещании по проблемам УТС ещё во времена работы в ФЭИ. Сразу став активным и плодотворным участником работ в теор-секторе Леонтовича, Б.Б. Кадомцев нашёл решение ряда важных проблем. Теоретически развенчав в конце 1950-х годов на данных экспериментов с открытыми магнитными ловушками мнимую опасность эффекта Бома, предсказывавшего аномально быстрый уход частиц и тепла из замагниченной плазмы, Борис Борисович в начале 1960-х активно занялся разработкой теории турбулентности плазмы в магнитном поле. Его работы по теории коллективных процессов в высокотемпературной плазме стали основой его обзора [17] и книг [18, 19]. Этот цикл работ принёс ему мировое признание как одному из крупнейших специалистов в области коллективных явлений, тогда новой и поныне актуальной области физики. Исследования физики плазмы в токамаках, включая результаты обзора с О.П. Погуце [20] о роли обширного класса возможных неустойчивостей плазмы, позволили ему сделать вывод о технической осуществимости термоядерного реактора на основе токамака, что вызвало активизацию усилий руководителя программы УТС академика Л.А. Арцимовича в этом направлении.

Широкою известность в разных областях физики и математики получило уравнение Кадомцева—Петвиашвили [21], выведенное для ионно-звуковых волн в плазме и имеющее решение в виде двумер-

ных уединённых волн (солитонов), что сделало его фактическим обобщением на двумерность широко известного уравнения Кортевега—де-Фриза в теории нелинейных волн, в основном, гидродинамического происхождения. Важную роль сыграли работы Б.Б. Кадомцева по явлению самоорганизации плазмы токамака, чему посвящена монография [22]. Широта научных интересов проявлялась далеко за пределами физики плазмы, включая работы по физике атома в сверхсильном магнитном поле и монографию [23] по принципиальным проблемам квантовой механики.

Заведуя кафедрой физики и химии плазмы в Московском физико-техническом институте, Б.Б. Кадомцев отдаёт много сил работе со студентами. В 1976 г. он становится главным редактором журнала «Успехи физических наук». Одновременно он являлся председателем Объединённого научного совета РАН по комплексной проблеме «Физика плазмы».



Б.Б. Кадомцев со своим аспирантом А.В. Тимофеевым

Б.Б. Кадомцев был первым председателем Международного научно-технического консультативного комитета проекта международного термоядерного реактора ИТЭР, разрабатываемого под эгидой МАГАТЭ. Б.Б. Кадомцев избран членом Шведской Королевской академии наук, академии Academia Europaea, почётным доктором Гумбольдтского университета (Германия).

Б.Б. Кадомцев — лауреат Государственной (1970 г.) и Ленинской (1984 г.) премий, он награждён орденом Трудового Красного Знамени и медалями. Он стал лауреатом престижных международных премий — премии «Fusion Power Associates» (Общества исследователей по проблеме управляемого синтеза) и Ежегодной премии имени Дж. Максвелла Американского физического общества (1998 г.).

Дань глубочайшего уважения и памяти академику Б.Б. Кадомцеву можно найти и в книге [24], подготовленной и изданной в НИЦ «Курчатовский институт», в которой отражены не только основные направления его научной деятельности в Курчатовском институте, но и впервые представлены воспоминания друзей его юности, коллег по работе, учеников, младшего сына Михаила, а также пензенского историка-краеведа А.В. Волкова, исследовавшего происхождение рода Кадомцевых.

В конце юбилейного года сотрудники Курчатовского института планируют установление мемориальной доски на здании школы в Пензе, где учился Б.Б. Кадомцев.

Завершим галерею юбиляров кратким рассказом о Вячеславе Сергеевиче Стрелкове (13.08.1933 — 19.07.2020), одном из ближайших учеников академика Л.А. Арцимовича и одном из первых физиков-экспериментаторов на установках токамак. Вячеслав Сергеевич после окончания МГУ им. М.В. Ломоносова в 1957 г. поступил в Институт атомной энергии — ныне НИЦ «Курчатовский институт», в котором проработал всю последующую жизнь и с 1973 по 1995 г. руководил экспериментальным подразделением в Отделении физики плазмы и позднее Институте ядерного синтеза. А начал свой научный путь Вячеслав Сергеевич под руководством замечательных учёных И.Н. Головина и Н.А. Явлинского.

В.С. Стрелков впервые на токамаке ТМП наблюдал образование пучка ускоренных электронов. Он проводил первые рентгеновские измерения, впервые изучал равновесие плазмы в торе, с сотрудниками впервые наблюдал термоядерное нейтронное излучение плазмы на токамаке Т-3А. С его участием был проведён совместный англо-советский эксперимент по лазерному зондированию плазмы, после которого токамаки получили международное признание. В.С. Стрелков активно участвовал в сооружении токамаков Т-3, Т-4, Т-10 и Т-15.



Начальник Отдела Т-10 В.С. Стрелков (второй справа) и делегация МАГАТЭ во главе с его генеральным директором Х. Бликсом (третий справа) в зале токамака Т-10 (1985 г.)

В.С. Стрелков — лауреат двух Государственных премий СССР: за циклы работ «Получение и исследование высокотемпературной термоядерной плазмы на установках “Токамак”» (1971 г.) и «Корпускулярная диагностика высокотемпературной плазмы» (1981 г.). Вячеслав Сергеевич был одним из ключевых профессоров кафедры Физики плазмы МИФИ, являющейся базовой кафедрой Курчатовского института, его преподавательская деятельность отмечена премией Российской Федерации в области образования.

В.С. Стрелков на протяжении многих лет руководил Отделом Т-10, «Семинаром Т» и НТС отдела Т-10, был членом научно-технического совета НТС-6 в министерстве, курирующем исследования по управляемому термоядерному синтезу (УТС) (ныне — Госкорпорация «Росатом»). Ни одно заседание семинара, учёного совета или НТС разных уровней не проходило без его страстных, порой едких, замечаний, в которых, невзирая на лица, он отстаивал свою принципиальную позицию.

В заключение укажем на связующие нити в нашей галерее юбиляров.

Вячеслав Сергеевич Стрелков вспоминал, как его отец Сергей Павлович, известный физик в области прикладной аэродинамики, работавший в ЦАГИ, заслуженный деятель науки и техники РСФСР, профессор МГУ им. М.В. Ломоносова, как лектор был впечатлён «горящими глазами студента Игоря Николаевича Головина».

Преемственность поколений по линии С.П. Стрелков — И.Н. Головин — В.С. Стрелков дополняет другую линию: В.И. Коган был прямым учеником М.А. Леонтовича, Б.Б. Кадомцев и А.И. Морозов были лично приняты на работу Михаилом Александровичем и смогли раскрыть свой талант в теор-секторе в обстановке максимальной поддержки новых научных и технологических идей.

И наконец, в сборнике [7], созданном под редакцией М.А. Леонтовича и его помощника В.И. Когана и ставшем вехой в мировой истории управляемого термоядерного синтеза, можно найти научные статьи всех восьми участников представленной нами юбилейной галереи наших выдающихся коллег.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Леонтович М.А.** Теоретическая физика. Избранные труды. — М.: Наука, 1985.
2. **Естествен, как сама Природа.** Об академике Михаиле Александровиче Леонтовиче. Составители В.Д. Шафранов, В.И. Коган, Л.К. Кузнецова. — М.: Наука, 2005.
3. **Совесть Академии.** К 100-летию Михаила Александровича Леонтовича. — Природа, 2003, № 3, с. 3—18.
4. **Лисица В.С., Кузнецова Л.К., Кукушкин А.Б.** Научные школы живы стандартами их создателя. К 120-летию со дня рождения академика М.А. Леонтовича. — Вестник Российской академии наук, 2023, т. 93, № 5, с. 470—478.
5. **Головин И.Н.** Курчатов И.В. 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Атомиздат, 1978. 134 с.
6. **Головин И.Н.** Страницы жизни. Отв. сост. и научн. ред. В.М. Кулыгин, Ю.Н. Смирнов. — М.: ИздАТ, 2004. 365 с. (серия «Творцы ядерного века»).
7. **Физика** плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Сборник статей. Отв. ред. акад. М.А. Леонтович. Т. 1—4. — М.: Изд-во Акад. наук СССР, 1958.
8. **Академик Г.И. Будкер:** очерки, воспоминания. АН СССР. Сиб. отд-ние. Отв. ред. А.Н. Скринский. — Новосибирск: Наука. Сибирское отд., 1988. 187 с. (Ученые СССР. Очерки, воспоминания, материалы).
9. **Беляев С.Т.** Моя профессия — теоретическая физика. — М.: НИЦ «Курчатовский институт», 2013. 187 с.
10. **Коган В.И., Галицкий В.М.** Сборник задач по квантовой механике. — М.: Гостехиздат, 1956.
11. **Галицкий В.М., Карнаков Б.М., Коган В.И.** Задачи по квантовой механике. Учебн. пособие для вузов. 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Наука, 1992. 880 с.
12. **Коган В.И.** Открытие постоянной Планка: «рентгеноскопия» научной ситуации (1900 г.). Упущенные возможности выбора Второго Шага (к 100-летию Первого Шага квантовой теории). — Успехи физических наук, 2000, т. 170, с. 1351—1357.
13. **К 90-летию** Алексея Ивановича Морозова. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 8—12; http://vant.iterru.ru/vant_2018_2/2.pdf.
14. **Морозов А.И.** Введение в плазмодинамику. — М.: Физматлит, 2006. 576 с.
15. **Архипов А.С., Ким В.П., Сидоренко Е.К.** Стационарные плазменные двигатели Морозова. — М.: МАИ, 2012. 291 с.
16. **Kim V. et al.** Alexey Morozov — leader of the SPT development in the USSR. — In: Proc. 31st Intern. Electric Propulsion Conf. Univ. Michigan, USA, 2009.
17. **Кадомцев Б.Б.** Турбулентность плазмы. — Вопросы теории плазмы. — М.: 1964, вып. 4.
18. **Kadomtsev V.B.** The Plasma Turbulence. — London, New York: Academic Press, 1965.
19. **Кадомцев Б.Б.** Коллективные явления в плазме. — М.: Наука, 1976.
20. **Кадомцев Б.Б., Погуце О.П.** Турбулентные процессы в тороидальных системах. — В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. — М.: Атомиздат, 1967, вып. 5.
21. **Кадомцев Б.Б., Петвиашвили В.И.** Об устойчивости уединённых волн в слабо диспергирующих средах. — Докл. АН СССР, 1970, т. 15, с. 539—541.
22. **Kadomtsev V.B.** Tokamak Plasma: a Complex Physical System. — Taylor & Francis, 1992. 208 p.
23. **Кадомцев Б.Б.** Динамика и информация. — УФН, 1997. 400 с.
24. **Борис Борисович Кадомцев.** Ред.-сост. Л.К. Кузнецова, научн. ред. А.В. Тимофеев — М.: НИЦ «Курчатовский институт», 2020. 364 с. (серия «Выдающиеся ученые Курчатовского института»).

Статья поступила в редакцию 1 сентября 2023 г.

После доработки 11 октября 2023 г.

Принята к публикации 12 октября 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 4, с. 5—15.

УДК 533.9, 004.42

РАЗРАБОТКА КОМПЛЕКСНОГО ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ СОВМЕСТНОЙ РАБОТЫ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ ПО УПРАВЛЯЕМОМУ ТЕРМОЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ

*А.С. Вишня¹, А.В. Лебедев¹, О.И. Семенов², Е.Ю. Миронова², Л.Ю. Калина¹,
Д.М. Гусев¹, З.В. Ежова², С.С. Портоне²*

¹ООО «АйТинерис», Калининград, Россия

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

В работе рассмотрена задача создания программного комплекса совместной работы с экспериментальными данными термоядерных исследований, в частности, программного обеспечения информационного взаимодействия, анализа и отображения экспериментальных данных. Определены архитектура, функциональные возможности, принципы построения графического пользовательского интерфейса, обоснован технологический подход к их реализации, выбраны и апробированы технологические решения. Рассмотренные решения обеспечивают возможность дистанционного участия в научных экспериментах и работы с их результатами. Сформулированы выводы по результатам проведённой работы, представлены планы по дальнейшему развитию программного комплекса.

Ключевые слова: дистанционные эксперименты, технологии удалённого участия, программный комплекс, термоядерный синтез, цифровизация.

DEVELOPMENT OF A COMPLEX SOFTWARE FOR COLLABORATIVE WORK WITH EXPERIMENTAL FUSION DATA

*A.S. Vishnya¹, A.V. Lebedev¹, O.I. Semenov², E.Yu. Mironova², L.Yu. Kalina¹,
D.M. Gusev¹, Z.V. Ezhova², S.S. Portone²*

¹LCC «ITneris», Kaliningrad, Russia

²Institution «Project Center ITER», Moscow, Russia

The paper examines the problem of creating a complex software for collaborative work with experimental fusion data, in particular, software for information interaction, software for analysis and display of experimental data. The architecture, functionality and principles of constructing a graphical user interface were determined, the technological approach to their implementation was justified, and technological solutions were selected and tested. The considered solutions provide the opportunity to remotely participate in scientific experiments and work with their results. Conclusions are formulated based on the results of the work carried out, and plans for the further development of the software complex are given.

Key words: remote experiments, remote participation technologies, complex software, thermonuclear fusion, digitalization.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-4-16-24

ВВЕДЕНИЕ

Современная жизнь предполагает высокий уровень цифровизации. Вопрос цифровизации особенно актуален для научно-исследовательской деятельности, требующей ввиду сложности задач объединения уникальных компетенций и наличия специализированного высокопроизводительного оборудования и программного обеспечения для получения, хранения, обработки и анализа экспериментальных данных (ЭД). Показательным примером является область исследований управляемого термоядерного синтеза (УТС).

Предполагается, что промышленное применение УТС способно в долгосрочной перспективе решить энергетическую проблему и на основе процесса синтеза ядер станет возможным создание чистого, безопасного источника энергии — термоядерного реактора. Чтобы проверить эту гипотезу, а также сделать шаг к решению физических и технологических проблем, связанных с созданием термоядерного реактора, в настоящее время во Франции строится самая крупная в мире УТС-установка Международный экспериментальный термоядерный реактор (International Thermonuclear Experimental Reactor — ITER, ИТЭР). В этом проекте класса MegaScience участвуют 35 стран, включая Российскую Федерацию. Для того чтобы обеспечить научное взаимодействие с национальными домашними агентствами стран, участвующих в проекте, Международная организация (МО) ИТЭР совместно с учёными российского национального агентства ИТЭР («Проектный Центр ИТЭР») исследует и успешно реализует комплекс техно-

логий, благодаря которым учёные имеют возможность принимать дистанционное участие в работах на ИТЭР, а также удалённо работать с полученными данными [1]. Совместные успехи позволяют применять накопленный опыт в других проектах по исследованию УТС в Российской Федерации и за рубежом [2].

Для реализации в Российской Федерации совместных научных программ с участием организаций Госкорпорации «Росатом», институтов Российской академии наук, Министерства науки и высшего образования Российской Федерации и НИЦ «Курчатовский институт» разрабатывается платформа совместной работы с экспериментальными и проектными данными УТС-исследований с учётом лучших международных практик: аппаратно-инфраструктурная платформа (АИП) информационно-коммуникационного пространства (ИКП) в области управляемого термоядерного синтеза в Российской Федерации (АИП ИКП или FusionSpace) [3, 4]. Эта задача особенно актуальна в силу уникальности форматов данных, генерируемых системами отечественных УТС-установок, отсутствием единого подхода к хранению и обработке данных, и, как следствие, сложностей, связанных с совместной работой с полученными результатами.

В настоящее время развёрнута аппаратная инфраструктура платформы FusionSpace, представляющая собой совокупность узлов трёх основных типов: центральный узел, совместные лаборатории и центры дистанционного участия. К основным функциям центрального узла — «ядра» системы относятся обеспечение хранения и обработки данных, обеспечение работоспособности сервисов АИП ИКП и обеспечение информационной безопасности платформы. Через центры дистанционного участия и совместные лаборатории реализован доступ к сервисам платформы и открытой научно-технической информации, однако совместные лаборатории создаются вокруг источника данных — научной установки или стенда, и их главной задачей является обеспечение передачи научных данных от источника для последующей обработки и анализа в АИП ИКП, а центры дистанционного участия предназначены преимущественно для участия в дистанционном эксперименте и последующей работы с полученными данными.

Для автоматизации этапов получения и адаптации данных от источника для дальнейшей совместной работы с «готовыми» к анализу и отображению данными требовалось разработать программный комплекс, включающий программное обеспечение для информационного взаимодействия между узлами платформы и программное обеспечение анализа и отображения результатов экспериментов.

ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ ПРЕДМЕТНОЙ ОБЛАСТИ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На отечественных УТС-установках в настоящее время не выработано единого подхода к хранению, обработке и отображению данных. Таким образом, каждая установка является уникальной с точки зрения информационной инфраструктуры. Для определения требований к разработке программного комплекса работы с экспериментальными данными термоядерных исследований был проведён научно-технический анализ типов и форматов данных, генерируемых установками Глобус-М2, Туман-3М, Т-11М, ГДЛ, ГОЛ-НВ, СМОЛА, а также существующего программного обеспечения анализа и обработки данных.

В результате проведённого анализа определены форматы данных систем российских УТС-установок: специфичные установки (DAT, JSON, IND, 000, FITS и пр.), относящиеся к банкам данных RMN (включая GR2R/GR2F, GVT, VOLT и другие), технические данные оборудования National Instruments TDMS [5], файлы данных систем установок, например, ROOT [6, 7].

Объём данных, генерируемых за импульс одной установкой, может достигать в зависимости от типа данных и установки нескольких Гб в день. Общий объём архива одной установки может достигать нескольких Тб. Для анализа и обработки данных используются специализированные программные обеспечения, например, Combiscope, Look4, Graph, IRBIS View, ROOT или пользовательские программы, написанные на языках программирования Java, Python, C++, в LabView и пр. Для формирования требований к разработке программного комплекса был проведён анализ используемых программных средств и сформированы пользовательские требования.

Так как Российская Федерация является полноправным участником проекта ИТЭР, целесообразно рассматривать ИТЭР как установку, которая может быть подключена к АИП ИКП. В силу этого необходимо учитывать подходы и практики проекта ИТЭР для обеспечения возможности работы российских учёных с ними через АИП ИКП. В частности, необходимо учитывать формат данных HDF5 и IMAS.

В результате были определены функциональные и нефункциональные требования к программному обеспечению информационного взаимодействия между узлами платформы FusionSpace, анализа и отобра-

ражения ЭД. Основными задачами программного обеспечения взаимодействия между узлами платформы FusionSpace являются:

- извлечение данных из источников данных (установок/стендов УТС-исследований);
- идентификация и типизация (каталогизация) полученных данных;
- обеспечение качества данных с точки зрения их целостности, полноты и непротиворечивости;
- структурированное и файловое хранение данных;
- оркестрация, журнализация и мониторинг технологических процессов работы с данными на их пути от источников до хранилища.

Основными задачами программного обеспечения анализа и отображения являются:

- обеспечение авторизованного доступа к данным, пригодным для анализа и отображения;
- навигация по хранилищу данных;
- проектирование панелей визуализации с двумерным и трёхмерным представлением данных, пользовательский обмен и их просмотр;
- конфигурация и выполнение вычислительных (расчётных) сценариев;
- экспорт и обеспечение доступа к данным средствами математической обработки.

АРХИТЕКТУРНЫЙ КОНТЕКСТ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА

Для реализации автоматизированной информационной поддержки перечисленных задач каждого из программных обеспечений в составе программного комплекса с архитектурной точки зрения выделены следующие составные элементы (модули/подсистемы/компоненты):

- программное обеспечение взаимодействия между узлами АИП ИКП включает в себя:
 - экстракторы данных из источников;
 - временные хранилища данных в исходном виде;
 - хранилище журналов работы экстракторов данных;
 - оркестратор заданий Extract, Transform, Load (ETL), реализующий прикладной интерфейс взаимодействия REpresentational State Transfer Application Programming Interface (REST API) для экстракторов;
 - набор ETL-заданий;
 - структурированное хранилище данных;
 - файловое хранилище данных;
 - прикладные интерфейсы выгрузки данных с использованием подготовленных фрагментов кода (сниппетов) для средств математической обработки;
- программное обеспечение анализа и отображения включает в себя:
 - модуль авторизации и аутентификации;
 - модуль управления полномочиями;
 - модуль пользовательской персонализации;
 - модуль навигации по каталогам данных;
 - модуль проектирования панелей визуализации с двумерным и трёхмерным представлением ЭД;
 - модуль проектирования вычислительных сценариев;
 - модуль журнализации пользовательских действий;
 - модуль экспорта данных;
 - хранилище конфигурационных данных.

Таким образом, архитектурно в рамках проектирования программного комплекса выделены следующие уровни: уровень источников данных (УТС-установок), уровень сбора, обработки и хранения экспериментальных данных (программное обеспечение взаимодействия между узлами платформы FusionSpace), уровень анализа и отображения ЭД (программное обеспечение анализа и отображения данных), а также пользовательский уровень.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ КОНТЕКСТ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА

На основе архитектурного решения программного комплекса реализуется сценарий сбора, обработки, загрузки, хранения, анализа и отображения ЭД.

Так, по результатам выполнения эксперимента на заданной УТС-установке экстракторами в составе программного обеспечения информационного взаимодействия между узлами АИП ИКП осуществляется извлечение данных из источника. Каждый из идентифицированных массивов данных преобразуется в канонический формат JavaScript Object Notation (JSON) для нужд их каталогизации в соответствующем временном хранилище совместной лаборатории. На этом шаге также выполняется фиксирование первоначальной контрольной (хэш) суммы с применением 128-битного алгоритма хеширования Message Digest 5 Sum (MD5). При этом размещение каталогизированных исходных данных в формате JSON во временном хранилище совместной лаборатории является условием к их перемещению в файловое хранилище центрального узла, запуску экстрактором данных работы ETL-заданий на уровне оркестратора центрального узла посредством вызова его прикладного интерфейса взаимодействия REST API.

ETL-задания, инициированные экстрактором, получают на вход сведения о массивах данных, подлежащих обработке, а затем выполняют их обработку с фиксированием контрольной (хэш) суммы по факту перемещения данных (из совместной лаборатории в центральный узел) и соответствующим сравнением первоначальной и итоговой контрольной (хэш) сумм. При этом обработке и размещению в структурированном хранилище подлежат только те данные, контрольные (хэш) суммы которых эквивалентны. По результатам обработки (преобразования данных) осуществляется наполнение как структурированного, так и файлового хранилищ данных, а весь оркестрируемый процесс работы с данными журналируется и доступен в рамках средств мониторинга на уровне оркестратора.

Отдельным набором ETL-заданий наполненные структурированные и файловые хранилища по запросу пользователя преобразуются в файлы самоописания (содержащие метаданные о своём содержимом). При этом формат файлов соответствует формату, принятому в рамках платформы (HDF5 и Parquet). Итоговые файлы согласованного формата доступны пользователям, работающим с использованием отдельных средств математической обработки (Python, Matlab), в пределах установленного срока жизни ссылки на скачивание, являющейся частью подготовленных сниппетов.

Подготовленные и размещённые как в структурированном, так и в файловом хранилищах данные становятся доступными программному обеспечению анализа и отображения и его пользователям с учётом реализованной модели разграничения прав доступа к данным УТС-установок. Пользователь программного обеспечения анализа и отображения ЭД с использованием современного веб-браузера на базе Chromium по результатам успешной авторизации и аутентификации осуществляет навигацию по каталогам данных, иерархически упорядоченных настраиваемым образом, на основе базовых параметров, показанных на рис. 1.

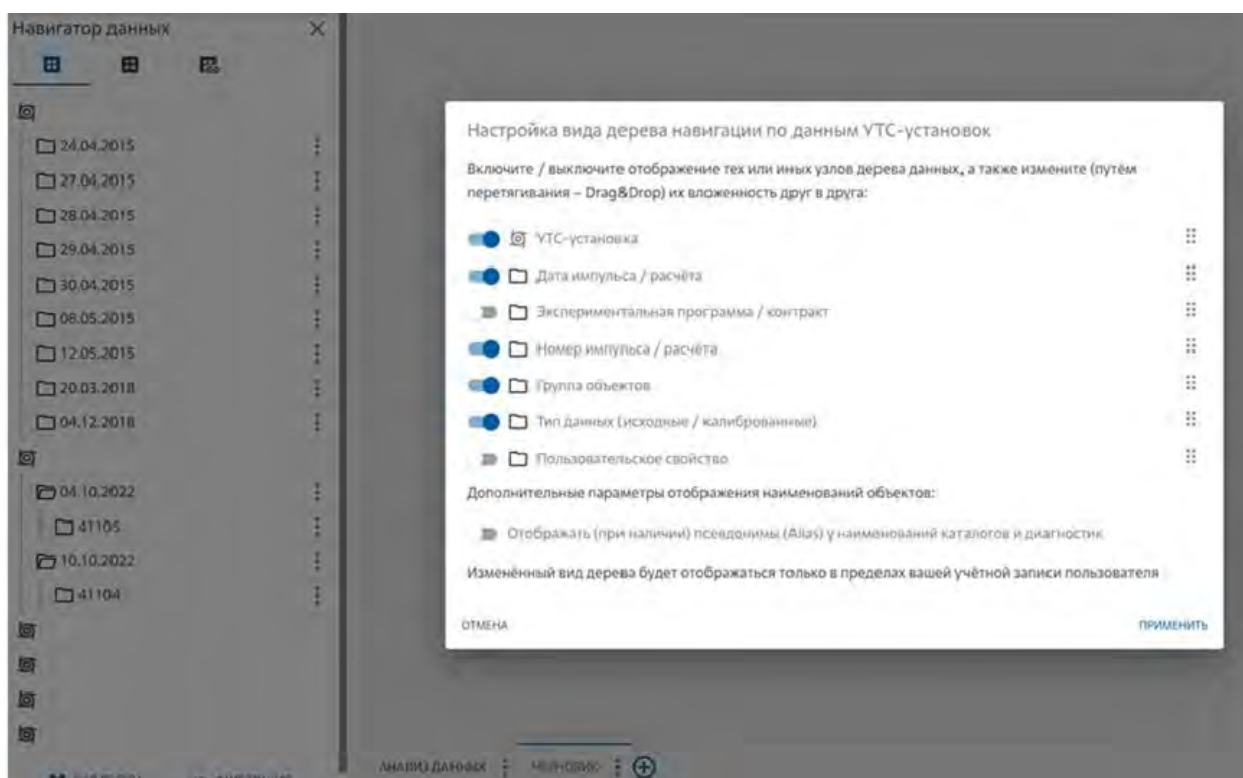


Рис. 1. Фрагмент графического пользовательского интерфейса группировки дерева ЭД УТС-установок

В рамках навигации по ЭД пользователю предоставляется возможность как ручного выбора интересующих его диагностических данных, так и фасетного поиска (поиска с использованием одновременно нескольких фильтров) по заданным условиям. Например, типичным поисковым запросом пользователя на выборку может быть: «данные диагностики X установки Y за период с 01.07.2023 по 07.07.2023, где минимальное значение меньше или равно 0,0; максимальное значение больше или равно 0,85». На рис. 2 показан фрагмент графического пользовательского интерфейса конфигурации такого поиска по ЭД УТС-установок.

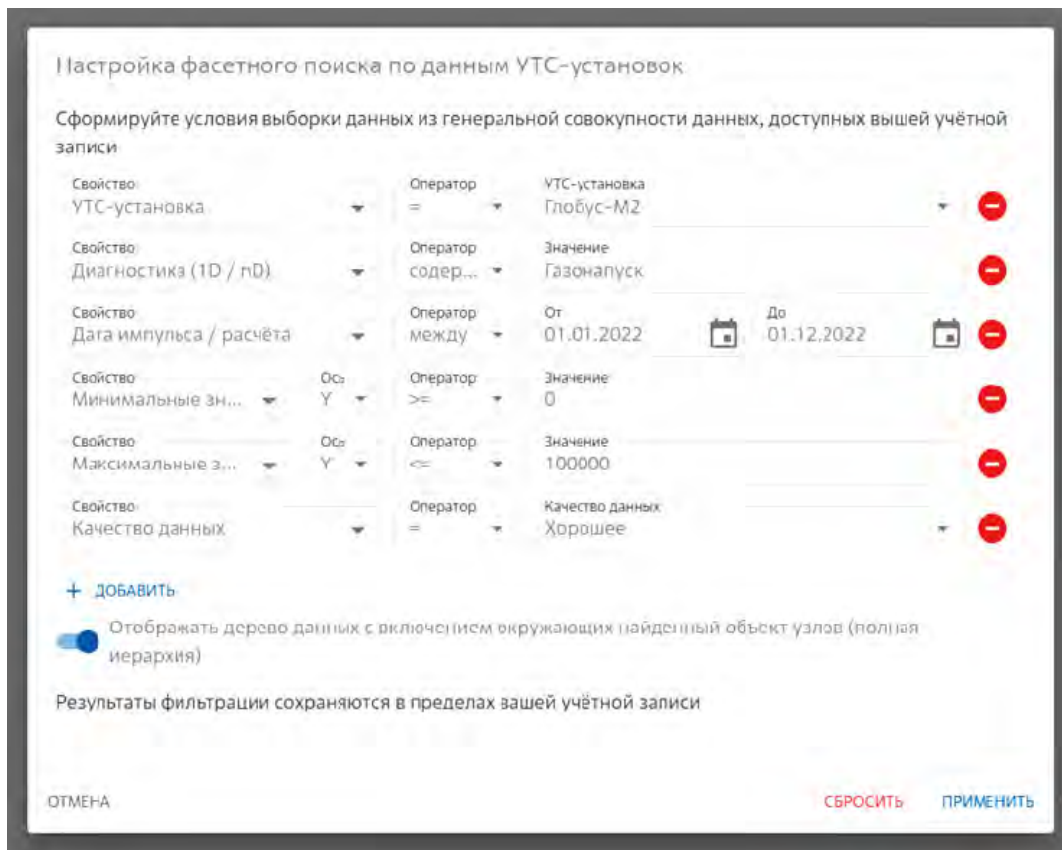


Рис. 2. Фрагмент графического пользовательского интерфейса конфигурации фасетного поиска по ЭД УТС-установок

Каждый из интересующих пользователя массивов ЭД, выбранных в навигаторе, доступен как к помещению напрямую на график панели визуализации с соответствующей настройкой отображения, как показано на рис. 3, так и к выполнению вычислительных (расчётных) сценариев.

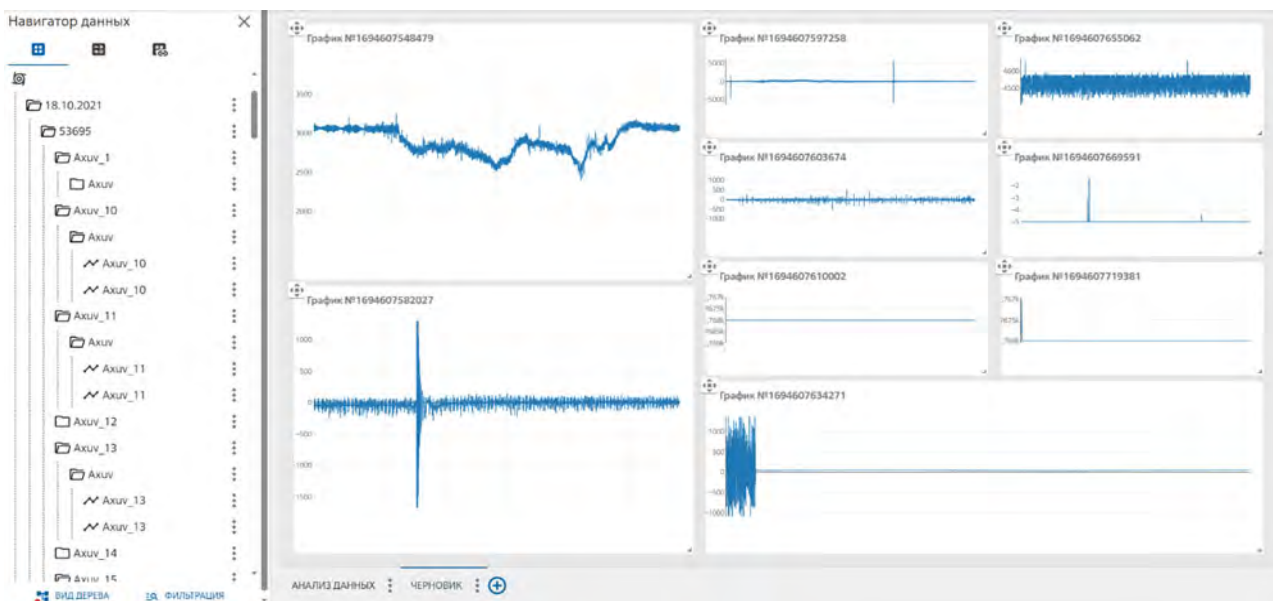


Рис. 3. Фрагмент графического пользовательского интерфейса проектирования панелей визуализации ЭД УТС-установок

Проектирование вычислительных сценариев доступно пользователю в режиме визуального редактора с возможностью использования штатных математических операций и методов, а также написанных вручную необходимых вычислительных этапов сценария с использованием интерактивной среды разработки на базе языка программирования Python, не покидая интерфейс программного обеспечения анализа и отображения, как показано на рис. 4.

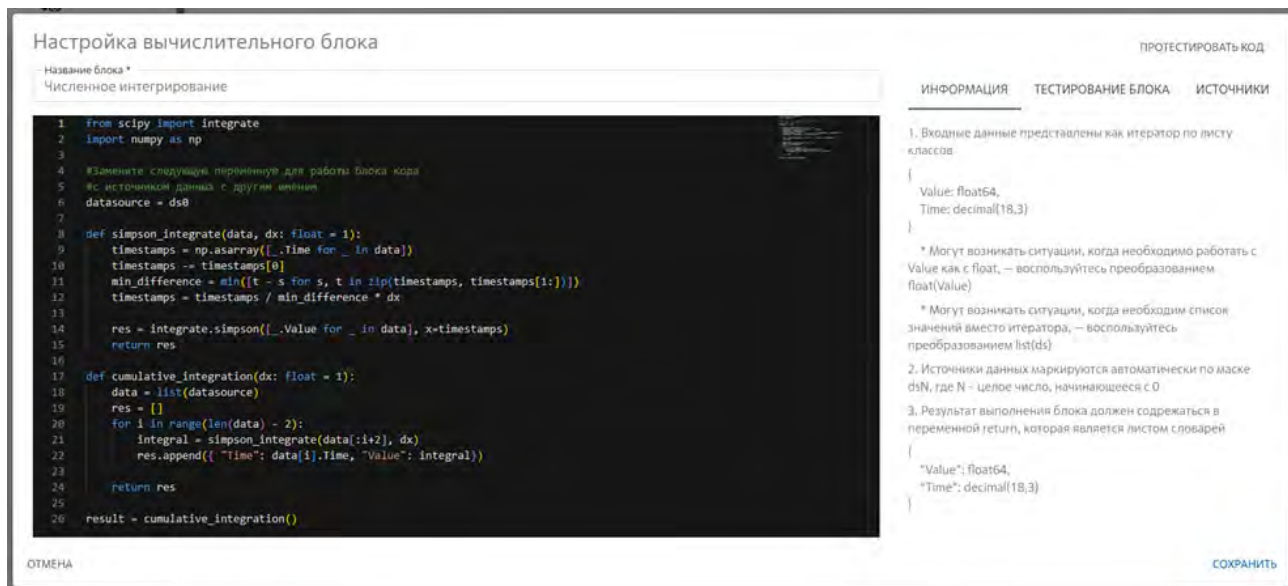


Рис. 4. Фрагмент графического пользовательского интерфейса формирования вычислительного блока для обработки ЭД на языке программирования Python

Все результаты пользовательской конфигурации графиков, интерактивных панелей визуализации, проведенных расчётов и прочих настроек сохраняются и, при необходимости, могут быть отправлены на ознакомление и дальнейшее использование другим пользователям программного обеспечения анализа и отображения данных с учётом наличия соответствующих полномочий у отправителя и получателя на доступ к данным. Кроме того, за счёт возможностей экспорта данных и графиков пользователю предоставляется возможность упрощённого формирования необходимого наглядного материала для презентаций, научных статей и прочих нужд. Пример экспорта частного графика в файл показан на рис. 5.

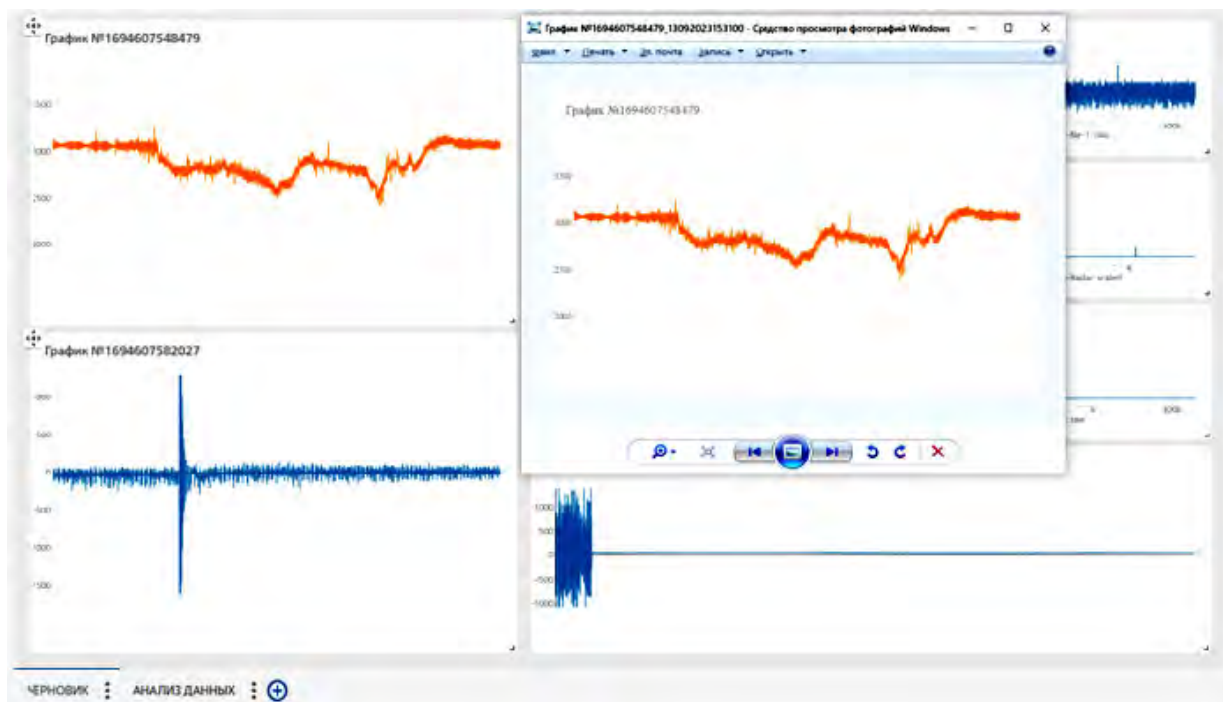


Рис. 5. Фрагмент графического пользовательского интерфейса экспорта частного графика в файл для последующего переиспользования

Таким образом, программное обеспечение анализа и отображения ЭД обеспечивает возможность использования удобных пользователям и интуитивно понятных инструментов работы с набором графиков ЭД, с функциональностью, соответствующей уровню научных задач участников АИП ИКП.

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ПОДХОД К РЕАЛИЗАЦИИ И АПРОБАЦИЯ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА

Для целей реализации программного комплекса определены технологические решения, функционально удовлетворяющие сформированным требованиям, индустриально зарекомендовавшие себя и являющиеся свободно распространяемым (open-source) программным обеспечением.

Для реализации программного обеспечения взаимодействия между узлами АИП ИКП, а именно развёртывания экстракторов данных из источников, выбран язык программирования C# с учётом широко применяемого руководства C# Coding Conventions (C# Programming Guide)) [8]. Платформенной частью разработки экстракторов является .NET Core — модульная платформа для разработки программного обеспечения с открытым исходным кодом.

Для реализации структурированного хранилища ЭД используется свободно распространяемая колоночно-ориентированная система управления базами данных (СУБД) ClickHouse [9], которая широко применяется крупными отечественными и международными компаниями для реализации систем хранения и аналитики данных с высокочастотным запросом. Применение данной СУБД обеспечивает возможность хранения массивов диагностических данных по результатам выполнения на установках УТС исследований в колоночном формате, что позволяет как повысить быстродействие при выполнении запросов к данным (в отличие от реляционной модели хранения данных), так и упростить процедуру горизонтального масштабирования вычислительных средств, необходимых для структурированного хранения ЭД, за счёт встроенных в ClickHouse средств шардирования (стратегия масштабирования кластера, при которой части базы данных размещаются на разных узлах). Благодаря открытости СУБД ClickHouse обеспечено существенное повышение производительности при работе с массивными временными рядами (1D-диагностики) путём реализации на языке программирования C++ метода снижения частоты дискретизации представленных данных с сохранением визуальной схожести их графического представления.

Оркестрация, журнализация выполнения и мониторинг ETL-заданий по обработке ЭД реализуются на базе свободно распространяемого оркестратора Apache Airflow [10], а сами ETL-задания — на базе набора инструментов с открытым исходным кодом для реализации распределённой обработки неструктурированных и слабоструктурированных данных с применением языка программирования Python с учётом руководства по программированию на языке программирования Python (PEP 8 — Style Guide for Python Code) [11].

Файловое самоописанное хранение данных основано на иерархическом формате данных Hierarchical Data Format version 5 (HDF5), что обеспечивает совместимость с АИП ИКП и МО ИТЭР. Дополнительно обеспечено хранение в файлах формата Parquet.

Программное обеспечение анализа и отображения ЭД реализуется в виде приложения на базе совокупности свободно распространяемых технологий, языков программирования, модулей и компонентов, включая:

- язык программирования C# с учётом широко применяемого руководства C# Coding Conventions (C# Programming Guide));
- JavaScript-библиотеку для разработки пользовательских интерфейсов React.JS;
- графическую JavaScript-библиотеку для визуализации данных Plot.ly;
- графическую JavaScript-библиотеку для построения жизненных циклов и сценариев React Flow;
- браузерно-ориентированную библиотеку для реализации интегрированной среды разработки Monaco Editor.

Реализация программного обеспечения анализа и отображения экспериментальных данных в виде веб-приложения позволяет осуществлять коллективную работу через современный веб-интерфейс, а перчисленный набор технологий, языков программирования, модулей и компонентов обеспечивает быстродействие при работе с запросами на отображения множества массивов ЭД одновременно.

Хранение конфигурационных данных программного обеспечения анализа и отображения обеспечивается свободно распространяемой реляционной СУБД на базе PostgreSQL, являющейся широко используемой для надёжного хранения хорошо структурированных ограниченных по набору нормализованных данных с учётом требований к транзакционности — атомарность, согласованность, изоляция, устойчивость (atomicity, consistency, isolation, durability (ACID)).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы был создан программный комплекс работы с данными — программное обеспечение информационного взаимодействия между узлами прототипа АИП ИКП, а также программное обеспечение анализа и отображения экспериментальных данных внутри прототипа АИП ИКП. Были разработаны архитектура, функциональные требования, принципы построения графического пользовательского интерфейса, обоснован технологический подход к их реализации, выбраны и апробированы технологические решения. Созданное ПО позволяет:

— выполнять задачи информационного обмена между узлами АИП ИКП, а именно обеспечить извлечение данных из УТС-установок и стендов, их каталогизацию, структурированное и файловое хранение, оркестрацию, журнализацию, а также мониторинг процессов работы с данными;

— выполнять задачи анализа и отображения данных, а именно обеспечение (с учётом разграничения пользовательских полномочий) навигации, доступа к данным средствами математической обработки, а также создание панелей визуализации, выполнение вычислительных сценариев.

Выбранные технологические решения наилучшим образом подходят для работы с форматами данных отечественных УТС-установок и стендов, позволяют организовать единое пространство работы с данными отечественных УТС-исследований. Кроме того, выбранные решения учитывают принятые на ИТЭР форматы и подходят для работы над результатами международной кооперации в рамках проекта ИТЭР. Таким образом, описанные решения позволяют оптимизировать и унифицировать порядок работы с разнородными данными УТС-исследований.

На следующих этапах работы запланирована разработка программного обеспечения портала информационного обмена, который станет связующим звеном информационных и коммуникационных сервисов совместного участия в эксперименте. Также запланированы интеграция в АИП ИКП средств совместного проектирования для реализации разработки новых отечественных установок и создание экспериментального комплекса Центр работы с данными, который обеспечит функционал построения произвольных вычислительных инструментов и применения методов анализа данных и машинного обучения для решения задач прогнозирования, поиска скрытых зависимостей, аномалий и т.п.

Работа выполнена в рамках государственного контракта с Госкорпорацией «Росатом» от 22.03.2023 № Н.4к.241.09.23.1036 «Разработка и создание аппаратно-инфраструктурной платформы информационно-коммуникационного пространства в области термоядерных исследований в Российской Федерации. Этап 2023—2024 годов».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Семенов О.И., Лобес Л.А., Потапов А.М., Степанов Д.Н., Портоне С.С., Ларионов А.С., Нагорный Н.В., Миронова Е.Ю., Ежова З.В., Семенов И.Б. Опыт России в разработке и тестировании элементов для удалённого участия в эксперименте ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 4, с. 56—60.
2. Степанов Д.Н., Лобес Л.А., Семенов О.И. — В сб.: XIX Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы». — Москва, Троицк: «Тривант», 2021, с. 242—243.
3. Портоне С.С., Миронова Е.Ю., Семенов О.И., Ежова З.В., Семенов Е.В., Миронов А.Ю., Ларионов А.С., Нагорный Н.В., Звонарева А.А., Григорян Л.А., Гужев Д.И., Николаев А.И., Семенов И.Б., Красильников А.В. Развитие аппаратно-инфраструктурной платформы информационно-коммуникационного пространства как инструмента интеграции исследований в области УТС. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 4, с. 34—44.
4. Портал информационного обмена в области управляемого термоядерного синтеза; <https://fusionspace.ru>.
5. National Instruments. TDMS File Format Internal Structure; <https://www.ni.com/en/support/documentation/supplemental/07/tdms-file-format-internal-structure.html>.
6. ROOT Manual. ROOT files; https://root.cern/manual/root_files/.

7. Antcheva I., Ballintijn M., Bellenot B., Biskup M., Brun R., Buncic N., Canal Ph., Casadei D., Couet O., Fine V., Franco L., Ganis G., Gheata A., Maline D.G., Goto M., Iwaszkiewicz J., Kreshuk A., Segura D.M., Maunder R., Moneta L., Naumann A., Offermann E., Onuchin V., Panacek S., Rademakers F., Russo P., Tadel M. ROOT — A C++ Framework for Petabyte Data Storage, Statistical Analysis and Visualization. — Computer Physics Communications, 2009, vol. 180, № 12, p. 2499—2512.
8. Microsoft Ignite. Общие соглашения о коде C#; <https://docs.microsoft.com/ru-ru/dotnet/csharp/programming-guide/inside-a-program/coding-conventions>.
9. ClickHouse. Use cases; <https://clickhouse.com/use-cases>.
10. The Apache Software Foundation. Use cases; <https://airflow.apache.org/use-cases/>.
11. Python Enhancement Proposals. PEP 8 — Style Guide for Python Code; <https://peps.python.org/pep-0008/>.



Артём Сергеевич Вишня, генеральный директор; ООО «АйТинерис»; 236022 Калининград, пл. Победы 4, лит. VIII, пом. 6, Россия
vishnya@itneris.ru



Анна Валерьевна Лебедева, директор по развитию; ООО «АйТинерис»; 236022 Калининград, пл. Победы 4, лит. VIII, пом. 6, Россия
lebedeva@itneris.ru



Олег Игоревич Семенов, главный специалист; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 1123060 Москва, ул. Расплетина 11, корп. 2, Россия
O.Semenov@iterrf.ru



Екатерина Юрьевна Миронова, с.н.с.; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060 Москва, ул. Расплетина 11, корп. 2, Россия
E.Mironova@iterrf.ru



Людмила Юрьевна Калина, программист; ООО «АйТинерис»; 236022 Калининград, пл. Победы 4, лит. VIII, пом. 6, Россия
kalina@itneris.ru



Демид Михайлович Гусев, ведущий программист; ООО «АйТинерис»; 236022 Калининград, пл. Победы 4, лит. VIII, пом. 6, Россия
gusev@itneris.ru



Злата Владиславовна Ежова, специалист; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060 Москва, ул. Расплетина 11, корп. 2, Россия
Z.Ezhova@iterrf.ru



Сергей Сергеевич Портоне, начальник сектора; Частное учреждение «ИТЭР-Центр»; 1123060 Москва, ул. Расплетина 11, корп. 2, Россия
S.Portone@iterrf.ru

Статья поступила в редакцию 9 октября 2023 г.
После доработки 11 октября 2023 г.
Принята к публикации 12 октября 2023 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 4, с. 16—24.

УДК 621.039.623, 533.9.082.74, 519.688

РАСЧЁТЫ СЦЕНАРИЕВ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ТРЕУГОЛЬНОСТЬЮ ДЛЯ ТОКАМАКА T-15MD

*В.Н. Докука^{1,2}, С.В. Мирнов¹, Д.А. Скопинцев¹, Р.Р. Хайрутдинов^{1,2},
М.М. Соколов², Э.Н. Хайрутдинов², П.П. Хвостенко²*

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

²НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Исследование разрядов для конфигурации плазмы с отрицательной треугольностью проводится на токамаках TCV, D-III-D и ASDEX-U. Эксперименты с отрицательной треугольностью (NT) на TCV показывают снижение переноса электронного тепла в два раза по сравнению с D-образными конфигурациями с положительной треугольностью (PT). Недавние эксперименты на DIII-D с конфигурацией NT показали улучшенное удержание по сравнению с D-образной плазмой PT в диапазоне мощности дополнительного нагрева и, в частности, для случая $T_e \sim T_i$. Кроме того, было обнаружено, что плазма с NT способна достигать значительного нормализованного β . Целью данной работы является расчётное обоснование возможности реализации сценариев разрядов с NT в омическом режиме нагрева на токамаке T-15MD с его штатной полоидальной системой. Результаты моделирования показывают, что полоидальная система токамака T-15MD является достаточно гибкой для исследования сценариев с D-образной отрицательной треугольностью. Предлагается расширить программу исследований по T-15MD, включив в неё изучение сценариев с NT.

Ключевые слова: токамак, плазма, сценарий, форма, отрицательная треугольность.

CALCULATIONS OF SCENARIOS WITH NEGATIVE TRIANGULARITY FOR THE T-15MD TOKAMAK

*V.N. Dokuka^{1,2}, S.V. Mirnov¹, D.A. Scopintsev¹, R.R. Khayrutdinov^{1,2},
M.M. Sokolov², E.N. Khayrutdinov², P.P. Khvostenko²*

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

²NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

Investigation of discharges with a negative triangularity plasma configuration is carried out on variety tokamaks: TCV, D-III-D and ASDEX-U. Negative triangularity (NT) experiments in TCV show a reduction in electron heat transport by a factor of two compared with the positive triangularity D-shaped configurations. Recent experiments on DIII-D with a NT configuration showed improved confinement compare to the positive triangularity (PT) D-shaped plasmas over a range of auxiliary heating powers and in particular for the case $T_e \sim T_i$. Additionally, it was found that the NT shaped plasma has the capability to achieve significant normalized β . The purpose of this work is a computational confirmation of the possibility of implementing scenarios with NT discharges in the ohmic heating mode in the T-15MD tokamak with its standard poloidal system. Simulation results show that the poloidal system of the T-15MD tokamak is rather flexible for study of scenarios with D-shaped NT. It is proposed to expand the research program in the T-15MD including in it the study of scenarios with NT.

Key words: tokamak, plasma, scenario, shape, negative triangularity.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-4-25-32

ВВЕДЕНИЕ

Одним из ключевых требований к будущему экономически выгодному термоядерному реактору является создание плазменного сценария для решения двух задач: получения высокого времени удержания энергии τ_E и обеспечения достаточно длительного срока службы дивертора. На срок службы дивертора влияют как стационарные, так и переходные тепловые нагрузки. В последние годы стало ясно, что стандартный режим высокого удержания (H-режим) не является вариантом для будущего реактора, поскольку флюенс энергии краевых локализованных мод (ELM) типа I превышает пределы, допустимые для материала дивертора. Поэтому возросло количество работ, направленных на исследование так называемых режимов удержания без ELM. Существует возможность избежать развития ELM типа I в H-моду, в случае если плазма остаётся в режиме низкого удержания (L-режим). Однако для «стандартных» конфигураций с положительной треугольностью $\delta > 0$ не выполняется первое требование — высокое значение τ_E . Более того, при нагреве выше определённой пороговой мощности плазма будет переходить в H-режим.

В последнее время на установках TCV и DIII-D были получены L-режимы с отрицательной треугольностью $\delta < 0$ и существенным улучшением удержания плазмы по сравнению с режимами улучшенного удержания H-моды с ELM. На токамаке TCV в ходе эксперимента исследовали D-форму при сканировании треугольности для разрядов от сильно положительной до сильно отрицательной. Было обнаружено, что мощность ЭЦ-нагрева, необходимая для получения того же температурного профиля, составляла всего 0,58 МВт при $\delta = -0,4$ по сравнению с 1,26 МВт при $\delta = +0,4$ [1]. Поскольку мощность ЭЦ-нагрева доминирует в балансе мощности, следует, что поток электронного тепла и коэффициент диффузии тепла электронов уменьшаются вдвое при $\delta = -0,4$ по сравнению с $\delta = +0,4$. На рис. 1, а показаны конфигурации плазмы в TCV, отличающиеся только знаками треугольности δ , и на 1, б — профили коэффициента электронной теплопроводности χ_e для разрядов с ЭЦ-нагревом при соответствующих значениях треугольности δ , приведённые в работе [1]. Ионный перенос тепла также уменьшается с уменьшением треугольности. Для данных разрядов характерно соотношение температур $T_e/T_i \sim 2$. Пониженный коэффициент диффузии объясняется ослаблением запертой электронной моды (ТЕМ) из-за отрицательной D-формы.

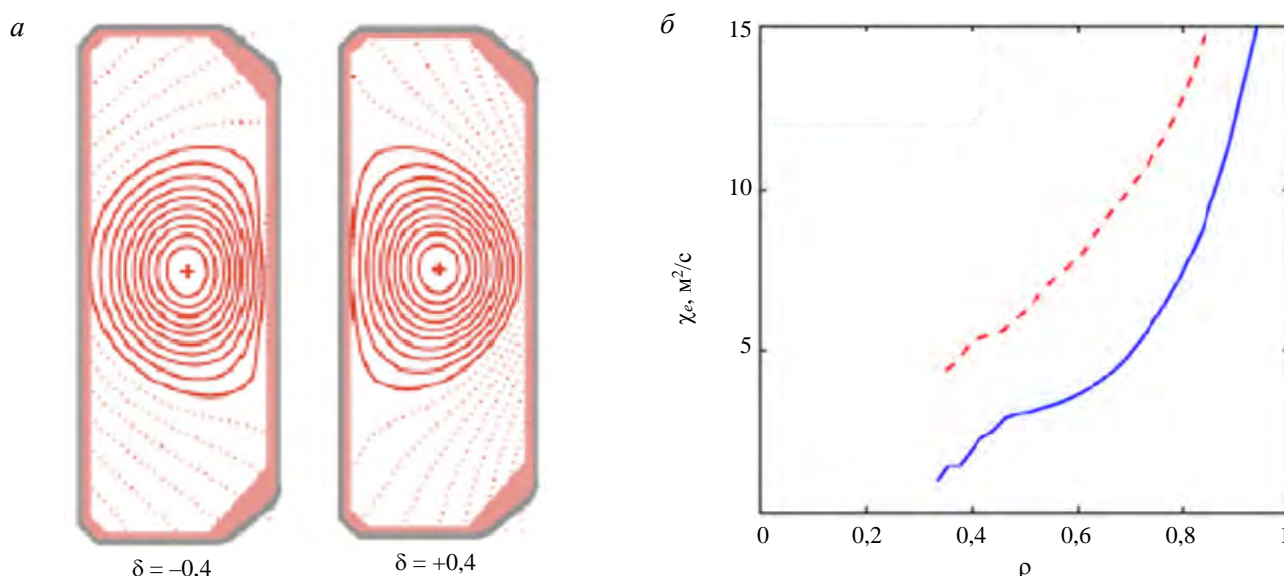


Рис. 1. Коэффициенты электронной теплопроводности χ_e для разрядов с ЭЦ-нагревом при разной треугольности δ : $\delta = -0,4$ (—), $\delta = +0,4$ (---)

Результаты, полученные на TCV, поднимают некоторые важные вопросы. Воспроизводится ли режим улучшенного удержания в плазме с формой NT для реактора с более характерными для него значениями $T_e/T_i \sim 1$ и со значительной долей быстрых ионов.

Некоторые ответы на эти вопросы получены в ходе недавних экспериментов на установке DIII-D [2]. Для экспериментов на DIII-D форма NT была разработана в пределах ограничений, налагаемых формой вакуумной камеры и катушками полоидального поля установки. Из-за ограниченного количества катушек на внешней стороне для конфигурации с NT не удалось получить больших значений вытянутости [5]. Достаточно высокая треугольность $\delta = -0,4$ была достигнута при удлинении $k = 1,3$.

Согласно данным работы [2—6], все разряды производились при $B_T = 2,0$ Тл с $I_p = 0,9$ МА и изменении плотности в диапазоне $(3—5)10^{19} \text{ м}^{-3}$. Плазма нагревалась пучками нейтральной инжекции мощностью 11 МВт и ЭЦ-излучением мощностью 3 МВт. Конфигурации с РТ и NT сравнивались, в основном, в идентичных условиях. Было показано, что конфигурация с отрицательной треугольностью улучшает удержание по сравнению с плазмой такой же D-формы с положительной треугольностью в диапазоне мощностей дополнительного нагрева и при $T_e \sim T_i$. Было обнаружено, что в разрядах конфигурации с NT можно достигать значительных значений нормализованного β_N с профилями давления без краевого пьедестала и ELM. В экспериментах показано, что удержание улучшается с увеличением мощности. При этом плазма всё ещё сохраняет профиль давления, подобный L-моду. Два разряда NT, нагретые 10 и 11 МВт NBI плюс 3 МВт ECH, достигли $\beta_N = 2,6$ и $N_{98\%2} = 1,2$. Это беспрецедентный уровень β_N для разряда L-режима на DIII-D.

На рис. 2 показаны конфигурации плазмы в D-III-D, отличающиеся только знаками треугольности δ , на рис. 3 — профили электронной и ионной теплопроводности χ_e и χ_i при разных значениях треугольности, приведённые в работе [6].

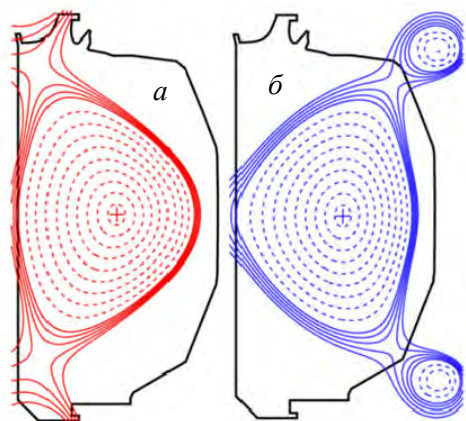


Рис. 2. Форма плазмы в D-III-D, отличающаяся только знаками треугольности δ : $\delta > 0$ (—); $\delta < 0$ (—) (б)

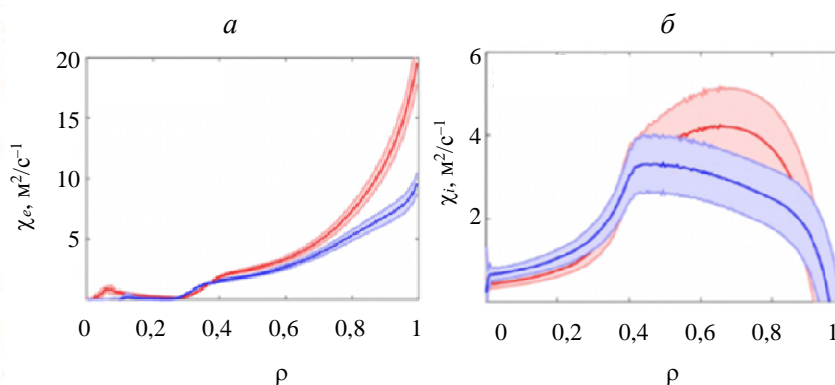


Рис. 3. Профили χ_e (а) и χ_i (б) при разных значениях треугольности: $\delta > 0$ (—); $\delta < 0$ (—)

Исследования показали, что в конфигурации с NT увеличивается частота ELM типа I, в то же время потери энергии уменьшились. При этом потери энергии ELM снижаются вследствие уменьшения высоты пьедестала. В работе [7] указывается, что токамаки в конфигурации NT имеют в четыре раза меньшую высоту пьедестала по сравнению с конфигурациями с PT в режиме H-моды.

В настоящее время работы по изучению конфигураций NT ведутся на установке ASDEX-U [8].

В работе [9] указано, что с инженерной точки зрения пространство, доступное вблизи X-точки для конфигурации с NT, привело бы к более гибкой конструкции дивертора и, следовательно, к лучшей системе отвода тепла, что является серьёзной проблемой для обычного PT. В случае конфигураций с NT диверторное устройство находится с внешней стороны, где можно обеспечить более широкие размеры для горизонтального и вертикального патрубков. Имеется возможность намного проще организовать конфигурацию дивертора типа snowflake. В целом конфигурация NT обладает многими характеристиками, которые делают её достойной рассмотрения при проектировании токамака-реактора.

Предлагается включить в научную программу на установке T-15МД создание сценариев конфигураций NT со стандартной системой обмоток полоидального поля. Целью данной работы является расчётное обоснование возможности реализации таких сценариев на T-15МД. Никаких видов дополнительного нагрева плазмы на данном этапе работ не предполагается.

РАСЧЁТЫ СЦЕНАРИЕВ РАЗРЯДА С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ТРЕУГОЛЬНОСТЬЮ В T-15МД

Цель работы — обосновать возможность реализации сценариев разряда для конфигурации с NT в T-15МД, что включает в себя возможность создания и поддержания конфигурации плазмы с NT на T-15МД при существующей системе полоидальных обмоток. Полоидальное поле в установке T-15МД создаётся шестью обмотками управления формой и тремя обмотками индуктора (CSU, CS0, CSL). Согласно данным [11], максимально допустимый ток в обмотках индуктора 40 кА через виток, а максимальные допустимые токи в обмотках управления PF1—PF6 равны соответственно 15, 12, 15,5, 17, 17, 20,5 кА/виток. В разрядах с NT на установках TCV и D-III-D используется значительно большее количество обмоток полоидального поля, запитываемых от отдельных источников питания. Расчёты сценария разряда, включающие стадии ввода и плато тока плазмы, выполнены с использованием кода ДИНА [10]. В процессе моделирования задавались параболический профиль электронной теплопроводности и глобальные скейлинги для времени удержания — T-11 и нео-алкаторный (NA). Следуя примеру D-III-D, было решено отойти от базовых параметров разряда в T-15МД. Были снижены ток плазмы до величины 0,5 МА и тороидальное поле до 1 Тл. Величина малого радиуса плазмы на стадии плато тока задана равной 65 см. Средняя плотность основной плазмы на стадии

плато тока равна $0,4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. В процессе моделирования учтено наличие примеси углерода $\sim 9,50 \cdot 10^{-3}$ и кислорода $\sim 0,20 \cdot 10^{-5}$ от основной плотности плазмы.

Предполагается, что моделирование разряда начинается с момента окончания фазы подъёма тока до $\sim 50 \text{ кА}$, а далее в течение 1 с ток плазмы выходит на величину 500 кА . Длительность плато тока определяется возможностью перемагничивания обмоток индуктора до величины -2 Вс . Выполнены расчёты сценариев с вытянутостью плазмы по верхней и нижней части $\kappa_{\text{up}} \sim 1,5$ и $\kappa_{\text{dw}} \sim 1,8$ на стадии плато тока. Рассмотрены конфигурации со значениями треугольности по верхней и нижней части шнура: $\delta_{\text{up}} \sim -0,2$ и $\delta_{\text{dw}} \sim -0,2$; $\delta_{\text{up}} \sim -0,3$ и $\delta_{\text{dw}} \sim -0,3$; $\delta_{\text{up}} \sim -0,2$ и $\delta_{\text{dw}} \sim -0,3$. Моделирование этих сценариев разрядов проведено с использованием NA. Расчёты показывают, что в процессе разряда токи в обмотках остаются в допустимых пределах при треугольности $\delta_{\text{up}} \sim -0,2$, $\delta_{\text{dw}} \sim -0,2$, но при $\delta_{\text{up}} \sim -0,3$, $\delta_{\text{dw}} \sim -0,3$ ток в обмотке управления PF1 почти сразу после выхода на стадию плато снижается ниже допустимого для уровня -15 кА . В сценарии с $\delta_{\text{up}} \sim -0,2$ и $\delta_{\text{dw}} \sim -0,3$ ток в обмотке управления PF1 удаётся вернуть в допустимые пределы, но, по-видимому, такие значения треугольности окажутся предельными для Т-15МД, поскольку ток в обмотке PF6 также приближается к предельным параметрам. Тем не менее выполненные расчёты показывают, что магнитная система Т-15МД обладает возможностью получения конфигурации плазмы с NT $\delta_{\text{up}} \sim -0,2$ по верхней части шнура и $\delta_{\text{dw}} \sim -0,3$ по нижней части. На рис. 4—6 показано сравнение программных токов в обмотках индуктора (CSL, CS0, CSU) и управления формой (PF1—PF6), полученных в проведённых расчётах. Расчёт сценария с использованием глобального скейлинга Т-11 подтвердил возможность реализации сценария с треугольностью $\delta_{\text{up}} \sim -0,2$ и $\delta_{\text{dw}} \sim -0,3$.

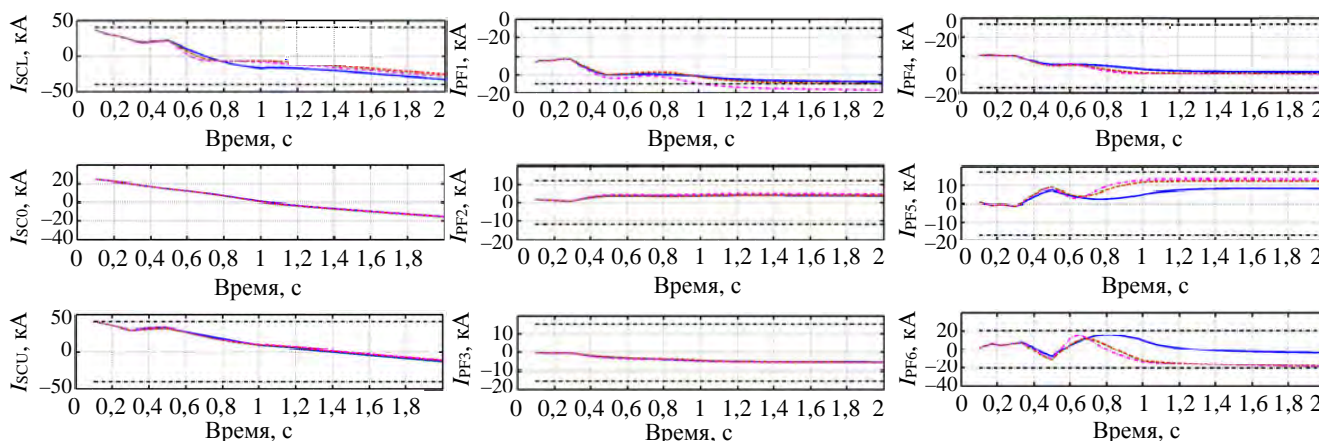


Рис. 4. Программные токи в обмотках индуктора (CSL, CS0, CSU) при различных значениях треугольности и глобальных скейлингов: NA $\delta = -0,2, -0,2$ (—); NA $\delta = -0,2, -0,3$ (---); NA $\delta = -0,3, -0,3$ (· · · ·); Т-11 $\delta = -0,2, -0,3$ (· · · ·).
 Рис. 5. Программные токи в обмотках управления формой (PF1—PF3) при различных значениях треугольности и глобальных скейлингов: NA $\delta = -0,2, -0,2$ (—); NA $\delta = -0,2, -0,3$ (---); NA $\delta = -0,3, -0,3$ (· · · ·); Т-11 $\delta = -0,2, -0,3$ (· · · ·).
 Рис. 6. Программные токи в обмотках управления формой (PF4—PF6) при различных значениях треугольности и глобальных скейлингов: NA $\delta = -0,2, -0,2$ (—); NA $\delta = -0,2, -0,3$ (---); NA $\delta = -0,3, -0,3$ (· · · ·); Т-11 $\delta = -0,2, -0,3$ (· · · ·).

На рис. 7—11 показано сравнение параметров разряда, полученных в расчётах для указанных скейлингов. На рис. 7 показано сравнение динамики тока плазмы I_p , малого радиуса a и положения магнитной

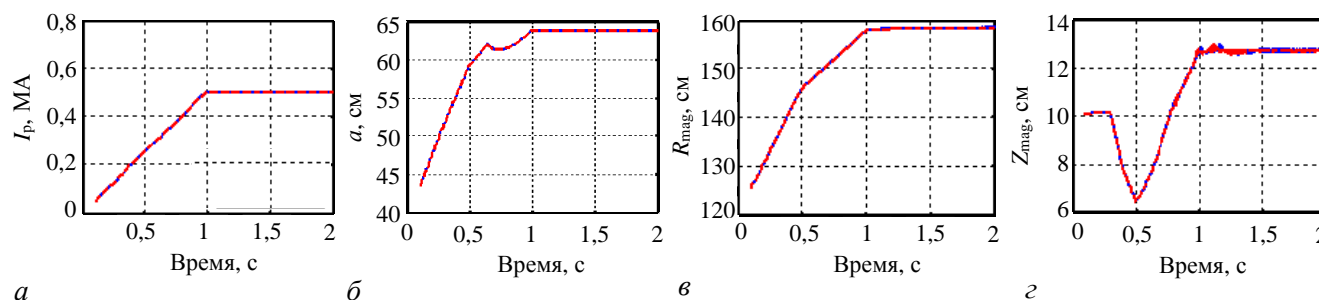


Рис. 7. Ток плазмы I_p (а), малый радиус плазмы a (б), положение магнитной оси R_{mag} (в) и Z_{mag} (г): NA (—); Т-11 (---)

оси (R_{mag} , Z_{mag}). На рис. 8 показано сравнение вертикальной вытянутости плазмы κ , полоидального β_p , коэффициента внутренней индуктивности $l_i(3)$ и запаса устойчивости на границе плазменного шнура q_b .

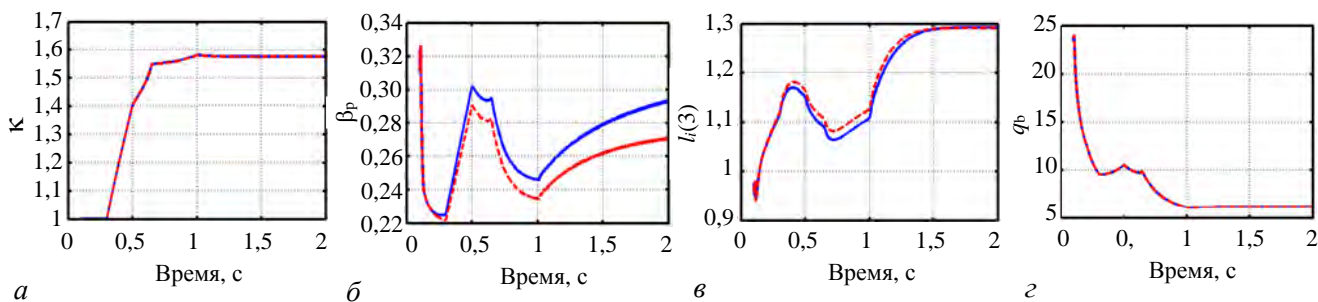


Рис. 8. Вертикальная вытянутость плазмы κ (а), полоидальное β_p (б), коэффициент внутренней индуктивности $l_i(3)$ (в), запас устойчивости плазменного шнура на границе q_b (z): NA (—); T-11 (---)

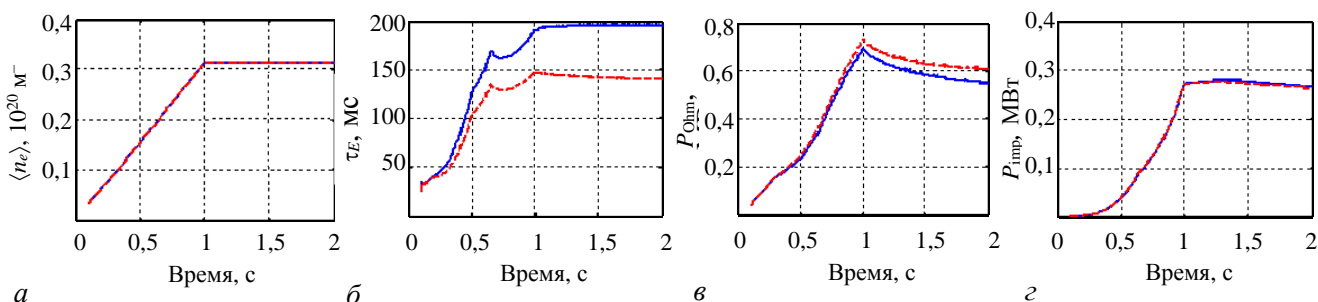


Рис. 9. Плотность основной плазмы $\langle n_e \rangle$ (а), энергетическое время жизни τ_E (б), мощность омического нагрева P_{ohm} (в), потери на излучение от примесей P_{imp} (z): NA (—); T-11 (---)

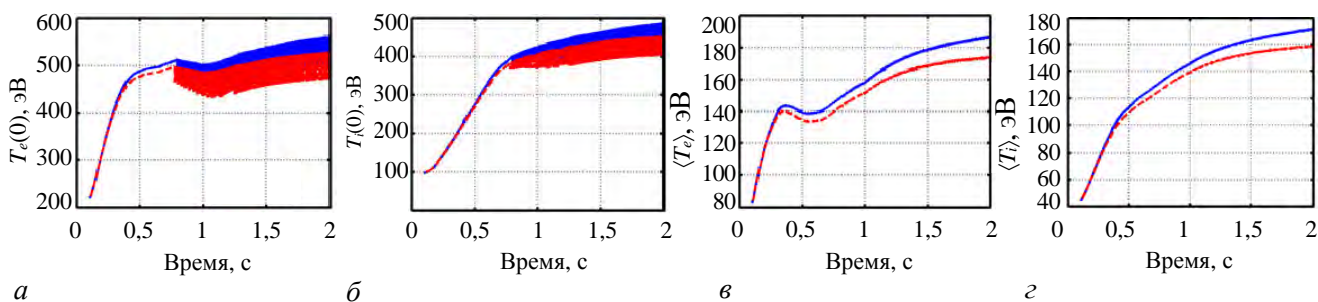


Рис. 10. Электронная $T_e(0)$ (а), $\langle T_e \rangle$ (в) и ионная $T_i(0)$ (б), $\langle T_i \rangle$ (z) температуры плазмы при скейлингах NA (—) и T-11 (---)

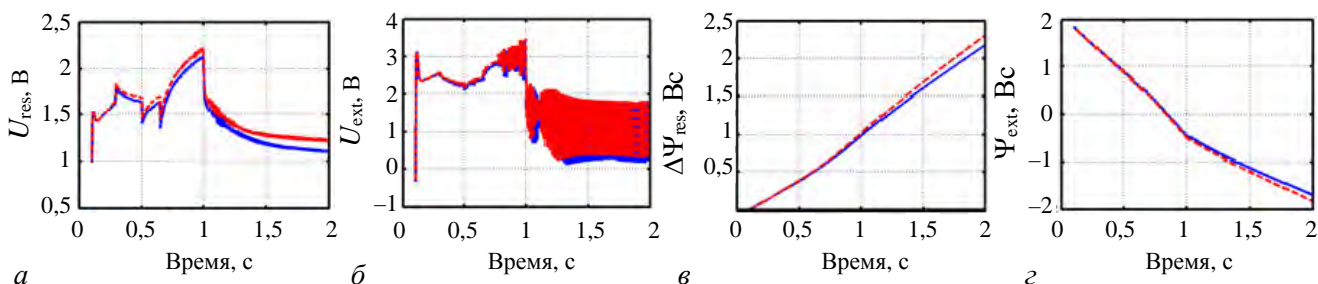


Рис. 11. Напряжение по обходу шнура U_{res} (а), напряжение от внешних полей U_{ext} (б), резистивные потери Ψ_{res} (в), полоидальный поток от обмоток индуктора и управления формой Ψ_{ext} (z): NA (—) и T-11 (---)

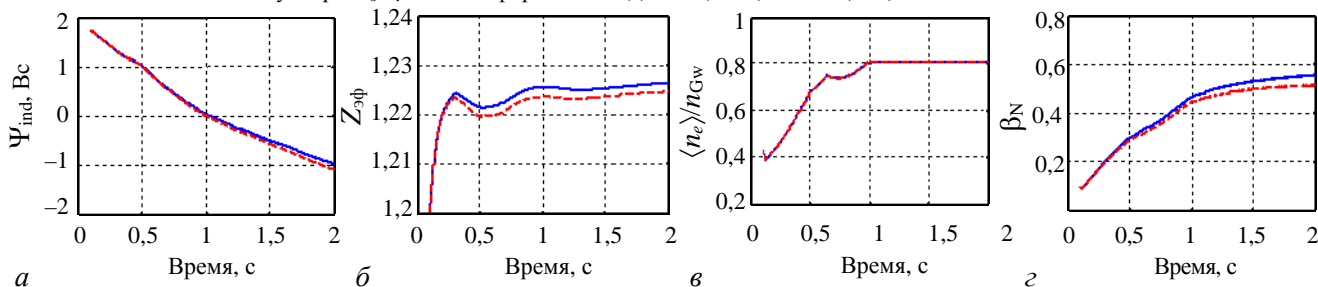


Рис. 12. Запас полоидального потока в индукторе Ψ_{ind} (а), эффективный заряд ионов $Z_{эф}$ (б), параметр Гринвальда $\langle n_e \rangle / n_{GW}$ (в), нормализованное β_N (z): NA (—) и T-11 (---)

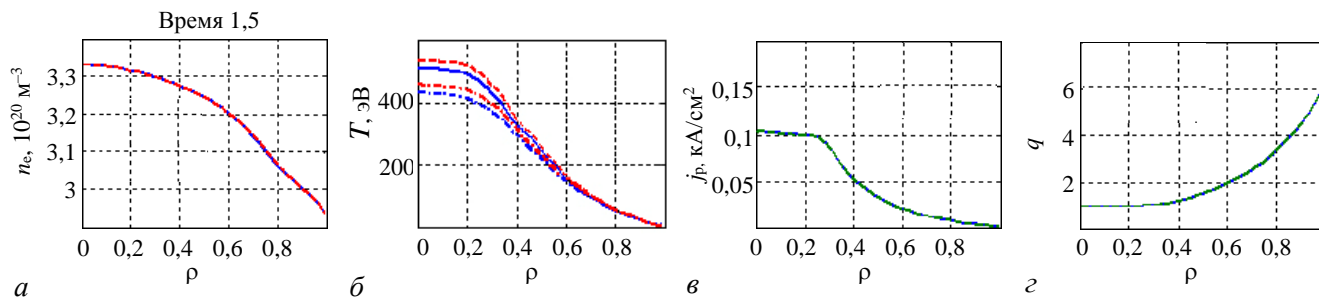


Рис. 13. Профили параметров плазмы: n_e T-11 (—), NA (---) (а); T_e T-11 (—), T_i (---), NA (---), (---) соответственно (б); j_p (в) и q (г) T-11 (—) и NA (---) на момент выхода на стадию плато тока в сценариях с глобальными скейлингами T-11 и NA. Профили электронной температуры T-11 (T_e) и NA (T_e) и ионной температуры T-11 (T_i) и NA (T_i) для указанных скейлингов

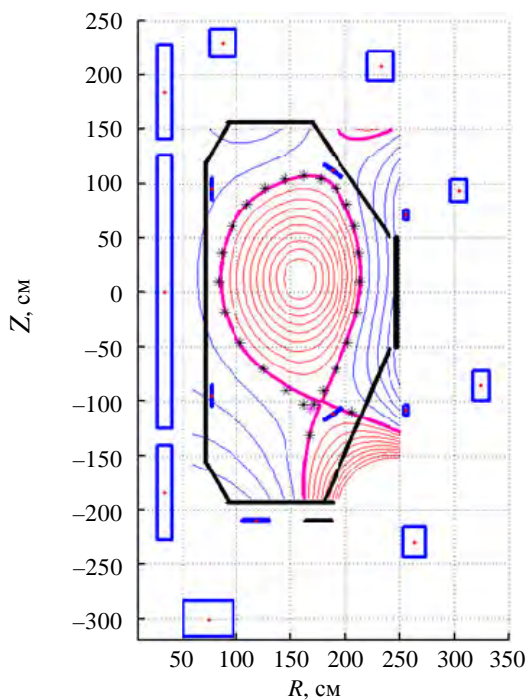


Рис. 14. Конфигурация плазмы и токи в обмотках на момент выхода на стадию плато тока в сценарии со скейлингом T-11. Верхняя вытянутость $\kappa_{up} \sim 1,42$, нижняя $\kappa_{dw} \sim 1,72$. Верхняя треугольность $\delta_{up} \sim -0,32$, нижняя $\delta_{dw} \sim -0,35$

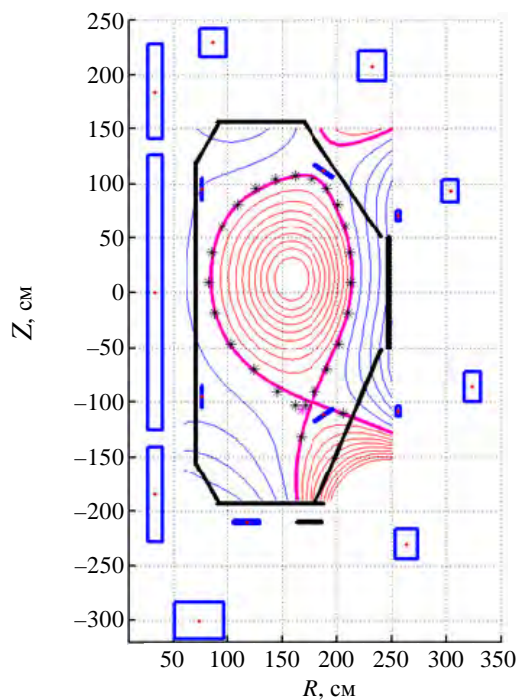


Рис. 15. Конфигурация плазмы и токи в обмотках на момент окончания стадии плато тока в сценарии со скейлингом T-11. Верхняя вытянутость $\kappa_{up} \sim 1,42$, нижняя $\kappa_{dw} \sim 1,72$. Верхняя треугольность $\delta_{up} \sim -0,32$, нижняя $\delta_{dw} \sim -0,35$

	I_p , кА	ψ_{ax} , Вс	CSL, кА	CSC, кА	CSU, кА	PF1, кА	PF2, кА	PF3, кА	PF4, кА	PF5, кА	PF6, кА	Время, мс
Рис. 14	499,9	-0,47	-7,08	-0,29	8,11	-11,29	3,71	-4,63	-8,94	11,73	-12,08	999,5
Рис. 15	500	-1,8	-28,25	-17,3	-14,18	-14,96	3,75	-5,48	-9,44	12,1	-18,51	1999,5

Сценарий средней плотности основной плазмы $\langle n_e \rangle$ показан на рис. 9 вместе с энергетическим временем жизни τ_E , мощностью омического нагрева P_{ohm} и потерями мощности на излучение от примесей P_{imp} . В расчётах с нео-алкаторным скейлингом (NA) энергетическое время жизни достигает ~ 190 мс, а для скейлинга T-11 только ~ 140 мс. Как видно на рис. 10, в расчёте с использованием NA-скейлинга наблюдается несколько более высокая температура плазмы. Необходимо отметить также наличие пилообразных колебаний в процессе развития сценариев для использованных скейлингов. Динамика запаса полоидального потока от обмоток индуктора и управления формой Ψ_{ext} показана на рис. 11, что позволяет оценить возможную продолжительность разряда до момента окончания стадии плато тока плазмы ~ 2 с. На этом рисунке показаны также резистивное напряжение по тороидальному обходу шнура U_{res} , напряжение от внешних полей U_{ext} и резистивные потери $\Delta\Psi_{res}$. На рис. 12 показаны запас полоидального потока в индукторе Ψ_{ind} , эффективный заряд ионов $Z_{эф}$, параметр Гринвальда $\langle n_e \rangle / n_{Gw}$ и β_N . Из-за более высокой температуры плазмы резистивные потери полоидального потока $\Delta\Psi_{res}$ для NA-скейлинга оказываются ниже, чем для T-11, что сказывается на снижении расхода полоидального потока в индук-

тор. Однако других каких-то существенных различий в расчётах с используемыми скейлингами не наблюдается, что подтверждает возможность реализации разрядов с NT в T-15МД. На рис. 13 показаны профили параметров плазмы: плотности электронов n_e , плотности тока j_p и запаса устойчивости q на стадии плато тока в сценариях со скейлингами T-11 и NA. Профили электронной T_e и ионной температуры T_i , обозначены как T-11 (T_e) и T-11 (T_i) для скейлинга T-11 и как NA (T_e) и NA (T_i) для NA. Конфигурация плазмы и токи в обмотках на моменты начала и окончания стадии плато тока в сценарии со скейлингом T-11 показана на рис. 14 и 15, где чёрными маркерами * обозначены опорные точки, задающие форму сепаратрисы. На рисунках видно, что в процессе развития стадии плато тока обеспечивается устойчивое поддержание заданной конфигурации плазмы. Нужно отметить, что из-за отличия программной и расчётной конфигурации плазмы значения вытянутости и треугольности несколько отличаются от заданных параметров из-за ограниченного числа обмоток полоидального поля установки T-15МД. Полученная на стадии плато тока вертикальная вытянутость k_{up} по верхней части шнура составляет примерно 1,42, по нижней $k_{dw} \sim 1,72$. При этом верхняя треугольность $\delta_{up} = -0,32$, а нижняя треугольность $\delta_{dw} \sim -0,35$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведённых расчётов показывают, что имеющиеся возможности полоидальной системы установки T-15МД позволяют реализовывать сценарии разрядов с NT. Отметим, что получению больших значений вытянутости мешают пластины пассивной стабилизации, а достижению больших значений треугольности и больших токов в плазме — ограничения по токам в обмотках. Это может служить основанием для расширения намечаемой программы исследований на токамаке T-15МД с целью проверки в эксперименте результатов полученного сценария. Для экспериментов с NT на T-15МД потребуется провести исследование по вертикальной неустойчивости плазмы, оптимизацию положения и геометрии витков пассивной стабилизации и выработать требования к источникам питания «быстрой» обмотки горизонтального поля ОГУП.

В данных расчётах не предполагалось использование каких-либо видов дополнительного нагрева плазмы. В дальнейшем планируется рассмотреть сценарий с использованием дополнительного нагрева плазмы, транспортными барьерами, устойчивостью баллонных мод и других важных параметров плазмы. Предполагается также провести расчётное сравнение сценариев с положительной и отрицательной треугольностью с возможностью рассмотрения механизмов возникновения ЭЛМ типа I из-за развития пилинг-баллонных мод.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Camenen Y., Pochelon A., Behn R. et al.** Impact of plasma triangularity and collisionality on electron heat transport in TCV L-mode plasmas. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. 510—516.
2. **Austin M.E., Marinoni A., Brookman M.W. et al.** High Confinement in Negative Triangularity Discharges in DIII-D. IAEA-CN-391/EX/P6-6.
3. **Marinoni A.** H-mode-like confinement with L-mode edge in negative triangularity plasmas on DIII-D. — In: 1st Asia-Pacific Conf. on Plasma Physics. Chengdu, China, 18—23 September 2017.
4. **Marinoni A., Austin M.E. et al.** Diverted negative triangularity plasmas on DIII-D: the benefit high confinement without the liability of an edge pedestal. — Nuclear Fusion, 2021, vol. 61, 116010.
5. **Austin M.E., Marinoni A., Walker M.L. et al.** Achievement of reactor-relevant performance in negative triangularity shape in the DIII-D tokamak. — Physical Review Letters, 2019, vol. 122, 115001.
6. **Marinoni A.** H-mode grade confinement with L-mode edge in negative triangularity plasmas on DIII-D. — In: 60th American Physical Society Conference Division of Plasma Physics. Portland (OR), November 8th, 2018.
7. **Merle A., Medvedev S.Yu., Sauter O.** Pedestal properties of H-modes with negative triangularity using EPED-CH model. — Plasma Physics and Controlled Fusion, 2017, vol. 59, 104001.
8. **Happel T., Putterich T., Told D., Dunne M., Fischer R., Hobirk J., McDermott R.M., Plank U., and the ASDEX Upgrade Team.** Overview of initial negative triangularity plasma studies on the ASDEX upgrade tokamak. — Nuclear Fusion, 2023, vol. 63, № 1, 016002 (13 p.).
9. **Kikuchi M., Takizuka T., Medvedev S. et al.** L-mode-edge negative triangularity tokamak reactor. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, 0560179; **Kikuchi M., Fasoli A., Takizuka T.** Negative Triangularity Tokamak as Fusion Energy System. — In: 1st International e-Conference on Energies. 14 March 2014; <http://sciforum.net/conference/ece-1>.

10. **Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.** Studies of plasma equilibrium and transport in a tokamak fusion device with the inverse-variable technique. — J. Comput. Physics, 1993, vol. 109, p. 193—201.
11. **Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин, И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М.** Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15—38.



Владимир Николаевич Докука, с.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; с.н.с.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушковых вл. 12, Россия
v.dokuka@mail.ru



Сергей Владимирович Мирнов, начальник отдела, профессор, д.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат Государственной премии СССР и премии им. Л.А. Арцимовича РАН, член Международного комитета по координации физических исследований в поддержку проекта ИТЭР, эксперт МАГАТЭ по токамакам; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушковых вл. 12, Россия



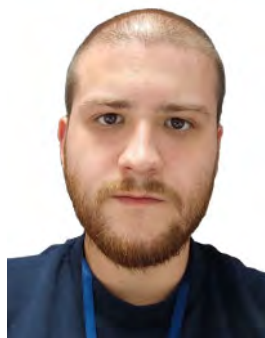
Дмитрий Анатольевич Скопинцев, с.н.с., ветеран атомной энергетики и промышленности; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушковых вл. 12, Россия
scopinsev.d.a@triniti.ru



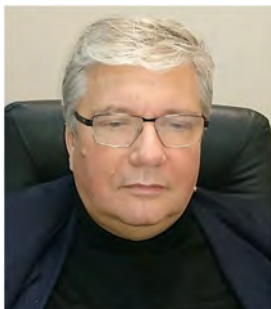
Рустам Рашитович Хайрутдинов, в.н.с., д.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; в.н.с.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушковых вл. 12, Россия
khayrutd@mail.ru



Михаил Михайлович Соколов, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Sokolov_MM@nrcki.ru



Эдуард Наилевич Хайрутдинов, инженер 2-й категории; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
eduardkhayrutdinov@gmail.com



Петр Павлович Хвостенко, научный руководитель ККТЭИПТ, д. техн. н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова, ветеран атомной энергетики и промышленности, награждён ведомственными знаками отличия ГК «Росатом»; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Khvostenko_PP@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 8 октября 2023 г.
После доработки 10 октября 2023 г.
Принята к публикации 12 октября 2023 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 4, с. 25—32.

УДК 533.9.08

ТОМОГРАФИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА НАДТЕПЛООВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОКАМАКЕ T-15MD*П.В. Саврухин^{1,2}, Е.А. Шестаков¹, П.Д. Лисовой^{1,2}, В.И. Тепикин^{1,2}, А.В. Храменков¹*¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия²Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

Рассматриваются различные механизмы генерации электронов с надтепловыми энергиями в плазме токамака и анализируются диагностические системы для исследования пространственной эволюции электронных пучков. Для диагностики надтеплового рентгеновского излучения (20—300 кэВ) на токамаке T-15MD ($R = 1,5$ м, $a = 0,67$ м) планируется использование детекторов на основе кристаллов теллурида кадмия (CdTe). Пространственное разрешение обеспечивается системой из трубчатых коллиматоров, расположенных в детекторных камерах в вертикальном, наклонных и экваториальном диагностических патрубках. Для исследования спектра излучения применяется набор спектрометрических CdTe-детекторов и сцинтилляционных блоков детектирования на основе кристаллов бромида лантана LaBr₃(Ce). Восстановление пространственной локализации рентгеновского излучения проводится с помощью программы томографической реконструкции. Полученное пространственное и временное распределение локальных пучков электронов с надтепловыми энергиями будет использоваться для исследования разнообразных физических явлений: перезамыкание магнитных силовых линий, нелинейные транспортные процессы, искажение функции распределения электронов при мощном дополнительном нагреве и поддержании тока, а также возмущения плазмы, являющиеся важными для исследования кинетических неустойчивостей в плазме с горячими ионами.

Ключевые слова: физика плазмы, токамак, диагностика термоядерной плазмы, томография рентгеновского излучения, полупроводниковые детекторы, ускоренные электроны, надтепловое рентгеновское излучение.

TOMOGRAPHIC DIAGNOSTICS OF THE SUPRATHERMAL X-RAY RADIATION ON THE T-15MD TOKAMAK*P.V. Savrukhin^{1,2}, E.A. Shestakov¹, P.D. Lisovoy^{1,2}, V.I. Tepikin^{1,2}, A.V. Khramenkov¹*¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia²NRU «Moscow Power Engineering Institute», Moscow, Russia

The article presents a review of various mechanisms of nonthermal electron generation in tokamak plasma and an analysis of diagnostic systems for the study of the spatial evolution of electron beams. It is planned to use detectors based on CdTe crystals to register suprathermal X-ray emission (20—300 keV) on tokamak T-15MD ($R = 1.5$ m, $a = 0.67$ m). Spatial resolution is provided by a system of tube collimators placed in detector chambers mounted in vertical, inclined and equatorial diagnostic ports. To measure suprathermal X-ray emission spectrum, a set of CdTe spectrometric detectors and LaBr₃(Ce) scintillation crystal detectors are used. Tomographic program is used to reconstruct spatial localization of the X-ray emission. The received spatial and temporal distribution of local nonthermal electron beams will be used to study a variety of physical phenomena, such as magnetic field lines reconnection; nonlinear transport processes; distortion of electron energy distribution function during powerful additional heating and current drive; plasma perturbances that are important for the study of kinetic instabilities in plasma with fast ions.

Key words: plasma physics, tokamak, diagnostics of thermonuclear plasma, X-ray tomography, semiconductor detectors, runaway electrons, suprathermal X-ray radiation.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-4-33-45

ВВЕДЕНИЕ

Возникновение электронов с надтепловыми энергиями (20—300 кэВ) является характерной особенностью экспериментов на токамаках при мощном дополнительном нагреве и неиндукционном поддержании тока СВЧ- и ВЧ-волнами [1—3], а также при развитии кинетических неустойчивостей [4, 5] и срывов плазмы [6]. Исследование пространственной и временной эволюции ускоренных электронов и восстановление их энергетического распределения позволяет уточнить физические механизмы разнообразных плазменных процессов, включая развитие магнитогидродинамических (МГД) возмущений и срывов плазмы [6, 7], перезамыкание магнитных силовых линий [8], распространение электромагнитных волн в высокотемпературной плазме [4, 9], развитие альфвеновских неустойчивостей [10] и дуговых плазменных разрядов [11].

Формирование пучков электронов с надтепловыми энергиями является важным начальным этапом ускорения, в том числе лавинного, электронов при формировании мощных пучков высокоэнергетичных электронов ($E_0 \sim 0,5\text{—}10$ МэВ), возникающих при развитии неустойчивости срыва в плазме токамака [6]. Ускорение электронов в этих условиях связывается, как правило, с повышенными продольными электрическими полями ($E_0 \sim 1\text{—}10$ В/м), индуцируемыми при охлаждении плазмы в момент теплового коллапса и при поступлении примесей на начальной стадии срыва плазмы. Анализ параметров электронов с надтепловыми энергиями в этих условиях является важным не только для прояснения механизмов срыва, но и для разработки методик предсказания развития неустойчивости и отработки методов подавления срыва [12].

Зарождение ускоренных электронов может быть связано также с явлением перезамыкания магнитных силовых линий в высокотемпературной плазме [7, 8, 13]. Исследование ускорения электронов при магнитном перезамыкании, связываемое в моделях как с появлением индуцированных электрических полей ($E_1 \sim 10\text{—}50$ В/м), так и с механизмом стохастического ускорения [8], может прояснить особенности неустойчивости внутреннего срыва (пилообразных колебаний) и, возможно, отработать методики смягчения негативных последствий внутреннего срыва, таких как неоклассические тиринг-моды [14].

Одной из важных задач обеспечения стационарной работы токамака является использование неиндукционных методов поддержания продольного тока плазмы, в том числе с использованием ВЧ- и СВЧ-волн на частотах нижегибридного (НГ) и электронно-циклотронного резонансов (ЭЦР) [9]. Поддержание тока с помощью нижегибридных волн (LHCD) характеризуется наиболее высокой (по сравнению с другими методами) эффективностью генерации. Это позволяет рассматривать LHCD как важный метод для изменения профиля тока плазмы с созданием магнитных конфигураций с отрицательным широм, а также для создания режимов с полностью неиндукционным поддержанием тока [14]. Характерной особенностью экспериментов с LHCD является формирование электронов с надтепловыми энергиями, связанных с искажением функции распределения при воздействии внешних электромагнитных полей. Так, уже в первых экспериментах на токамаке PLT [15] было показано, что основным носителем неиндукционного тока при LHCD является высокоэнергетический (~ 100 кэВ) электронный пучок, сосредоточенный в центральной части плазменного разряда. Последующие эксперименты с LHCD подтвердили развитие ускоренных электронов при преимущественном формировании пучков в периферийных областях плазмы (при $r \geq 0,5a$) [14]. В частности, анализ рентгеновского излучения на токамаке RBX-M и сравнение с модельными расчётами показали генерацию электронов в кольцевых областях, смещаемых по сечению шнура при различном фазировании грилл-антенны LHCD [16]. Сравнение рентгеновских изображений, полученных в этих экспериментах с использованием различных поглощающих плёнок, показало, что надтепловые электроны имеют энергию 30—150 кэВ. Измерение пространственного распределения рентгеновского излучения является важным методом изучения электронных пучков с надтепловыми энергиями в экспериментах с LHCD на Tore Supra [17], FTU [10], EAST [18], Глобус-М [19] и HL-2A [20], Alcator C-Mod [21].

Формирование пучков ускоренных электронов с надтепловыми энергиями является также характерной особенностью экспериментов с поддержанием тока СВЧ-волнами (ECCD) [9, 14]. Впервые этот эффект наблюдался в экспериментах с ECCD на токамаке T-10 при регистрации спектров надтеплого (10—90 кэВ) рентгеновского излучения [22]. Подробные последующие измерения были проведены на токамаке TCV с помощью многоканальной рентгеновской спектрометрической диагностики [3, 23] и диагностики СВЧ-излучения со стороны сильного магнитного поля. Систематические исследования динамики быстрых электронов с модулированной и импульсной электронной циклотронной мощностью с последующим когерентным усреднением позволили определить роль столкновительной релаксации и радиального переноса в динамике надтепловой популяции электронов. В отличие от токамака T-10 анализ экспериментов на токамаке TCV [3] показал решающую роль радиальной аномальной диффузии надтепловых электронов в процессах генерации неиндукционного тока [24]. В частности, радиальный перенос надтепловых электронов приводит к снижению эффективности поддержания тока при нецентральной позиции зоны ЭЦ-резонанса [3]. Для прояснения физических механизмов формирования пучков надтепловых электронов и сравнения теории ECCD с экспериментом, особенно в отношении эф-

фективности и локализации возбуждения тока, представляется необходимым проведение дополнительных исследований.

Как показали многочисленные эксперименты на токамаках, ускоренные электроны могут вызвать появление различных неустойчивостей, приводящих к ухудшению удержания частиц и энергии в высокотемпературной плазме. В первую очередь это относится к «веерной» неустойчивости в плазме с относительно низкой плотностью [25]. В экспериментах с мощным дополнительным нагревом и поддержанием тока наблюдается дестабилизация фишбон-возмущений [23, 26, 27], связываемая с резонансным взаимодействием внутренних МГД-возмущений ($m = 1, n = 1$) и тороидальной прецессией пролётных и запертых электронов с надтепловыми энергиями. Электронные фишбон-возмущения наблюдались впервые в режимах с электронно-циклотронным нагревом и поддержанием тока (ECRH или ECCD) [3, 23, 26, 28] и в последующем во время нижнего гибридного поддержания тока (LHCD) [10, 29] и при комбинированном воздействии ВЧ- и СВЧ-волн [27]. В разрядах с нижнегибридным поддержанием тока LHCD фишбон-возмущения связывались с нерезонансной дестабилизацией внутренних МГД-возмущений за счёт давления надтепловых электронов [30].

Тороидальные собственные альфвеновские моды (ТАЕ), возбуждаемые энергичными электронами (150—230 кэВ), были обнаружены как во время мощного электронного циклотронного резонансного нагрева, так и при инжекции нейтрального пучка на токамаке HL-2A [31]. Частоты мод находятся в широком диапазоне 170—370 кГц и пропорциональны альфвеновской скорости. Анализ показал возбуждение ТАЕ-мод с полоидальными номерами $m = 4$ и $m = 5$, локализованными в центральной зоне плазменного шнура $\rho \sim 0,35$ (номер тороидальной моды подтверждён как $n = 4$). Важным результатом этих экспериментов является наблюдение электронных ТАЕ-возмущений при нейтральной инжекции, в условиях преимущественной передачи энергии нейтральных атомов непосредственно электронам плазмы при превышении энергии пучка $E_b \sim 40$ —45 кэВ, критической энергии $E_{crit} \sim 24$ —36 кэВ [32].

Важным последствием развития пучков ускоренных электронов в токамаке может явиться инициирование дуговых разрядов в периферийных областях плазмы. В экспериментах на токамаке JFT-2 [11] было показано, что выход ускоренных электронов из плазмы вызывает формирование повышенного отрицательного потенциала на поверхности лимитера, достаточного, чтобы зажечь дугу. Развитие дуговых разрядов наблюдалось преимущественно на стадии нарастания тока, а также во время срывов плазмы. Возможная связь дуговых разрядов, инициируемых пучками надтепловых электронов, и срывов плазмы подтверждается в экспериментах на токамаке T-10 [7, 33].

Несмотря на подробные исследования ускоренных электронов в предыдущих экспериментах на токамаках, анализ формирования надтепловых электронов при мощном дополнительном нагреве и поддержании тока плазмы, а также изучение их влияния на удержание и устойчивость плазмы являются важными задачами современных экспериментов. Планируемое использование различных методов дополнительного нагрева и поддержания тока плазмы в токамаке T-15МД [34], включая СВЧ-нагрев ($P_{ECCD} = 7$ МВт), нижнегибридное поддержание тока ($P_{LHCD} = 4$ МВт) и нейтральную инжекцию ($P_{NB} = 6$ МВт), обеспечивает возможность проведения таких исследований в широком диапазоне параметров плазмы.

Исследование ускоренных электронов с надтепловыми энергиями (до 200—300 кэВ) в токамаках основано на различных диагностических методах, обеспечивающих регистрацию излучения как из плазмы [3], так и из внутрикамерных зондов [35], регистрирующих непосредственное воздействие электронов. Наибольшее распространение получили диагностики, измеряющие излучение в рентгеновском диапазоне, возникающее, в первую очередь, при кулоновских столкновениях ускоренных электронов с ионами плазмы. В зависимости от условий взаимодействия электрон может излучать фотоны с энергией вплоть до своей начальной энергии. Надтепловое рентгеновское излучение возникает также при взаимодействии электронов с внутрикамерными элементами. Регистрация рентгеновского излучения в комбинации с модельными расчётами обеспечивает важную информацию о развитии пучков ускоренных электронов внутри плазменного шнура [28, 36].

В первоначальных экспериментах измерение надтеплого рентгеновского излучения основывалось на использовании сцинтилляционных детекторов, таких как NaI(Tl), CsI(Tl) и BGO, связанных с фотоэлектронными умножителями. Такие детекторы позволили определить локализацию и энергетическое распределение пучков ускоренных электронов в экспериментах с нижнегибридным поддержанием тока

на токамаках PLT [1] и RBX-M [16] и продолжают активно использоваться в современных экспериментах [37—39], несмотря на относительно большие размеры и необходимость использования дополнительных охлаждающих и магнитоэкранирующих материалов. Одним из основных ограничений спектрометрических измерений с помощью NaI(Tl)- и BGO-детекторов является относительно большое время затухания сцинтилляций, составляющее 250 и 300 нс соответственно. Этого недостатка лишены сцинтилляторы с высоким атомным числом, такие как LaBr₃(Ce) и Lu_{1.8}Y_{0.2}SiO₅(Ce) «LYSO». В частности, сцинтилляционный кристалл бромида лантана, легированный церием, LaBr₃(Ce) характеризуется пониженной постоянной быстрого распада (16 нс) при высокой светоотдаче (~60 000 фотонов/МэВ) [40]. Сцинтилляционные детекторы LaBr₃(Ce) активно используются в современных экспериментах на токамаках [36, 41]. К сожалению, высокая стоимость LaBr₃(Ce) детекторов ограничивает их использование в многоканальных системах регистрации рентгеновского излучения.

Анализ эволюции ускоренных электронов с высоким пространственным разрешением может быть обеспечен с использованием многоканальных томографических систем регистрации рентгеновского излучения. В томографических системах на токамаках используются, как правило, детекторы на основе полупроводниковых кристаллов теллурида кадмия (CdTe). Диагностическая система на основе CdTe-детекторов с камерой-обскуры была впервые оборудована в 1985 г. для экспериментов на токамаке T-15 [42] и позднее использовалась в экспериментах на токамаке T-10 [43, 44]. В современных экспериментах диагностики на основе CdTe-детекторов являются стандартным методом измерений надтеплового рентгеновского излучения на многих токамаках, включая Alcator C-Mod [21], HL-2A [20], TCV [45], Tore Supra [17], EAST [46], HT-7 [47], J-TEXT [48], T-11M [49]. В большинстве экспериментов CdTe-детекторы оборудованы в многоорудовых одноракурсных камерах-обкурах (табл. 1). Для томографического восстановления локальных распределений интенсивности рентгеновского излучения оборудованы двухракурсные Tore Supra [17], T-15 [42] и T-10 [44] и многоракурсные TCV [3] диагностические системы.

Диагностическая система, основанная на двумерной CdTe-матрице (DECTRIS PILATUS3 X 100K-M CdTe), оборудована на токамаке WEST [50]. Матричный детектор состоит из 487×195 ячеек и обеспечивает измерение спектров рентгеновского излучения в диапазоне 8—100 кэВ с энергетическим разрешением 1,5—20 кэВ. В зависимости от режима работы временное и пространственное разрешение ~1—2 мс и 1,4—4 см соответственно. Следует отметить, что относительно невысокое временное разрешение матричных CdTe-детекторов затрудняет их использование для исследования быстрых возмущений надтеплового рентгеновского излучения при развитии МГД-возмущений и нестационарных транспортных процессов.

Т а б л и ц а 1. Диагностические системы на основе CdTe-детекторов, используемые на токамаках для регистрации надтеплового рентгеновского излучения

Токамак	Тип*	Детектор, шт.	Энергия, кэВ	Спектр	Временное разрешение	Пространственное разрешение, см	Ссылка
T-15	2D	32 CdTe	15—300	—	8 мкс	5	[42]
T-10	2D	25 CdTe: 9 наклонных, 16 вертикальных	15—300	—	5 мкс	2	[44]
TCV	2D	100 CdTe: 25 и 25 экваториальных, 25 вертикальных верхних, 25 вертикальных нижних	10—300	+	0.5 мс	2	[28]
Alcator C-Mod	1D	32 CdTe	20—200	—	—	—	[21]
HL-2A	2D	60 CdTe	10—200	—	2 мс	3	[20]
Tore Supra	2D	59 CdTe: 21 тороидальный, 38 вертикальных	20—200	—	2 мс	5	[17]
EAST		CdTe	20—200	—	—	—	[46]
Compass	1D	21 CdTe	20—200	—	4 мс	5	[56]
HT-7	1D	12 CdTe	20—300	+	0,5 мс	5	[47]
	T	14 CdTe	30—400	—	10 мкс	4—8	
J-TEXT	1D	5 CdZnTe	30—300	+	0,5—1000 мс	5	[48]
T-11M	1D	32 CdTe, охлаждение	3—8	+	2 мкс	1	[49]
WEST	2D	CdTe, 2D-матрица	8—100	+	1—2 мс	1,4—4	[50]
ADITYA-U	1D	9 CdZnTe	20—200	—	—	5—6	[57]

*Тип: 1D — один ракурс наблюдения, 2D — два ракурса наблюдения, T — наблюдение в продольном направлении.

Характерной особенностью экспериментов является преимущественная направленность надтеплового и жёсткого рентгеновского излучения вдоль направления движения ускоренных электронов (приближенного к тороидальному направлению) [1]. Относительное ослабление интенсивности излучения, идущего в ортогональном направлении по отношению к продольному направлению, при взаимодействии электронов с ионами в плазме токамака показано на рис. 1. В этих условиях регистрация излучения до выхода пучков на элементы конструкции токамака обеспечивается с помощью измерений в тангенциальном направлении [1, 7, 23, 47].

В статье рассматривается возможность обслуживания на токамаке Т-15МД многоканальной томографической системы регистрации надтеплового рентгеновского излучения (30—300 кэВ) на основе CdTe-детекторов, анализируется схема расположения диагностического оборудования, включая трубчатые коллиматоры и CdTe-детекторы с системой предварительного усиления сигналов, приводятся результаты тестирования CdTe-детекторов на лабораторном стенде и в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД, анализируется обоснованность использования CdTe-детекторов для регистрации надтеплового рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД.

ДИАГНОСТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА CdTe-ДЕТЕКТОРОВ

Томографическая диагностика надтеплового рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД включает до 51 канала регистрации (табл. 2), расположенных в коллимационных камерах в верхнем,

Таблица 2. Состав томографической диагностики надтеплового рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД

Диагностика	Количество каналов CdTe	Диаметр, см	Δt , мкс
Камера 0°	21	~5—10	~1
Камера +55°	10	~10	~1
Камера +90°	10	~10	~1
Камера -55°	10	~10	~1

наклонных и экваториальном патрубках токамака в одном тороидальном сечении (соответственно под углами $\theta = +90^\circ$, $\theta = +55^\circ$, $\theta = -55^\circ$ и $\theta = +0^\circ$ к экваториальной плоскости токамака). Такое расположение каналов регистрации обеспечивает обзор центральных областей плазмы с круглым и D-образным сечением в базовом режиме работы токамака Т-15МД (рис. 2).

Для измерения жёсткого рентгеновского излучения, имеющего преимущественную направленность в тангенциальном направлении на Т-15МД, предусмотрена возможность поворота коллиматорного блока, расположенного в

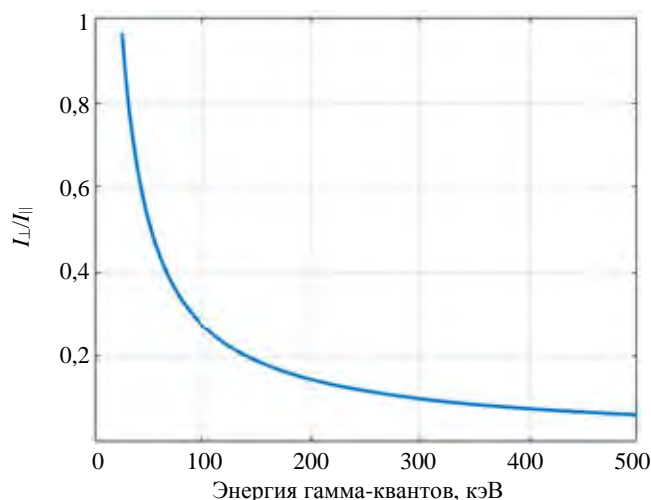


Рис. 1. Относительное ослабление интенсивности тормозного рентгеновского излучения, идущего в ортогональном направлении, $I_{Xray\perp}$ по отношению к излучению $I_{Xray\parallel}$ в продольном (тороидальном) направлении при взаимодействии электронов с ионами в плазме токамака

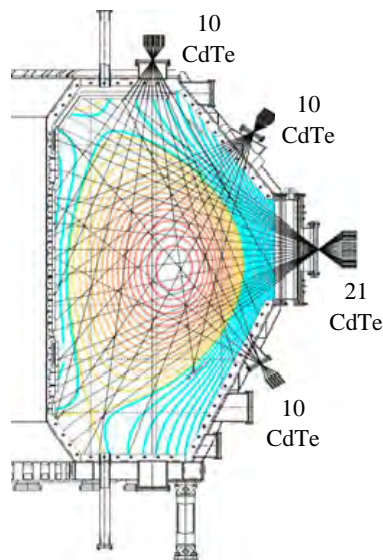


Рис. 2. Схематическое изображение томографической диагностики надтеплового рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД. Показаны четыре камеры с CdTe-детекторами и расположение хорд интегрирования излучения

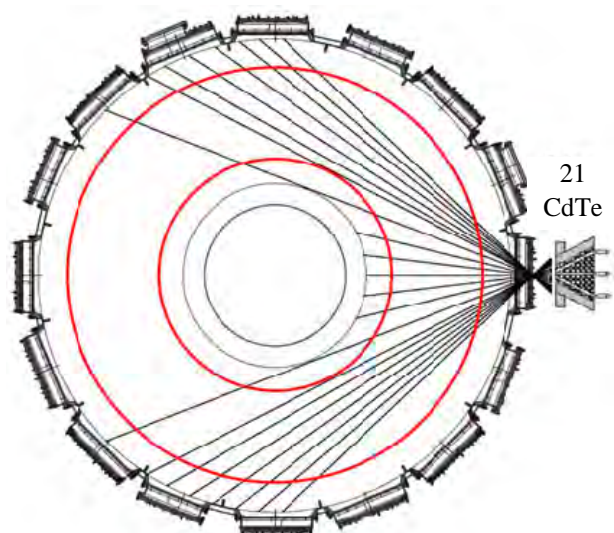


Рис. 3. Схематическое изображение расположения CdTe-детекторов для регистрации надтеплового рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД, имеющего преимущественную направленность в тангенциальном направлении

Коллиматоры Соллера состоят из набора горизонтальных пластин, изготовленных из нержавеющей стали толщиной $D = 0,2$ мм (рис. 4, а). Коллиматор состоит из набора из 20 пластин (длина пластины $L \sim 83$ мм) с расстоянием между ними $d \sim 1$ мм (ширина отверстия коллиматора ~ 20 мм). Общая высота коллиматора $H = 120$ мм. Коллиматор обеспечивает угловое разрешение порядка 2,2 градуса, что эквивалентно пространственному разрешению в поперечном направлении до 2—4 см на расстояниях 0,5—1,0 м соответственно.

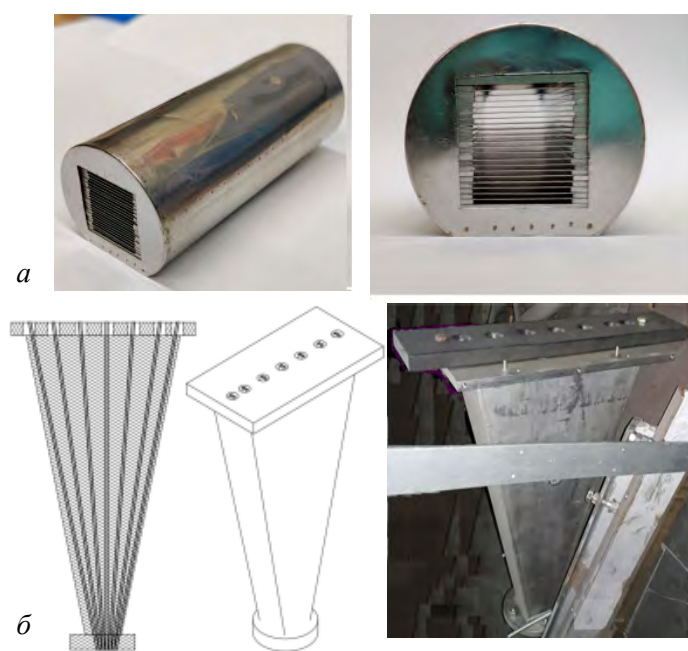


Рис. 4. Схематическое изображение коллиматоров Соллера (а) и трубчатых коллиматоров (б)

экваториальной плоскости (рис. 3). Поворот блока выполняется в промежутке между импульсами токамака. Такое расположение детекторов ограничивает измерение излучения, идущего вдоль хорд, расположенных только в экваториальной плоскости тора. Для измерения двумерных распределений излучения в тороидальном направлении рассматривается также возможность оборудования CdTe-детекторов в комбинированной коллимационной камере диагностики жёсткого и гамма-излучения [39].

СИСТЕМА КОЛЛИМАТОРОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Пространственное разрешение при регистрации надтеплового рентгеновского излучения ($E_\gamma \sim 20—300$ кэВ) на установке Т-15МД обеспечивается с помощью трубчатых коллиматоров и коллиматоров Соллера. Коллиматоры Соллера обеспечивают повышенное пространственное разрешение при экранировании излучения до $E_\gamma \sim 50—70$ кэВ в условиях ограниченных размеров коллиматоров при расположении под обмотками полоидальных полей (наклонная камера $\theta = -55^\circ$). Для экранировки жёсткого рентгеновского излучения (E_γ до 100—300 кэВ) используются трубчатые коллиматоры, расположенные в корпусах со свинцовым наполнением [44].

Система трубчатых коллиматоров представляет собой камеру, внутри которой закреплены трубки из меди прямоугольного сечения 5×10 мм (толщина стенки 1 мм), соответствующие размеру детектора (рис. 4, б). Для экранирования жёсткого рентгеновского излучения пространство внутри камер между трубками заполнено свинцовой дробью (высота заполнения $h \sim 250$ мм). Согласно проведённым расчётам, такой уровень заполнения обеспечивает эффективное ослабление рентгеновского излучения с энергией $E_\gamma = 300$ кэВ при малом отклонении от оси трубчатого коллиматора (коэффициенты ослабления 0,01 и 5×10^{-9} при величине угла отклонения 0,02 и 0,10 град соответственно). Для экранирования жёсткого рентгеновского излучения с боковой стороны трубчатого коллиматора используется дополнительная защита из свинцовых блоков.

СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Томографическая диагностика надтеплового рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД построена на базе полупроводниковых детекторов из теллурида кадмия CdTe (см. рис. 1). Используются капсулированные CdTe-детекторы, изготовленные компанией ЕВРОПАД (EURORAD S.A.), с размером чувствительной зоны $5 \times 5 \times 3$ и 1×1 мм и планарные детекторы из теллурида кадмия с размером чувствительной зоны $10 \times 5 \times 1$ мм, изготовленные в РНИИРП (в настоящее время Bruker — Baltic Scientific Instruments) (рис. 5). CdTe-детекторы обеспечивают возможность работы при комнатной температуре и

Тип	Площадь	Толщина	Напряжение смещения	Энергетическое разрешение
S.1.1.1	1×1 мм	1 мм	30—50 В	6—9 кэВ

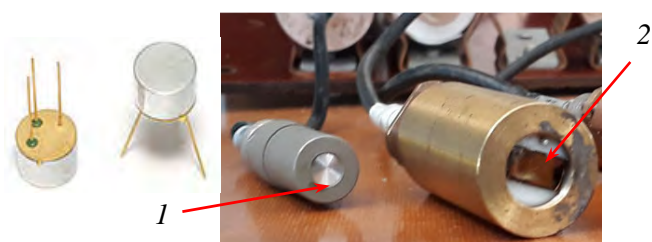


Рис. 5. Детекторы из теллурида кадмия (CdTe), используемые в диагностике надтеплового рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД: 1 — 1×1 мм, ЕВРОПАД (EURORAD S.A.); 2 — $10 \times 5 \times 1$ мм, РНИИРП (Bruker — Baltic Scientific Instruments)

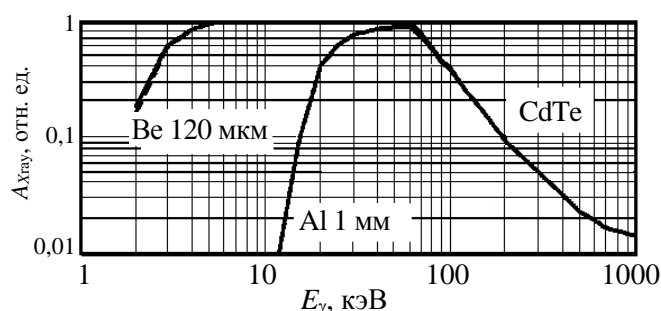


Рис. 6. Расчётная эффективность $A_{X\text{ray}}$ регистрации γ -квантов CdTe-детекторами с толщиной чувствительной области 1 мм и дополнительными фильтрами из фольги Be 120 мкм и Al 1 мм

вклад в сигнал CdTe-детектора определяется процессами фотопоглощения. При энергии γ -кванта $\sim 0,3$ МэВ эффективность фотопоглощения в CdTe сравнивается с механизмом ослабления первичного пучка γ -квантов за счёт некогерентного рассеяния фотонов на электронах вещества (эффект Комптона) [51]. Этот эффект следует учитывать при анализе линейности отклика детектора при относительно высокой энергии.

Система предварительного усиления построена на базе операционных усилителей с подключением инвертирующего сигнала: полоса пропускания 1 МГц, коэффициент преобразования $4 \cdot 10^6$ В/А. Усилители предназначены для преобразования фототока детектора в напряжение и обеспечивают возможность передачи сигналов через длинную 50-омную линию связи в экранированный центр сбора данных.

МЕТОДИКА ТОМОГРАФИЧЕСКОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ

При восстановлении локальной интенсивности надтеплового рентгеновского излучения $G(r, \theta)$ по данным хордовых измерений интенсивности $I(p, \psi)$ использовался аналитический метод решения интегрального уравнения

$$I(p, \psi) = \int_{L(p, \psi)} G(r, \theta) dL, \quad (1)$$

предложенный Кормаком. В рассматриваемом методе решение интегрального уравнения (1) проводится

характеризуются высокими спектрометрическими характеристиками при сравнительно высокой эффективности регистрации рентгеновских квантов, стабильностью во времени и возможностью работы в сильных радиационных полях (плотность $5,8$ г/см³, ширина запрещённой зоны $1,57$ эВ, энергия образования пары $4,64$ эВ, удельное сопротивление больше 10^{10} Ом·см, подвижность электронов 600 — 1000 см²/(В·с)). В диагностике Т-15МД используются два типа CdTe-детекторов, работающих в спектрометрическом режиме (S.1.1.1).

Для измерения энергетических распределений γ -квантов наряду со стандартными CdTe-детекторами ЕВРОПАД, работающими в потоковом режиме (С.1.1.1) для измерения интегральной интенсивности излучения, используются малозумяющие спектрометрические CdTe-детекторы (S.1.1.1).

Расчётная эффективность регистрации γ -квантов CdTe-детекторами толщиной чувствительной области 1 мм показана на рис. 6. Используемые детекторы обеспечивают регистрацию излучения в диапазоне 30 — 300 кэВ. Следует отметить, что при энергии γ -квантов менее 300 кэВ основной

в полярной системе координат (r, θ) , показанной на рис. 7: p — прицельный параметр хорды наблюдения, ψ — угол между перпендикуляром к лучу зрения детектора L и линией $\theta = 0^\circ$.

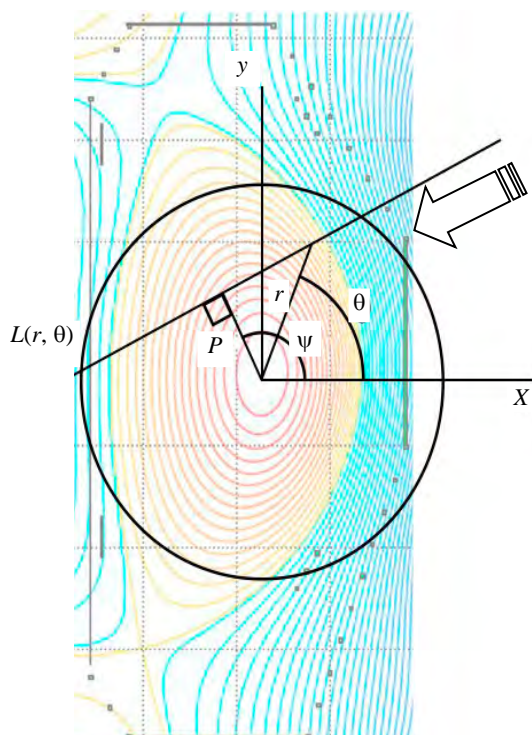


Рис. 7. Полярная система координат (r, θ) , используемая при томографическом восстановлении локальной интенсивности рентгеновского излучения по данным хордовых измерений

Метод Кормака основан на разложении функций I и G в ряд Фурье по полоидальному углу:

$$I(p, \psi) = \sum_{m=0}^M [I_m^c(p) \cos m\psi + I_m^s(p) \sin m\psi]; \quad (2)$$

$$G(r, \theta) = \sum_{m=0}^M [g_m^c(r) \cos m\theta + g_m^s(r) \sin m\theta]. \quad (3)$$

При этом двумерное интегральное уравнение (1) преобразуется к системе одномерных уравнений, связывающих гармоники разложений (2)—(3)

$$I_m^{c,s}(p) = 2 \int_p^1 g_m^{c,s}(r) T_m(p/r) (r^2 - p^2)^{-1/2} r dr, \quad (4)$$

здесь $m = 0, \dots, M$; $T_m = \cos(m \arccos(p/r))$ — полиномы Чебышева 1-го рода. Число угловых гармоник $(M + 1)$, удерживаемых в разложении, определяется числом ракурсов наблюдения. Решением системы уравнений (4) являются выражения

$$g_m^{c,s}(r) = -d/dr \int_r^1 \frac{r I_m^{c,s}(p) T_m(p/r)}{\pi p (p^2 - r^2)^{1/2}} dp. \quad (5)$$

При этом, представляя гармоники g_m в виде суммы ортогональных функций (полиномов Цернике)

$$g_m(r) = \sum_{l=0}^L a_{ml} R_{ml}(r), \quad (6)$$

где $R_{ml}(r) = \sum_{s=0}^l (-1)^s \frac{(m+2l-s)!}{(s!(m+l-s)!(l-s)!)} r^{(m+2l-2s)}$, решения уравнений (5) приводятся в виде

$$I_m(p) = \sum_{l=0}^L a_{ml} \frac{2}{m+2l+1} \sin[(m+2l+1) \arccos(p)]. \quad (7)$$

При обработке экспериментальных данных измеренные величины $I(p, \psi)$ разлагаются в ряд Фурье (2) по полоидальному углу и по полиномам Чебышева (7) по радиальной координате. Из этих разложений находятся коэффициенты a_{ml} , которые подставляются в ряд (6), что позволяет определить радиальные гармоники $g_m(r)$. Гармоники g_m затем суммируются в соответствии с выражением (3) и находится искомая функция $G(r, \theta)$.

Длина ряда (2) и (3) $m = M$ определяется количеством ракурсов наблюдения. В проекте диагностики токамака Т-15МД предполагается применение четырёх коллиматорных камер. Это позволяет восстановить восемь гармоник ряда (2). В качестве таких гармоник были выбраны $m = 0, \cos\theta, \sin\theta, \cos 2\theta, \sin 2\theta, \cos 3\theta, \sin 3\theta, \cos 4\theta$, наиболее характерные для распределений параметров плазмы в центральной зоне плазменного шнура. Максимальная длина ряда (7) $l = L$ определяется количеством хорд наблюдений и при обработке экспериментальных данных выбиралась с учётом согласования (в пределах точности измерений) экспериментальных величин $I(p, \psi)$ и конечных сумм ряда (7). В типичных условиях экспериментов, планируемых на токамаке Т-15МД при заданной погрешности измерений, максимальная величина L достигает 5—10.

Для повышения точности восстановления при томографической обработке используются сглаживание по времени экспериментальных хордовых сигналов интенсивности рентгеновского излучения и сглаживание по времени радиальных гармоник разложения хордовых сигналов в ряд Фурье. В ряде случаев для согласования длин разложения $l = L$ в различных случаях используется интерполяция радиальных зависимостей кубическими сплайнами [52].

Использование метода Кормака является одним из наиболее распространённых методов томографического анализа в экспериментах на токамаках (см. ссылки в работе [44]). Статистический анализ точности реконструкции методом Кормака приведён в работе [52]. Ошибка реконструкции определяется, главным образом, точностью измерений экспериментальных профилей $I(p, \psi)$ и составляет 10—15%.

При наличии достаточного количества томографических реконструкций существует возможность создания обратной свёрточной нейронной сети [53], позволяющей восстанавливать томографические изображения в режиме реального времени. При использовании нейронной сети процедура реконструкции сводится к свёртке вектора сигналов с детекторов с матрицей коэффициентов связей, минуя длительные классические вычисления. В результате время восстановления томографического изображения сокращается на несколько порядков [54].

ТЕСТИРОВАНИЕ CdTe-ДЕТЕКТОРОВ НА РЕНТГЕНОВСКОМ СТЕНДЕ И НА ТОКАМАКЕ T-15МД

Для проверки работоспособности детекторов был оборудован рентгеновский стенд, оснащённый несколькими источниками рентгеновского излучения и системой регистрации данных на базе АЦП NI_PXI-5105. Для безопасного проведения экспериментов источники рентгеновского излучения располагаются в металлическом контейнере. Рентгеновское излучение направляется в коллиматор с расположенным в нём тестируемым детектором (рис. 8).

В качестве источника рентгеновского излучения на стенде используются:

— рентгеновская трубка Oxford Instruments Eclipse IV. Рабочие параметры $I = 10\text{—}50$ мкА, $U = 5\text{—}50$ кВ;

— радиоактивный источник излучения Am^{241} с энергией 60 кэВ.

Для обеспечения оперативной калибровки детекторов при работе в спектрометрическом режиме планируется оборудование низко активного источника излучения ^{241}Am на подвижном диске, располагаемом в непосредственной близости к рентгеновскому коллиматору в горизонтальной камере. (По аналогичной схеме выполнена калибровка спектрометрических детекторов на токамаке WEST [50].)

Поскольку детекторы EURORAD S.A. обладают алюминиевой защитой, в экспериментах по калибровке минимальная энергия была ограничена значением в 20 кэВ. Ток рентгеновской трубки изменялся в пределах от 10 до 50 мкА. Калибровка происходила в два этапа. На первом этапе при постоянном значении тока рентгеновской трубки 50 мкА варьировалось ускоряющее напряжение в пределах от 20 до 50 кВ. На втором этапе при постоянном ускоряющем напряжении 50 кВ варьировался ток рентгеновской трубки в пределах от 10 до 50 мкА, что позволяет изменять поток рентгеновского излучения. Данная методика позволяет учесть зависимость амплитуды сигнала как от энергии падающего излучения, так и от потока такого излучения. Результаты измерений показаны на рис. 9. Серой областью отмечен диапа-



Рис. 8. Фотография стенда рентгеновского излучения для испытания CdTe-детекторов: 1 — детектор; 2 — рентгеновская трубка; 3 — блок питания для усилителя; 4 — усилитель; 5 — модуль управления рентгеновской трубкой; 6 — АЦП (NI PXIe-5105); 7 — монитор

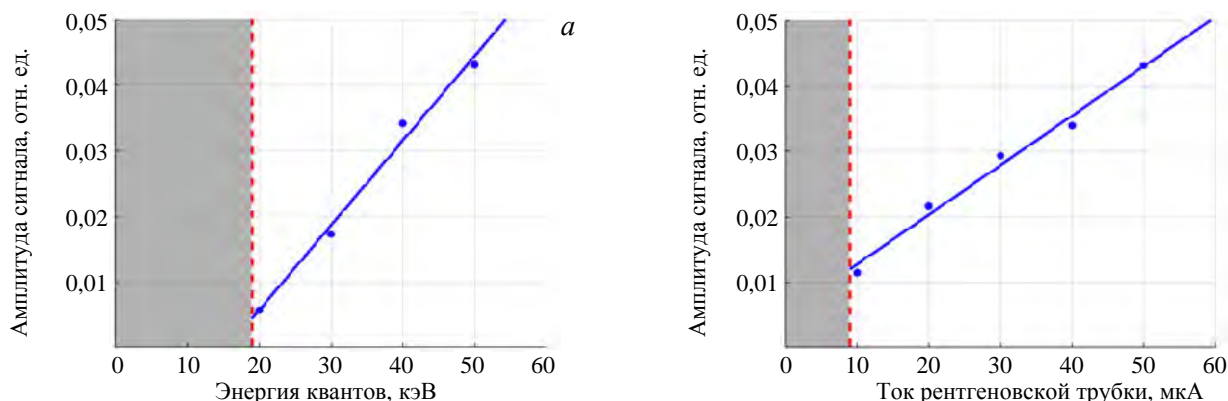


Рис. 9. Зависимость амплитуды сигнала CdTe-детектора EURORAD S.A. от энергии излучения (а) и тока рентгеновской трубки (б)



Рис. 10. Изображение рентгеновской камеры с детекторами CdTe на токамаке Т-15МД

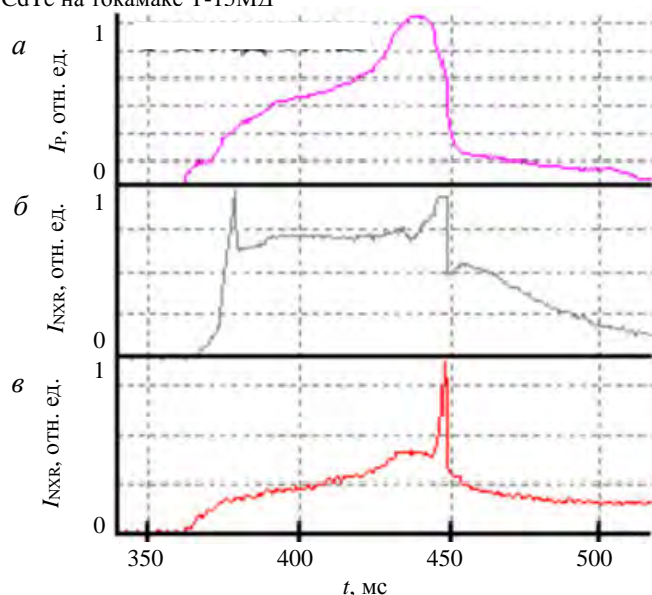


Рис. 11. Временная эволюция параметров плазмы в экспериментах на токамаке Т-15МД: *а* — ток плазмы I_p ; *б* — интенсивность жёсткого рентгеновского излучения I_{NXR} , измеренная с помощью сцинтилляционного NaI(Tl)-детектора [39]; *в* — интенсивность надтеплового рентгеновского излучения I_{NXR} , измеренная с помощью CdTe-детектора

зон, в котором не были получены экспериментальные данные из-за ограничения на минимальный ток трубки и минимальную энергию рентгеновского излучения.

Амплитуда сигнала с детектора EURORAD S.A. зависит как от значения энергии падающего излучения, так и от потока этого излучения. Поэтому для корректной реконструкции томографических изображений необходимо размещение в каждой коллимационной системе как минимум одного детектора, работающего в спектрометрическом режиме.

Для испытания детекторов в условиях экспериментов на токамаке Т-15МД и проверки системы сбора данных была установлена камера-обскура с набором CdTe-детекторов BSI. Изображение рентгеновской камеры-обскуры с CdTe-детекторами на токамаке Т-15МД показано на рис. 10.

Типичные результаты измерений рентгеновского излучения в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД показаны на рис. 11. Инициирование плазменного разряда осуществлялось с помощью СВЧ-волн [55]. Надтепловое рентгеновское излучение I_{NXR} нарастает одновременно с нарастанием тока плазменного разряда. В экспериментах наблюдается также резкое увеличение надтеплового рентгеновского излучения I_{NXR} в момент срыва плазмы ($t \sim 446\text{—}448$ мс на рис. 11).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены процессы, приводящие к развитию ускоренных электронов с надтепловыми энергиями в плазме токамака. Такие электроны играют важную роль в процессах поддержания тока неиндукционными методами (LHCD, ECCD) и в ряде случаев могут приводить к появлению различных неустойчивостей, а также к формированию мощных пучков высокоэнергетичных электронов и последующему повреждению внутрикамерных элементов. Анализ временной и пространственной эволюции ускоренных электронов, а также их энергетического распределения может быть проведён с помощью изучения томографических реконструкций распределения интенсивности надтеплового рентгеновского излучения по поперечному сечению плазменного разряда.

Рассмотрение томографических рентгеновских систем, оборудованных на различных токамаках, показало возможность использования CdTe-детекторов для томографической диагностики надтеплового (30—300 кэВ) рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД. Это позволяет измерять пространственную и временную эволюцию локальных распределений интенсивности рентгеновского излучения и проводить анализ пучков ускоренных электронов. С помощью диагностики планируется исследовать эволюцию надтепловых электронов при неиндукционном поддержании тока ВЧ- и СВЧ-волнами, зарождение пучков ускоренных электронов в центральной зоне плазменного шнура на начальной стадии срыва и альфвеновские электронные моды при мощном дополнительном нагреве плазмы. За счёт большого ко-

личества каналов измерений диагностика может предоставить достоверную информацию для плазмы с круглым и D-образным сечением плазменного шнура.

Проведено тестирование CdTe-детекторов на лабораторном стенде и в предварительных экспериментах на токамаке T-15МД. Анализ показал линейный характер зависимости сигнала CdTe-детекторов от энергии и потока падающего излучения в исследованном диапазоне (20—50 кэВ). В дальнейшем планируется проведение калибровки детекторов в расширенном диапазоне энергий. В ходе предварительных экспериментов на токамаке T-15МД показана возможность использования CdTe-детекторов для регистрации надтеплового рентгеновского излучения.

Авторы выражают благодарность коллективу отдела T-10 и T-15 Курчатовского комплекса термоядерной энергетики и плазменных технологий НИЦ «Курчатовский институт» за стимулирующие обсуждения и помощь в проведении экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Государственного задания в части Приказа № 2123 от 24 июля 2023 г. по НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Von Goeler S. et al.** Angular distribution of the bremsstrahlung emission during lower-hybrid current drive on PLT. — *Nucl. Fusion*, 1985, vol. 25, № 10, p. 1515; doi: 10.2172/5642336.
2. **Alikaev V.V. et al.** Electron cyclotron current drive experiments on T-10. — *Nucl. Fusion*, 1992, vol. 32, № 10, p. 1811—1821; doi: 10.1088/0029-5515/32/10/109.
3. **Coda S. for the TCV Team.** Overview of recent and current research on the TCV tokamak. — *Nucl. Fusion*, 2013, vol. 53, № 10; doi: 10.1088/0029-5515/53/10/104011.
4. **Thomas H.** *Stix, Waves in Plasmas.* — New York: Springer Verlag, 1992.
5. **Аликаев В.В., Разумова К.А., Соколов Ю.А.** Неустойчивость, связанная с пучком убегающих электронов в токамаке ТМ-3. — *Физика плазмы*, 1975, т. 1, вып. 4, с. 546—555.
6. **Hender T.C. et al.** Chapter 3: MHD-stability, operational limits and disruptions. — *Nucl. Fusion*, 2007, vol. 47, № 6; doi: 10.1088/0029-5515/47/6/S03.
7. **Savrukhin P.V.** Generation of suprathermal electrons during magnetic reconnection at the sawtooth crash and disruption instability in the T-10 tokamak. — *Phys. Rev. Lett.*, 2001, vol. 86, № 4; doi: 10.1103/PhysRevLett.86.3036.
8. **Biskamp D.** *Magnetic Reconnection in Plasmas.* — Cambridge: University Press, 2000.
9. **Fisch N.J.** Theory of current drive in plasmas. — *Rev. Mod. Phys.*, 1987, vol. 59, № 1, p. 175—234; doi: 10.1103/revmodphys.59.175.
10. **Zonca F. et al.** Electron fishbones: theory and experimental evidence. — *Nucl. Fusion*, 2007, vol. 47, № 11, p. 1588—1597; doi: 10.1088/0029-5515/47/11/022.
11. **Maeno M. et al.** Mechanism of unipolar arcs in tokamaks. — *Nucl. Fusion*, 1980, vol. 20, № 11, p. 1415—1419; doi: 10.1088/0029-5515/20/11/009.
12. **Саврухин П.В., Шестаков Е.А., Борщеговский А.А., Ермолаева А.И., Какурин А.М., Мальцев С.Г., Павлов Ю.Д., Рыжиков Д.В., Сарычев Д.В., Сергеев Д.С., Сушков А.В., Храменков А.В.** Стабилизация срыва плазмы в токамаке T-10 с использованием СВЧ-нагрева и системы индукционного поддержания тока. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2017, т. 40, вып. 4; doi: 10.21517/0202-3822-2017-40-4-50-62.
13. **Savrukhin P.V.** Nonthermal electrons during sawteeth and disruption instability in tokamaks. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2006, vol. 48, № 11, p. 201—210; doi: 10.1088/0741-3335/48/12B/S19.
14. **Ikeda K.** Progress in the ITER Physics Basis. — *Nucl. Fusion*, 2007, vol. 47, № 6; doi: 10.1088/0029-5515/47/6/E01.
15. **Bernabei S. et al.** Lower-hybrid current drive in the PLT tokamak. — *Phys. Rev. Lett.*, 1982, vol. 49, p. 1255—1258; doi: 10.1103/PhysRevLett.49.1255.
16. **Von Goeler S. et al.** The simulation of hard x-ray images obtained during lower hybrid current drive on the Princeton Beta Experiment Modification. — *Phys. Plasmas*, 1995, vol. 2, p. 205—217; doi: 10.1063/1.871092.
17. **Peysson Y. and Tore Supra Team.** High power lower hybrid current drive experiments in the Tore Supra tokamak. — *Nucl. Fusion*, 2001, vol. 41, № 11, p. 1703—1713; doi: 10.1088/0029-5515/41/11/320.
18. **Li M.H. et al.** Lower hybrid current drive experiments with different launched wave frequencies in the EAST tokamak. — *Phys. Plasmas*, 2016, vol. 23, № 10; doi: 10.1063/1.4965904.
19. **Dyachenko V., Shcherbinin O.N., Gusakov E.Z. et al.** The first lower hybrid current drive experiments in the spherical tokamak Globus-M. — *Nucl. Fusion*, 2015, vol. 55, № 11; doi: 10.1088/0029-5515/55/11/113001.
20. **Zhang Y.P. et al.** Measurements of the fast electron bremsstrahlung during lower hybrid current drive in the HL-2A tokamak. — *AIP Advances*, 2019, vol. 9; doi: 10.1063/1.5110233.
21. **Liptac J. et al.** Hard X-ray diagnostic for lower hybrid experiments on Alcator C-Mod. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2006, vol. 77, № 10; doi: 10.1063/1.2214695.

22. **Esipchuk Yu.V., Kirneva N.A., Martynov A.A., Trukhin V.M.** Electron-cyclotron current-drive experiments in a T-10 tokamak: Suprathermal electron x-ray emission. — *Plasma Phys. Reports*, 1995, vol. 21, № 7, p. 543—549.
23. **Kamleitner J. et al.** Suprathermal electron dynamics and MHD instabilities in a tokamak. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2015, vol. 57; doi: 10.1088/0741-3335/57/10/104009.
24. **Giruzzi G.** Impact of magnetic turbulence on rf current drive. — *Phys. of Fluids B: Plasma Physics*, 1992, vol. 4, p. 1391—1393; doi: 10.1063/1.860097.
25. **Аликаев В.В., Разумова К.А., Соколов Ю.А.** Неустойчивость, связанная с пучком убегающих электронов в токамаке ТМ-3. — *Физика плазмы*, 1975, т. 1, вып. 4, с. 546—555.
26. **Wong K.L. et al.** Snider internal kink instability during off-axis electron cyclotron current drive in the DIII-D tokamak. — *Phys. Rev. Lett.*, 2000, vol. 85, № 5, p. 996—999; doi: 10.1103/PhysRevLett.85.996.
27. **Ding X.T. et al.** Observation of internal kink instability purely driven by suprathermal electrons in the HL-1M tokamak. — *Nucl. Fusion*, 2002, vol. 42, № 5, p. 491—495; doi: 10.1088/0029-5515/42/5/301.
28. **Choi D. et al.** Suprathermal electron driven fishbone instability in the TCV tokamak. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2020, vol. 62; doi: 10.1088/1361-6587/ab5147.
29. **Guimaraes-Filho Z.O. et al.** Electron fishbones in FTU and Tore Supra tokamaks. — *Nucl. Fusion*, 2012, vol. 52, № 9; doi: 10.1088/0029-5515/52/9/094009.
30. **Sugiyama L.E. et al.** Electron fishbones destabilized nonresonantly by lower hybrid current drive. — *Phys. Plasmas*, 2019, vol. 25, № 8; doi: 10.1063/1.5034780.
31. **Yu L.M. et al.** Toroidal Alfvén eigenmode driven by energetic electrons during high-power auxiliary heating on HL-2A. — *Physics of Plasmas*, 2018, vol. 25, № 1; doi: 10.1063/1.5004212.
32. **Fasoli A. et al.** Chapter 5: Physics of energetic ions. — *Nucl. Fusion*, 2007, vol. 47, p. 264—284; doi: 10.1088/0029-5515/47/6/S05.
33. **Savrukhn P.V., Shestakov E.A.** Arc discharges during disruptions in the T-10 tokamak. — *Phys. Plasmas*, 2019, vol. 26, № 9; doi: 10.1063/1.5102112.
34. **Melnikov A.V.** Physical program and diagnostics of the T-15 upgrade tokamak (brief overview). — *Fusion Engineering and Design*, 2015, vol. 96—97, p. 306—310; doi: 10.1016/j.fusengdes.2015.06.080.
35. **Jakubowski L. et al.** Measurements of fast electrons in the TORE-SUPRA tokamak by means of modified Cherenkov-type diamond detector. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2013, vol. 84; doi: 10.1063/1.4776190.
36. **Шевелев А.Е.** Развитие методов гамма-спектроскопии для диагностики убегающих электронов в компактных токамаках. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. — Санкт-Петербург: Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 2019. 158 с.
37. **Kiptily V.G. et al.** — *Nucl. Fusion*, 2002, vol. 42, p. 999.
38. **Gin D.B., Chugunov I.N., Shevelev A.E.** Development of a technique for high-speed g-Ray spectrometry. — *Instruments and Experimental Techniques*, 2008, vol. 51, № 2, p. 240—245; DOI: 10.1134/S0020441208020152.
39. **Шестаков Е.А.** Диагностика надтеплого и жесткого рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД. — В сб.: XX Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы». Сочи, 2023.
40. **Van Loef E.V.D. et al.** High energy resolution scintillator: Ce³⁺ activated LaBr₃. — *Appl. Phys. Lett.*, 2001, vol. 79, № 10, p. 1573—1575; doi: 10.1063/1.1385342.
41. **Шестаков Е.А.** Управление пучками ускоренных электронов и МГД-возмущениями с помощью СВЧ-нагрева и резонансных магнитных полей в плазме токамака Т-10. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. — М.: НИЦ «Курчатовский институт», 2019. 150 с.
42. **Bobrovskij G., Guliaev Yu., Evseev A., Savrukhn P.** Soft X-ray imaging system on T-15 tokamak. — In: *Proc. of Seminar SEV «Diagnostics plasmy na T-15»*. Budapest, 1985, p. 3.
43. **Savrukhn P.V.** Measurements of the nonthermal x-ray emission in T-10 tokamak using CdTe detectors. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2002, vol. 73, № 12; doi: 10.1063/1.1519938.
44. **Саврухин П.В., Шестаков Е.А., Храменков А.В.** Пространственно-временная эволюция ускоренных электронов при развитии неустойчивости срыва в плазме токамака Т-10. — *Физика плазмы*, 2018, т. 44, № 12, с. 951—960; doi: 10.1134/S0367292118120077.
45. **Coda S.** Diagnostic techniques for measuring suprathermal electron dynamics in plasmas. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2008, vol. 79, № 10; doi: 10.1063/1.2966599.
46. **Xi Y. et al.** Measurement 20—200 keV hard x-ray based on CdTe detector in EAST Tokamak. — *Nuclear Techniques*, 2013, vol. 36, № 2.
47. **Chen Z.Y. et al.** Measurement of the non-thermal bremsstrahlung emission between 20 and 7000 keV in the HT-7 Tokamak. — *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Assoc. Equip.*, 2006, p. 558—563; doi: 10.1016/j.nima.2005.12.200.
48. **Yang H.Y. et al.** Vertical fast electron bremsstrahlung diagnostic on J-TEXT tokamak. — *Rev. of Sci. Instrum.*, 2018, vol. 89, № 10; doi: 10.1063/1.5035185.
49. **Kuznetsov V.V. et al.** An x-ray Tomographic System for the TOKAMAK T-11M Facility. — *Instrum. and Exp. Techniques*, 2004, vol. 47, № 2, p. 240—241; doi: 10.1023/B:INET.0000025209.30942.dc.
50. **Barbui T. et al.** Spatial calibration and synthetic diagnostic of a multi-energy hard x-ray camera at WEST tokamak. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2022, vol. 93; doi: 10.1063/5.0101794.
51. **Stefano Del Sordo et al.** Progress in the development of CdTe and CdZnTe semiconductor radiation detectors for astrophysical and medical applications. — *Sensors*, 2009, vol. 9, № 5, p. 3491—3526; doi: 10.3390/s90503491.

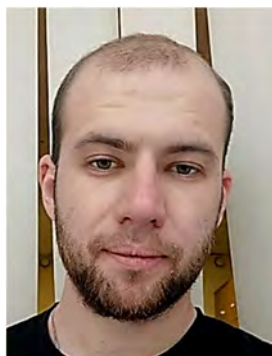
52. Днестровский Ю.Н., Лядина Е.С., Саврухин П.В. Задача пространственно-временной томографии в диагностике плазмы. — Физика плазмы, 1992, т. 18, с. 201—204.
53. Carvalho D.D. et al. Deep neural networks for plasma tomography with applications to JET and COMPASS. — Journal of Instrumentation, 2019, vol. 14, № 9; doi: 10.1088/1748-0221/14/09/C09011.
54. Ferreira Diogo R. et al. Full-pulse tomographic reconstruction with deep neural networks. — Fusion Science and Technology, 2018, vol. 74, p. 47—56; doi: 10.1080/15361055.2017.1390386.
55. Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Горбунов А.В. и др. Статус токамака T-15МД. — В сб.: Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Звенигород, 2023.
56. Paprok R., Krlin L., Stockel J. Observation and Prediction of Runaway Electrons in the COMPASS Tokamak. — In: Week of Doctoral Students 2013 School of Physics WDS'13. Proceedings of Contributed Papers, 2013, Part II, p. 60—66; https://physics.mff.cuni.cz/wds/proc/pdf13/WDS13_209_f2_Paprok.pdf.
57. Jagabandhu Kumar, Santosh P. Pandya, Sharma P.K. Conceptual design of multichannel fast electron bremsstrahlung detection system to study fast electron dynamics during lower hybrid current drive in ADITYA-U tokamak 2023. — Journal of Instrumentation, Год?, vol. 18, P03040; doi 10.1088/1748-0221/18/03/P03040.



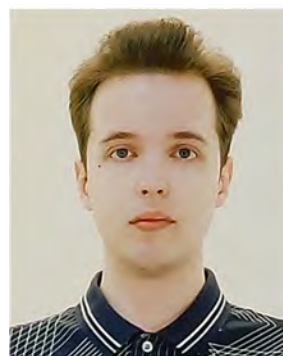
Петр Всеволодович Саврухин, ведущий научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия Savrukhin_PV@nrcki.ru



Евгений Андреевич Шестаков, старший научный сотрудник; 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия Shestakov_EA@nrcki.ru



Павел Дмитриевич Лисовой, лаборант-исследователь; 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия Lisovoy_PD@nrcki.ru



Виктор Игоревич Тепикин, лаборант-исследователь, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия Tepikin_VI@nrcki.ru



Александр Владимирович Храменков, научный сотрудник; 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия Khramenkov_AV@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 9 октября 2023 г.

После доработки 11 октября 2023 г.

Принята к публикации 12 октября 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 4, с. 33—45.

УДК 533.9

PARAMETRIC ANALYSIS OF THE AVERAGE HEAT LOAD ON PLASMA-FACING COMPONENTS IN THE H-MODE TOKAMAK FUSION REACTOR

N.V. Ivanov, A.M. Kakurin

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

Results of calculations of plasma characteristics including mainly the average density of the heat flux from plasma to the plasma facing components in the tokamak fusion reactor under significant variations of the tokamak design parameters are presented. The approach based on the experimental zero-dimensional database which covers data from a number of tokamaks is used for the calculations. The performed parametric analysis includes variations of the plasma major radius, aspect ratio, vertical elongation and triangularity as well as toroidal magnetic field, safety factor, radiation losses and energy confinement.

Key words: tokamak, plasma, fusion power, plasma facing components, heat flux, parametric analysis.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СРЕДНЕЙ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКИ НА ОБРАЩЁННЫЕ К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ ТЕРМОЯДЕРНОГО ТОКАМАКА-РЕАКТОРА В H-РЕЖИМЕ

Н.В. Иванов, А.М. Какурин

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Представлены результаты расчётов характеристик плазмы, включающих, главным образом, усреднённую плотность теплового потока на обращённые к плазме элементы конструкции термоядерного токамака-реактора при значительных вариациях его параметров. Для расчётов используется подход, основанный на нуль-мерной экспериментальной базе данных, которая содержит результаты, полученные на ряде токамаков. Выполненный параметрический анализ включает в себя изменения большого радиуса, аспектного отношения, вертикального удлинения и треугольности плазмы, а также тороидального магнитного поля, коэффициента запаса устойчивости, радиационных потерь и удержания энергии.

Ключевые слова: токамак, плазма, мощность реакции термоядерного синтеза, обращённые к плазме элементы конструкции, поток тепловой энергии, параметрический анализ.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-4-46-51

INTRODUCTION

The minimization of the heat flux to plasma facing components (PFC) in the tokamak reactor and development of means for the PFC protection attract considerable attention in the fusion research [1—3]. This is necessary to achieve a failure-free operation of a commercial fusion power plant (FPP) for a sufficiently long time period. In contrast to an experimental or a demonstration tokamak reactor, a potential increase of the FPP construction cost can be justified by an improvement of the PFC durability and hence by reduction of the FPP operational expenses. In particular, the average density of the heat flux to PFC can be reduced by an increase of the tokamak size and hence by a growth of the integral PFC area under a specified fusion power.

The dependences of plasma characteristics on the tokamak design parameters and operational conditions obtained with a parametric analysis are presented in this paper. The well-known experimental scaling law for the plasma energy confinement time in the H-mode is used for the calculations. The attention is paid to the calculations of the plasma temperature, fusion power and mainly to the average heat flux density to the tokamak plasma facing components. The purpose of this paper is limited to the results of the parametric analysis and do not include a particular choice of the FPP design parameters. The presented results can be used subsequently for this particular choice in addition to FPP specific design tasks and other necessary physical and technical requirements.

APPROACH TO PARAMETRIC ANALYSIS OF THE PLASMA CHARACTERISTICS

We consider steady-state tokamak options differing in basic design parameters. The equation for the plasma thermal equilibrium in the presence of the fusion reaction based on the zero-dimensional approach is used for

the purpose of an elementary evaluation of plasma characteristics. The plasma heating power consists of the power transferred to plasma from the fusion alpha particles and of the auxiliary power supplied to plasma by the current drive system. It is assumed that this integral plasma heating power is equal to the power losses from plasma due to the thermal conductivity and radiation [4, p. S6, 5, p. 9]:

$$(P_{\text{FUS}}/5 + P_{\text{CD}})(1 - f_{\text{RAD}}) = W/\tau_{\text{E}}, \quad (1)$$

where P_{FUS} (MW) is the fusion power, the term $P_{\text{FUS}}/5$ corresponds to the plasma heating power from the alpha-particles, P_{CD} (MW) is the auxiliary heating power supplied to plasma by the current-drive system, f_{RAD} is the fraction of the plasma-heating power lost with radiation, W (MJ) is the thermal energy content of plasma, τ_{E} (s) is the thermal energy confinement time. Here and onward, the units used in the equations (1)—(9) are shown in round brackets. The plasma energy content [6, p. 2144]

$$W = 0.948n_{19}T_{10}\kappa a^2 R \quad (2)$$

depends on the volume-averaged plasma density n_{19} (10^{19} m^{-3}) and temperature T_{10} (10 keV) in the approximation of the electron and ion temperature equality. Here, R (m) and a (m) are the plasma major and minor radii, $\kappa = S_{\text{C}}/\pi a^2$ is the vertical plasma elongation [4, p. S6], S_{C} (m^2) is the area of the plasma poloidal cross-section.

It is well-known that presently the most reliable expression for the energy confinement time in the H-mode depending on several plasma parameters and the plasma heating power is the so-called IPB98(y,2) scaling ([4, p. S6]. This value multiplied by a variable confinement H -factor is used for the τ_{E} calculation:

$$\tau_{\text{E}} = H0.05621I_{\text{p}}^{0.93}B_{\text{T}}^{0.15}n_{19}^{0.41}P^{-0.69}R^{1.97}A^{-0.58}\kappa^{0.78}M^{0.19}, \quad (3)$$

where I_{p} (MA) is the plasma current, B_{T} (T) is the toroidal magnetic field, $P = P_{\text{FUS}}/5 + P_{\text{CD}}$ (MW) is the total plasma heating power, $A = R/a$ is the tokamak aspect ratio and M is the averaged mass number. In the H-mode, the power crossing the plasma boundary after subtracting the radiation losses should exceed the power level necessary for the L-mode to H-mode transition [8]. This condition specifies the τ_{E} top limit according to the equation (3). The condition is fulfilled for all results presented in this paper.

We use the approximation for the fusion power similar to [7, p. 15]:

$$P_{\text{FUS}} = 0.247n_{19}^2T_{10}^2Ra^2\kappa, \text{ at } T_{10} = 0.75\text{—}1.5, \quad (4)$$

$$P_{\text{FUS}} = 0.247n_{19}^2T_{10}^2(1.5/T_{10})^{0.5}Ra^2\kappa, \text{ at } T_{10} = 1.5\text{—}2.2. \quad (5)$$

The auxiliary heating power is quite uncertain because it depends on the used current-drive technique and plasma characteristics. Fortunately, the auxiliary power represents only a small part of the total plasma heating power and consequently the solution of the equation (1) only slightly depends on the P_{CD} under the conditions of interest. Therefore for the purposes of simple estimates, we restrict the P_{CD} calculations by usage of the equation from the reference ([5, p. 9, equation (A.11)], where the plasma effective charge has the order of magnitude corresponding to unity.

The plasma current I_{p} (MA) is calculated in dependence on the tokamak design parameters [6, p. 2169]

$$I_{\text{p}} = \frac{5RB_{\text{T}}}{A^2q_{95}}f, \quad (6)$$

where q_{95} is the safety factor at 95% of the poloidal magnetic flux,

$$f = \frac{1 + \kappa^2(1 + 2\delta^2 - 1.2\delta^3)}{2} \frac{(1.17 - 0.65A^{-1})}{(1 - A^{-2})^2} \quad (7)$$

is the so-called tokamak shaping function, δ is the plasma triangularity. For definiteness, the calculations are fulfilled under the assumption that the plasma density is equal to the Greenwald one [6, p. 2154]:

$$n_{19} = \frac{10 I_p}{\pi a^2}. \quad (8)$$

The normalized beta [9, p. 2254]

$$\beta_N = 8.071 \frac{a n_{19} T_{10}}{B_T I_p} \quad (9)$$

is also calculated in the parametric analysis together with other plasma characteristics since the β_N value relates to the ideal MHD stability limit.

CALCULATION RESULTS

The plasma consisting of deuterium and tritium 50% + 50% mixture is considered for the parametric analysis, the averaged mass number being equal to $M = 2.5$. The calculations are fulfilled for variable input parameters describing tokamak design and plasma characteristics: major radius, aspect ratio, toroidal magnetic field, safety factor, plasma vertical elongation, triangularity, f_{RAD} and H -factor. For simplicity, it is assumed that the integral area of the tokamak PFC coincides with the area of the plasma surface, $S = 4\pi^2 a R \sqrt{\kappa}$. In this paper, we restrict the consideration by the average heat load to the PFC in the fusion power plant and do not consider the heat distribution between different PFC that requires information

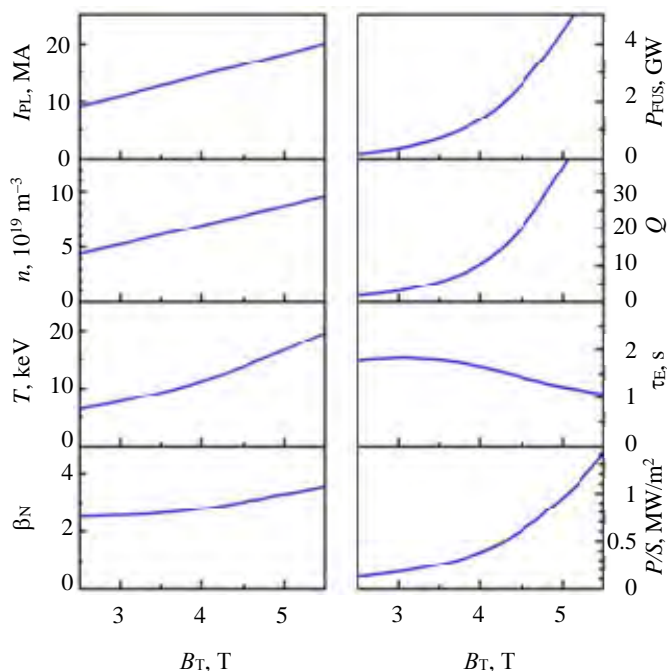


Fig. 1. Dependences on the toroidal magnetic field, B_T , of the plasma current, I_{PL} , density, n , temperature, T , normalized beta, β_N , fusion power, P_{FUS} , fusion power gain, $Q = P_{FUS}/P_{CD}$, energy confinement time, τ_E , and average heat flux density to PFC, P/S

about certain design characteristics which will be available in future, in particular about the design characteristics of the divertor. The values $A = 3.1$, $\kappa = 1.7$, $\delta = 0.33$, $q_{95} = 3$, $f_{RAD} = 0$ and $H = 1$ are used as the basic input parameters for each calculation unless other values are specified. The value of the aspect ratio is used as one of the basic input parameters because it is commonly used in the publications on tokamak-reactors and specifies the value of the plasma minor radius at each definite major radius. The dependences of main plasma characteristics on the toroidal magnetic field calculated for these basic input parameters and $R = 8$ m are presented for an example in Fig. 1. In this figure, one can see that the fusion power and the average heat flux density to PFC increase with the rise of the toroidal magnetic field for fixed values of the basic input parameters and major plasma radius.

Fusion power and average heat flux density to the PFC vs safety factor, tokamak size and magnetic field

The dependences of the two plasma characteristics of interest, namely the fusion power and the average heat flux density to the PFC, on the aspect ratio for several values of the safety factor and for fixed values of

the major radius and toroidal magnetic field are shown in Fig. 2. The dependences of the same two plasma characteristics and of the normalized beta on the major radius and magnetic field for three combinations of the aspect ratio and safety factor are shown with solid and dashed contour lines respectively in Fig. 3. The fusion power and normalized beta increase not only with the rise of the toroidal magnetic field but also with the rise of the major radius and reduction of the aspect ratio and safety factor. In considered conditions, the heat flux density to the PFC decreases with the decrease of the magnetic field, as well as with the rise of the aspect ratio and safety factor. The P/S ratio weakly depends on the major radius at a constant magnetic field because both the plasma heating power and the area of plasma boundary increase with rise of the R value.

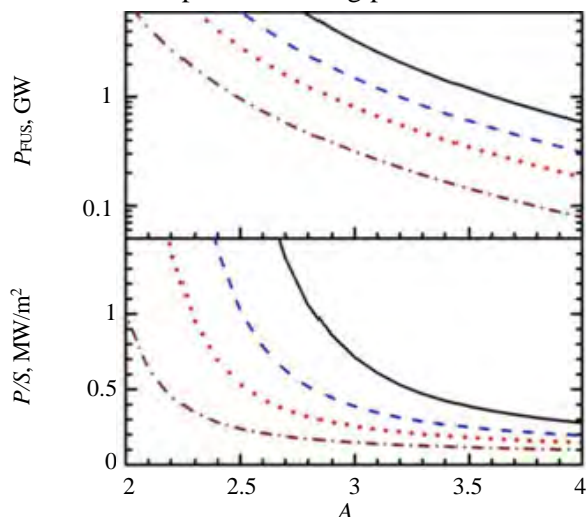


Fig. 2. Dependences of the fusion power, P_{FUS} , and average heat flux density to the PFC, P/S , on the aspect ratio, A , for $R=8$ m, $B_T=4.5$ T and for various values of the safety factor: $q_{95}=3$ (solid curves); $q_{95}=3.5$ (dashed curves); $q_{95}=4$ (dot curves); $q_{95}=5$ (dash-dot curves)

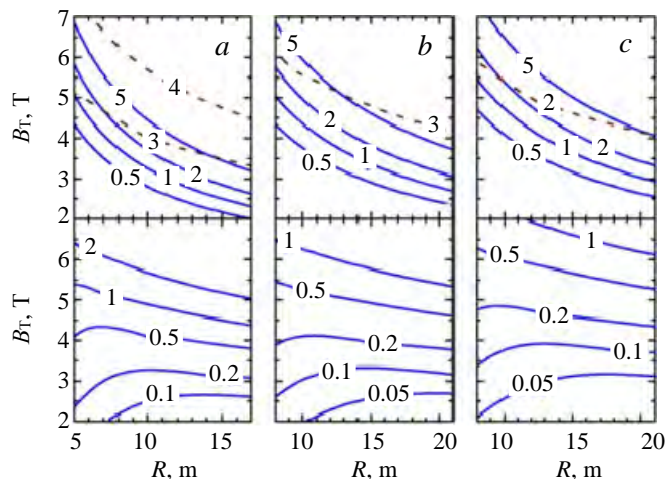


Fig. 3. Contour dependences on the major radius, R , and toroidal magnetic field, B_T : the fusion power, P_{FUS} [GW], (top panels, solid lines); the normalized β_N (top panels, dashed lines); the average heat flux density to the PFC, P/S [MW/m²] (bottom panels, solid lines). The columns correspond to the parameters: a — $A=3.1$, $q_{95}=3$; b — $A=4$, $q_{95}=3$; c — $A=3.1$, $q_{95}=4.5$

Fusion power and average heat flux density to the PFC vs plasma vertical elongation and triangularity

The dependences of P_{FUS} and P/S on the plasma vertical elongation for different values of the plasma triangularity for fixed values of the major radius and toroidal magnetic field are shown in Fig. 4. The dependences of P_{FUS} , P/S and β_N on the major radius and magnetic field for three combinations of the elongation and triangularity are shown in Fig. 5. The fusion power and normalized beta increase with the rise of the plasma vertical elongation and triangularity. The heat flux density to the PFC decreases with the reduction of the plasma elongation and triangularity.

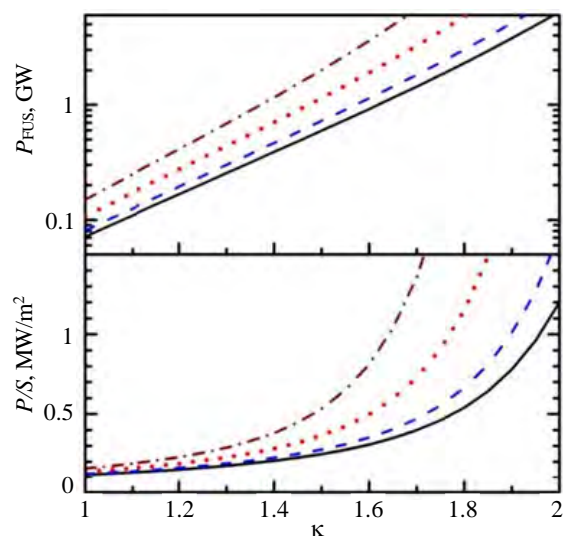


Fig. 4. Dependences of the fusion power, P_{FUS} , and average heat flux density to the PFC, P/S , on the plasma vertical elongation for $R=8$ m, $B_T=4.5$ T and for different values of the triangularity: $\delta=0$ (solid curves); $\delta=0.2$ (dashed curves); $\delta=0.4$ (dot curves); $\delta=0.6$ (dash-dot curves)

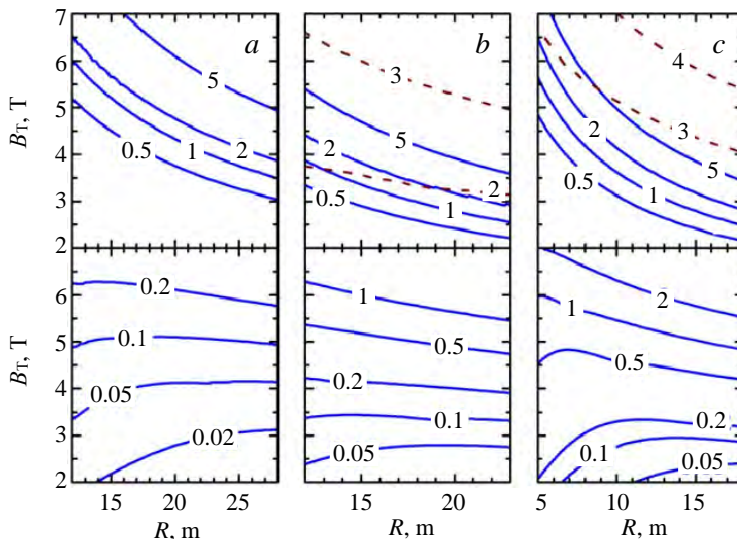


Fig. 5. Contour dependences on the major radius, R , and toroidal magnetic field, B_T : the fusion power, P_{FUS} [GW], (top panels, solid lines); the normalized β_N (top panels, dashed lines); the average heat flux density to the PFC, P/S [MW/m²] (bottom panels, solid lines). The columns correspond to the parameters: a — $\kappa=1$, $\delta=0.33$; b — $\kappa=1.4$, $\delta=0.33$; c — $\kappa=1.7$, $\delta=0$

Effects of radiation losses and H -factor on the fusion power and the PFC heat load

The dependences of P_{FUS} and P/S on the fraction of the plasma-heating power lost with radiation, f_{RAD} , and on the H -factor are presented in Fig. 6 and Fig. 7 respectively. The fusion power and the PFC heat load decrease with the rise of f_{RAD} and go up with the rise of the H -factor.

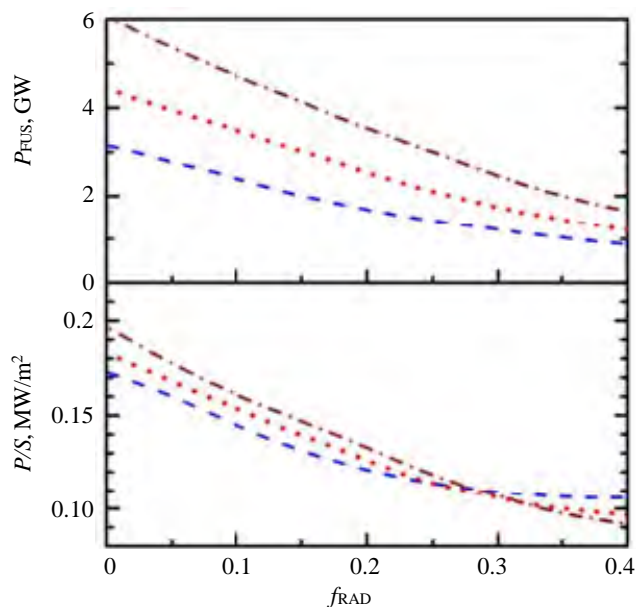


Fig. 6. Dependences of the fusion power, P_{FUS} , and average heat flux density to the PFC, P/S , on the fraction of the plasma-heating power lost with radiation, f_{RAD} , for $B_T = 3$ T and for three values of the major radius: $R = 16$ m (dashed curves), $R = 18$ m (dot curves); $R = 20$ m (dash-dot curves)

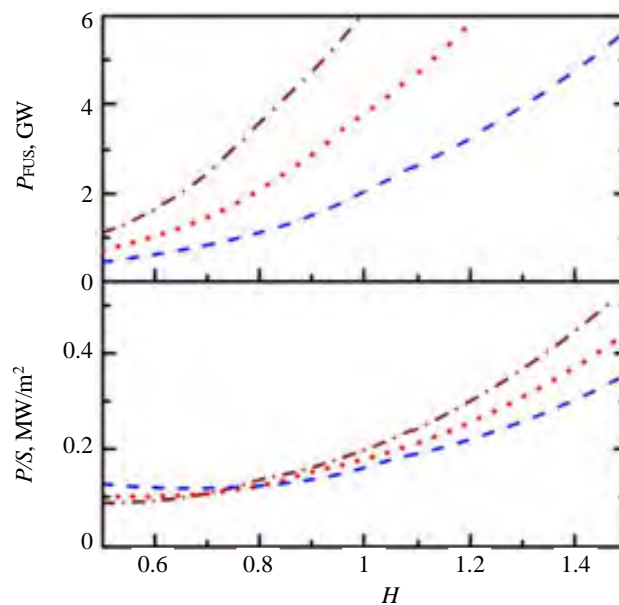


Fig. 7. Dependences of the fusion power, P_{FUS} , and average heat flux density to the PFC, P/S , on the H -factor for $B_T = 3$ T and for three values of the major radius: $R = 14$ m (dashed curves); $R = 17$ m (dot curves); $R = 20$ m (dash-dot curves)

SUMMARY

The dependences of the plasma characteristics on the design parameters and the H-mode operation conditions in the tokamak fusion power plant have been numerically analyzed. The main attention was paid to the average density of the heat flux to plasma facing components. The heat flux density decreases with the choice of larger size tokamak reactor that broadens the total area of the plasma facing components if the plasma heating power is maintained unchanged. The tokamak first wall and hence the integral PFC area increase with a rise of the major radius and vertical elongation as well as with a reduction of the aspect ratio. Herewith, the fusion power and plasma heating power can be limited by reductions of the toroidal magnetic field, the H -factor and plasma triangularity, as well as by some rises of the safety factor and heat losses from plasma with radiation. In the considered conditions, the appropriate choice of these parameters makes it possible to reduce the average heat flux density to plasma facing components by more than an order of magnitude in comparison with the currently recognized approximate limit of the steady state heat load 1—1.5 MW/m² [3, p. 2]. Herewith, the heat flux density reduces in the direction of the P/S values corresponding to the longest discharge durations achieved so far in the experiments [10].

REFERENCES

1. **Loarte A. et al.** Progress in the ITER Physics Basis. Power and particle control. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, S203—S263.
2. **Wenninger R. et al.** The DEMO wall load challenge. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, p. 046002 (11 p.).
3. **Maviglia F. et al.** Integrated design strategy for EU-DEMO first wall protection from plasma transients. — Fusion Engineering and Design, 2022, vol. 177, p. 113067 (20 p.).
4. **Shimada M. et al.** Progress in the ITER Physics Basis. Overview and summary. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, S1—S17.
5. **Zohm H., Träuble F., Biel W., Fable E., Kemp R., Lux H., Siccino M., Wenninger R.** A stepladder approach to a tokamak fusion power plant. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, p. 086002 (9 p.).
6. **ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group Chairs and Co-Chairs and ITER Joint Central Team and Physics Integration Unit.** ITER Physics Basis. Overview and summary. — Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, p. 2137 (38 p.).

7. **Uckan N.A. and ITER Physics Group.** ITER Physics Design Guidelines. — Vienna: International Atomic Energy Agency, 1990, ITER Documentation Series, № 10, p. 44.
8. **Martin Y.R., Takizuka T. and ITPA CDBM H-mode Threshold Database Working Group.** Power requirement for accessing the H-mode in ITER. — J. of Physics: Conference Series, 2008, vol. 123, p. 012033 (11 p.).
9. **ITER Physics Expert Group on Disruptions, Plasma Control, and MHD and ITER Physics Basis Editors.** ITER Physics Basis. MHD stability, operational limits and disruptions. — Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, p. 2251 (139 p.).
10. **Mirnov S.V.** Tokamak evolution and view to future. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, p. 015001 (15 p.).



Николай Владимирович Иванов, заместитель начальника отдела, д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Ivanov_NV@nrcki.ru



Алексей Михайлович Какурин, начальник лаборатории, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Статья поступила в редакцию 10 сентября 2023 г.
После доработки 11 октября 2023 г.
Принята к публикации 12 октября 2023 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 4, с. 46—51.

УДК 533.9.01

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ КОНВЕКТИВНОГО ПЕРЕНОСА ПЛАЗМЕННЫХ ФИЛАМЕНТОВ НА ПЕРИФЕРИИ ТОКАМАКА МИФИСТ-0

*А.А. Степаненко, С.А. Крат**Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

Оценены параметры конвективного переноса плазменных филаментов в пристеночной области малого сферического токамака МИФИСТ-0. Для описания динамики пристеночной плазмы установки использована электромагнитная модель двухжидкостной магнитной гидродинамики. Обсуждаются рабочие параметры установки и их влияние на характеристики турбулентного переноса плазмы. С использованием кода BOUT++ проведено моделирование динамики изолированных филаментов в условиях, отвечающих пристеночной области токамака в различных сценариях разряда. Показано, что, несмотря на компактность установки, на ней возможны реализация и лабораторные исследования как электростатического, так и электромагнитного режимов аномального переноса периферийной плазмы.

Ключевые слова: токамак МИФИСТ-0, пристеночная плазма, турбулентность, плазменные филаменты, параметры переноса, численное моделирование.

ESTIMATION OF FILAMENTARY TRANSPORT PARAMETERS AT THE EDGE OF TOKAMAK MEPHIST-0

*A.A. Stepanenko, S.A. Krat**National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russia*

The parameters of the convective filamentary transport in the edge region of the small spherical tokamak MEPHIST-0 are estimated. To describe dynamics of the installation scrape-off-layer plasma, an electromagnetic two-fluid MHD model was employed. The operational parameters of the tokamak and their impact on the characteristics of turbulent plasma transport are discussed. Using the BOUT++ code, dynamics of isolated filaments were simulated under conditions corresponding to the edge region of the tokamak in various discharge scenarios. It is shown that, despite the compactness of the machine, it may be possible to create and study both electrostatic and electromagnetic regimes of anomalous edge plasma transport in the installation.

Key words: tokamak MEPHIST-0, edge plasma, turbulence, plasma filaments, transport parameters, numerical modeling.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-4-52-61

ВВЕДЕНИЕ

Проблема удержания плазмы в термоядерном реакторе требует для своего успешного решения разработки методов управления турбулентными потоками вещества и энергии на границе установки. Экспериментальные наблюдения на ряде токамаков показывают [1—4], что аномальный перенос плазмы из центральной области разряда на периферию установок является перемежаемым, характеризующимся периодически повторяющимися выбросами плазмы в форме тонких токовых филаментов, получивших в литературе название «блотов» (англ. blobs) [5]. Блобы являются когерентными структурами, плазменными образованиями, имеющими форму тонких токовых нитей, сильно вытянутых вдоль направления силовых линий магнитного поля [6—8]. В продольном направлении филаменты могут иметь в длину единицы и десятки метров в зависимости от размеров и параметров магнитного поля установки, тогда как в поперечном направлении характерный размер бловов составляет лишь несколько сантиметров. Плазма филаментов горячее и плотнее, чем окружающая их среда. Основной механизм переноса филаментов связан с поляризацией плазмы в неоднородном магнитном поле, приводящей к конвективному переносу плазмы поперёк силовых линий магнитного поля [5]. Экспериментальные наблюдения показывают, что перенос плазмы филаментами может давать вклад до 50% от общих потоков частиц и тепла на периферии токамаков, делая анализ их движения инструментом для прогнозирования параметров тепловых нагрузок на стенки установки.

Режимы переноса филаментов и их зависимости от параметров магнитного поля и пристеночной плазмы токамаков исследовались в большом числе как экспериментальных, так и теоретических работ [1—20]. Среди ведущих физических механизмов, ответственных за перенос филаментов, выделяют ме-

ханизмы центробежного и градиентного дрейфов заряженных частиц пристеночной плазмы, приводящие к возникновению поперечных токов внутри блоков, и их замыкание ионным поляризационным током, а также токами, текущими вдоль силовых линий магнитного поля [5]. Эти механизмы являются основными при описании переноса филаментов в электростатическом приближении. В то же время в достаточно горячей плазме захват магнитных силовых линий плазмой приводит к возбуждению в ней альфвеновских волн [21]. При этом в плотной плазме, в которой $\beta = 8\pi r/B^2 > m_e/m_i$, важным становится также магнитный флаттер, оказывающий влияние на характер переноса филаментов и устойчивость их движения [17—20].

В НИЯУ МИФИ недавно был введён в строй малый сферический токамак МИФИСТ-0 [22, 23] — учебно-демонстрационная установка, позволяющая проводить эксперименты с высокотемпературной плазмой. Хотя в настоящее время имеется некоторое число работ, посвящённых определению параметров работы установки и отдельных её узлов [24—29], вопросы, связанные с характером развития турбулентности пристеночной плазмы установки и ведущих механизмов, определяющих аномальный транспорт плазмы, остаются во многом открытыми. Конфигурация установки, несмотря на её компактный размер, позволяет перестраивать плазму в широком диапазоне магнитных полей и мощностей разряда, что открывает потенциальную возможность изучения как электростатических, так и электромагнитных режимов турбулентного переноса пристеночной плазмы установки. В статье представлены результаты оценок параметров конвективного переноса филаментов в различных режимах работы токамака, основные параметры МИФИСТ-0, модель переноса пристеночной плазмы токамака, аналитические оценки параметров переноса филаментов на периферии установки и результаты численного моделирования переноса блоков в токамаке, сформулированы выводы.

РАБОЧИЕ ПАРАМЕТРЫ ТОКАМАКА МИФИСТ-0

Токамак МИФИСТ-0 — учебно-демонстрационный малый сферический токамак, главными научными задачами которого являются отработка технологий взаимодействия плазмы со стенками обращённых к плазме элементов вакуумной камеры и отработка новых методик диагностики плазмы [22, 23]. Схема токамака и равновесная магнитная конфигурация установки в одном из сценариев разряда показаны на рис. 1. Основные параметры токамака [22—24]: большой и малый радиусы установки

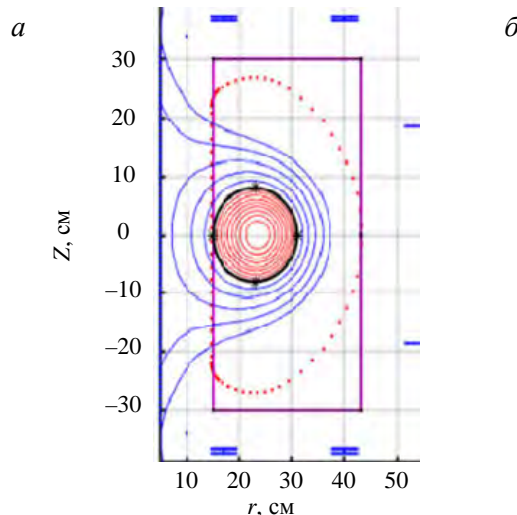
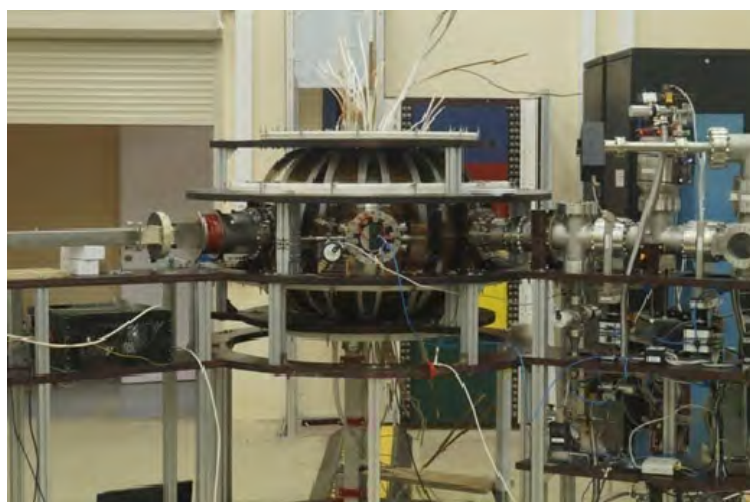


Рис. 1. Внешний вид токамака МИФИСТ-0 (а) и равновесная магнитная конфигурация токамака МИФИСТ-0 в одном из сценариев разряда [25] (б)

$R = 0,25$ м, $a = 0,13$ м, величина тороидального магнитного поля на оси установки $B_t = 0,5$ Тл, ток в плазме $I_p = 100—400$ кА, аспектное соотношение $A = 1,9$, вытянутость плазмы $k = 2$, треугольность плазмы $\delta^* = 0,3—0,5$. Проектные параметры плазмы на границе плазменного шнура: плотность плазмы $n_e = 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, температура ионов и электронов $T_i \sim T_e \sim 20$ эВ.

Анализ устойчивых режимов работы установки показывает, что предельному значению коэффициента запаса устойчивости на границе плазменного шнура $q_a = 2$ соответствует ток в плазме $I_p \approx 400$ кА.

При анализе переноса плазмы будут приняты следующие параметры токамака: $B_t = 0,5$ Тл, $I_p = 100, 300$ кА (значение тока $I_p \approx 400$ кА не рассматривалось, поскольку отвечает граничным условиям устойчивости разряда), $\kappa = 2$, $\delta^* = 0,5$. Отвечающие значениям $I_p = 300$ и 100 кА величины индукции полоидального магнитного поля составляли $0,0325$ и $0,0975$ Тл соответственно (при получении этих значений были использованы соотношения $q_a = (a/R)(B_t/B_p)$ и $q_a(I_p \approx 400 \text{ кА}) = q_a^{\max} = 2$). Радиус кривизны силовых линий магнитного поля принимался равным $R_c = 0,25$ м. Исходя из приведённых соотношений, длина соединения магнитных силовых линий (расстояние между точками пересечения магнитных силовых линий стенками установки) составляла $L = 2\pi q_a R_c = 4,2, 12,6$ м для значений полоидального магнитного поля $B_p = 0,0975, 0,0325$ Тл соответственно. Коэффициент запаса устойчивости на периферии плазменного шнура принимал значения $q_a = 2,67$ и 8 при величине тока в плазме $I_p = 300$ и 100 кА.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ

Перенос плазмы на периферии токамака будет описываться в рамках электромагнитной магнито-гидродинамической модели, включающей эволюционные уравнения для плотности частиц плазмы n , завихренности ϖ , температуры ионов T_i и электронов T_e , продольной (вдоль силовых линий магнитного поля) скорости ионов $V_{i\parallel}$ и векторного потенциала A_{\parallel} (обобщённый закон Ома) [30]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + (\mathbf{V}_E + V_{i\parallel} \mathbf{b}_0) \nabla n = \frac{2c}{eB} \mathbf{b}_0 \times \kappa \nabla p_e + \frac{1}{e} \nabla_{\parallel} j_{\parallel} - n \nabla_{\parallel} V_{i\parallel}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varpi}{\partial t} + (\mathbf{V}_E + V_{i\parallel} \mathbf{b}_0) \nabla \varpi = 2\omega_{ci} \mathbf{b}_0 \times \kappa \nabla (p_e + p_i) + \frac{4\pi n e V_A^2}{c^2} \nabla_{\parallel} j_{\parallel} + \mu_{ii} \nabla_{\perp}^2 \varpi; \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + (\mathbf{V}_E + V_{e\parallel} \mathbf{b}_0) \nabla T_e = \frac{4}{3} \frac{c T_e}{n e B} \mathbf{b}_0 \times \kappa \left(\nabla p_e + \frac{5}{2} n \nabla T_e \right) + \frac{2}{3n} \nabla_{\parallel} (\kappa_{e\parallel}^c \partial_{\parallel} T_e) - \frac{2}{3} T_e \nabla_{\parallel} V_{e\parallel} + 0,71 \frac{2T_e}{3ne} \nabla_{\parallel} j_{\parallel}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} + (\mathbf{V}_E + V_{i\parallel} \mathbf{b}_0) \nabla T_i = \frac{4}{3} \frac{c T_i}{n e B} \mathbf{b}_0 \times \kappa \left(\nabla p_e - \frac{5}{2} n \nabla T_i \right) + \frac{2}{3n} \nabla_{\parallel} (\kappa_{i\parallel}^c \partial_{\parallel} T_i) - \frac{2T_i}{3n} \left(n \nabla_{\parallel} V_{i\parallel} - \frac{1}{e} \nabla_{\parallel} j_{\parallel} \right); \quad (4)$$

$$\frac{\partial V_{i\parallel}}{\partial t} + (\mathbf{V}_E + V_{i\parallel} \mathbf{b}_0) \nabla V_{i\parallel} = - \frac{\nabla (p_e + p_i)}{n m_i} - v_{in} V_{i\parallel} + \frac{4}{3} \frac{\eta_i}{n m_i} \partial_{\parallel}^2 V_{i\parallel}; \quad (5)$$

$$- \frac{1}{c} \left(\frac{\partial A_{\parallel}}{\partial t} + \mathbf{V}_E \nabla A_{\parallel} \right) = \partial_{\parallel}^0 \varphi - \frac{1}{ne} \left[\partial_{\parallel} p_e + 0,71 n \partial_{\parallel} \frac{T_e}{e} \right] + \frac{j_{\parallel}}{\sigma} + \frac{4}{3} \frac{\eta_e}{ne} \partial_{\parallel}^2 V_{e\parallel}, \quad (6)$$

где $\varpi = en \nabla_{\perp}^2 \varphi + \nabla_{\perp}^2 p_i$ — завихренность плазмы в приближении Буссинеска; φ — электростатический потенциал; $p_{\alpha} = n T_{\alpha}$ — парциальное давление частиц сорта α ($\alpha = e, i$); e — элементарный электрический заряд; c — скорость света; $\mathbf{V}_E = (c/B) \mathbf{E} \times \mathbf{b}_0 \equiv (c/B) \mathbf{b}_0 \times \nabla \varphi$ — скорость конвекции плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях; \mathbf{b}_0 — единичный вектор вдоль направления силовых линий невозмущённого магнитного поля \mathbf{B}_0 ; B_0 — величина индукции невозмущённого магнитного поля; $\kappa = \mathbf{b}_0 \nabla \mathbf{b}_0 \propto 1/R_c$ и R_c — вектор и радиус кривизны силовых линий магнитного поля соответственно; j_{\parallel} — продольный электрический ток; $V_{i\parallel}$ и $V_{e\parallel} = V_{i\parallel} - j_{\parallel}/(en)$ — продольные скорости ионов и электронов; m_i и $\omega_{ci} = eB_0/(m_i c)$ — масса и циклотронная частота иона соответственно; $V_A = B_0/\sqrt{4\pi n m_i}$ — альфвеновская скорость; $\sigma = 1,96 n e^2 \tau_e/m_e$ — электропроводность плазмы; $\kappa_{e\parallel}^c = 3,16 n T_e \tau_e/m_e$ — теплопроводность ионов и электронов соответственно; $\tau_i = (3m_i^{1/2} T_i^{3/2})/(4\sqrt{\pi} n e^4 \ln \Lambda_{ii})$ и $\tau_e = (3m_e^{1/2} T_e^{3/2})/(4\sqrt{2\pi} n e^4 \ln \Lambda_{ei})$ — характерное время ион-ионных и электрон-ионных столкновений; $\ln \Lambda_{ei} = \ln \Lambda_{ii} = 10$ — кулоновский логарифм; m_e — масса электрона; $\mu_{ii} = 0,3 \rho_s^2/\tau_i$ — эффективная поперечная «вязкость» для завихренности ϖ ; $\rho_s = C_s/\omega_{ci}$ — ионный гирорадиус; $C_s = \sqrt{(T_e + T_i)/m_i}$ — скорость звука ионов; $\eta_e = 0,73 p_e \tau_e$ и $\eta_i = 0,96 p_i \tau_i$ — электронный и ионный коэффициенты вязкости соответствен-

но; v_{in} — частота столкновений ионов и нейтралов стационарного фона. Производная $\partial_{\parallel} = \mathbf{b}\nabla = (\mathbf{b}_0 + \tilde{\mathbf{b}})\nabla = \partial_{\parallel}^0 + \tilde{\partial}_{\parallel}$ берётся вдоль силовых линий магнитного поля и учитывает как невозмущённый (связанный с вектором \mathbf{b}_0), так и возмущённый (связанный с магнитным флаттером $\tilde{\mathbf{b}} = (\nabla A_{\parallel} \times \mathbf{b}_0)/B_0$) компонент; $\nabla_{\parallel} f = B\partial_{\parallel}(f/B)$ — оператор продольной дивергенции; $\nabla_{\perp} = \nabla - \mathbf{b}_0\partial_{\parallel}$ — оператор поперечного градиента.

Ток j_{\parallel} находится с использованием закона Ампера в низкочастотном пределе (токи смещения не учитываются в силу их малости):

$$j_{\parallel} = -\frac{c}{4\pi} \nabla_{\perp}^2 A_{\parallel}. \quad (7)$$

Уравнения (3)—(9) решаются в квазибаллонной системе координат. Ось x направлена перпендикулярно магнитным поверхностям. Ось y ориентирована вдоль силовых линий магнитного поля. Ось z направлена в тороидальном направлении. Геометрия задачи является упрощённой: метрические коэффициенты, описывающие конфигурацию магнитного поля установки, а также вектор кривизны силовых линий магнитного поля считаются постоянными в рассматриваемой области движения плазмы. Схематично используемая система координат показана на рис. 2. Начало координат располагается в центре области расчётов динамики плазмы. В продольном направлении область расчётов имеет протяжённость L . Вдоль осей x и z размеры области расчётов равны Δ_x и Δ_z соответственно.

В используемой системе координат замыкание уравнений модели (1)—(7) производится при помощи следующих граничных условий:

— в направлении вдоль оси x используются граничные условия Неймана $\partial_x f|_{x=\pm\Delta_x/2} = 0$;

— вдоль оси z используются периодические граничные условия $f(z = -\Delta_z/2) = f(z = \Delta_z/2)$;

— в направлении вдоль невозмущённых силовых линий магнитного поля (ось y), используются следующие граничные условия:

для плотности n и завихренности ω , а также температур ионов T_i и электронов T_e — граничные условия Неймана $\partial_{\parallel}^0 f|_{y=\pm L/2} = 0$;

для величин, содержащих производные вдоль возмущённых линий магнитного поля, используются граничные условия Дирихле $\tilde{\partial}_{\parallel}^{(n)} f|_{y=\pm L/2} = 0$;

для продольных компонент скорости ионов $V_{i\parallel}$ и электронов $V_{e\parallel}$, а также продольного тока j_{\parallel} приняты граничные условия дебаевского слоя ($\varphi_f = 3T_e/e$ — плавающий потенциал):

$$\begin{aligned} V_{i\parallel}|_{y=\pm L/2} &= C_s; \\ V_{e\parallel}|_{y=\pm L/2} &= C_s \exp\left[e(\varphi_f - \varphi)/T_e\right]; \\ j_{\parallel} &= neC_s \left\{1 - \exp\left[e(\varphi_f - \varphi)/T_e\right]\right\}; \end{aligned} \quad (8)$$

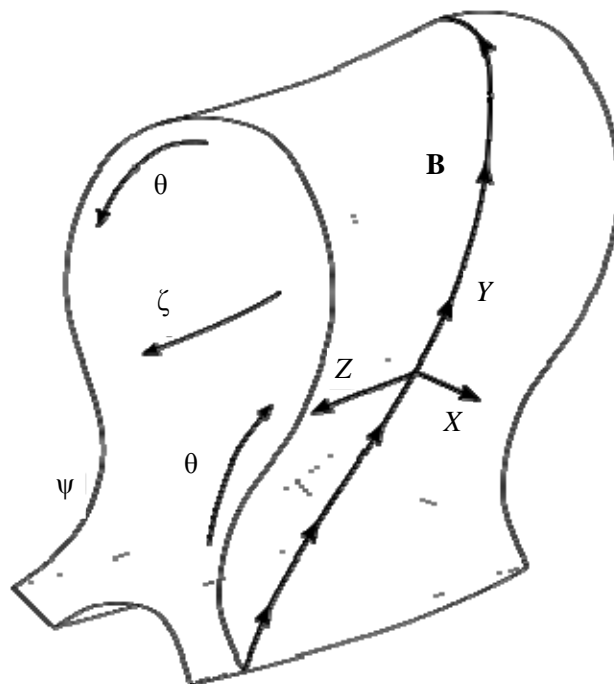


Рис. 2. Схематическое изображение квазибаллонной системы координат, используемой в работе: ψ — индекс магнитной поверхности, полоидальный магнитный поток; ζ — тороидальный угол; θ — полоидальный угол

для потенциала плазмы используются условия непрерывности тока и отражения альфвеновских волн на границе плазмы с идеально проводящей стенкой [31]

$$\left[\partial_{\parallel}^0 \varphi + \frac{neC_s}{\sigma} \left\{ 1 - \exp \left[e(\varphi_f - \varphi)/T_e \right] \right\} + \frac{1}{c} \mathbf{V}_E \nabla A_{\parallel} + \frac{4}{3} \frac{n_e}{ne} \partial_{\parallel}^2 V_{e\parallel} \right]_{y=\pm L/2} = 0. \quad (9)$$

РАСЧЁТ ПЕРЕНОСА ФИЛАМЕНТОВ

Аналитические оценки параметров переноса плазменных филаментов. Прежде чем переходить к результатам расчёта динамики отдельных плазменных филаментов на периферии токамака, получим ряд оценок параметров, характеризующих перенос плазмы.

Обобщённый закон Ома (6) содержит вклад как от электростатических, так и от электромагнитных электрических полей. Относительная важность вклада каждого из них может быть оценена на основе параметра T_e^* — эффективной температуры электронов плазмы, при которой плазма филаментов эффективно захватывает магнитный поток, а вихревые электрические поля имеют напряжённость, сравнимую с напряжённостью электростатического поля [16] (σ_0 — значение независимой от температуры электронов части электропроводности плазмы):

$$T_e^* = \left[\frac{c^2 \omega_{ci}^{6/5} m_i^{11/10} \left(\frac{16R_c^4}{L^3} \right)^{1/5}}{8\pi\sigma_0} \right]. \quad (10)$$

Для параметров токамака МИФИСТ-0 $R_c = 0,25$ м, $L = 4,2, 12,6$ м, $B_0 = 0,5$ Тл, считая, что $T_i = 0$ (приближение холодных ионов), получаем $T_e^* \approx 7$ эВ для разряда с $I_p = 300$ кА и $T_e^* \approx 5,5$ эВ при токе в плазме $I_p = 100$ кА. Уменьшение плотности плазмы с $n = 10^{13}$ см⁻³ до $n = 10^{11}$ см⁻³ приводит к увеличению T_e^* не более чем на 5—7%. Оба полученных значения T_e^* являются пограничными для установки: реальная температура электронов может отличаться от полученных значений T_e^* как в большую (проектную), так и в меньшую сторону. Поэтому на периферии токамака могут быть потенциально реализованы условия как для электростатического, так и для электромагнитного транспорта флуктуаций пристеночной плазмы.

Другим параметром, характеризующим электромагнитный перенос плазмы, является величина отношения газокINETического давления среды к давлению магнитного поля $\beta = 8\pi(p_e + p_i)/B^2$. В пределе $\beta(m_i/m_e) > 1$ (точнее $\beta(L/\delta) > 1$) при описании переноса плазмы становятся важны эффекты, связанные с искривлением силовых линий магнитного поля (магнитный флаттер) [32]. Для параметров установки $R_c = 0,25$ м, $L = 4,2, 12,6$ м, $B_0 = 0,5$ Тл, $n = 10^{13}$ см⁻³, $T_e = T_i = 5$ эВ при оценке поперечного радиуса филамента $\delta = 1$ см имеем $\beta(L/\delta) = 0,18$ при длине филамента $L = 4,2$ м и $\beta(L/\delta) = 0,54$ при $L = 12,6$ м. При увеличении температуры ионов и электронов на периферии плазменного шнура до проектных значений $T_e = T_i = 20$ эВ значения $\beta(L/\delta)$ увеличатся до 0,72 ($L = 4,2$ м) и 2,16 ($L = 12,6$ м). При уменьшении плотности плазмы в пределах одного порядка величины параметр $\beta(L/\delta)$ уменьшится до значения $\sim 0,1$. Таким образом, найденные значения параметра β также являются пограничными при определении режима переноса пристеночной плазмы токамака. При изменении плотности и температуры плазмы на границе плазменного шнура в границах рабочих режимов токамака возможна реализация условий, при которых магнитный флаттер может оказывать заметное влияние на динамику пристеночной турбулентности.

Для оценки скорости движения филаментов на границе плазменного шнура используем оценочные соотношения для потенциала, который устанавливается внутри филамента в электростатическом и идеальном электромагнитном пределах [17, 33] (далее будет использовано уравнение (16) из работы [16], объединяющее вместе два предела):

$$1 = \frac{\Phi^2}{\Delta^3} + \Delta\Phi \quad (\text{ЭС});$$

$$1 = \frac{\Phi^2}{\Delta^3} + \frac{C_0}{\Delta}\Phi \quad (\text{ИЭМ}).$$
(11)

Здесь ЭС/ИЭМ — электростатическое/идеальное электромагнитное приближение $C_0 = (V_A/C_s)(\rho_s/\delta_*)^2$, а величина $\delta_* = \rho_s \left[L^2 / (2R_c \rho_s) \right]^{1/5}$ определяет критический эффективный поперечный размер филамента, при котором ионный поляризационный и продольный токи в плазме филамента балансируют друг друга при замыкании поперечного тока поляризации блока в неоднородном магнитном поле. Параметры $\Phi = \varphi/\varphi_*$, $\Delta = \delta/\delta_*$ — безразмерные потенциал и поперечный радиус блока, где $e\varphi_*/T_e = (2\rho_s L^3 / R_c^4)^{1/5}$.

Уравнения (11) позволяют оценить скорость движения филаментов V_b как $V_b = V_*(\Phi/\Delta)$, где $V_* = c_s \rho_s (e\varphi_*/T_e) / \delta_*$. Для параметров токамака (принимая $T_e = T_i = 5$ эВ) имеем $\delta_* = 0,57$ см, $e\varphi_*/T_e = 2,68$, $V_* = 9,37$ км/с при $L = 4,2$ м, $\delta_* = 0,89$ см, $e\varphi_*/T_e = 5,18$, $V_* = 11,67$ км/с при $L = 12,6$ м. При фиксированном значении безразмерного радиуса филамента $\Delta = 2$ решение уравнений (11) даёт следующие характерные значения скорости переноса плазмы в установке: $V_b \approx 2,3$ (2,8) км/с при $L = 4,2$ (12,6) м в электростатическом приближении и $V_b \approx 2,3$ (6,1) км/с при $L = 4,2$ (12,6) м в идеальном электромагнитном приближении. Для проектных значений температуры ионов и электронов на периферии плазменного шнура установки $T_e = T_i = 20$ эВ оценочные значения скоростей переноса филаментов составляют $V_b \approx 6,0$ (7,5) км/с / 8,7 (21,3) км/с в электростатическом/идеальном приближении при $L = 4,2$ (12,6) м. Таким образом, в случае высоких значений тока в плазме $I_p = 300$ кА величины скоростей переноса филаментов будут близки друг к другу в электростатическом и электромагнитном пределах, тогда как при $I_p = 100$ кА можно ожидать более существенного (до трёх раз) расхождения между скоростями радиального переноса плазмы на периферии установки в двух пределах.

Из полученных соотношений видно, что параметры турбулентного перемежаемого переноса в электростатическом и электромагнитном режимах могут заметно отличаться друг от друга и, с учётом возможности перестроения магнитной конфигурации установки, могут быть потенциально реализованы на токамаке.

Параметры расчётов переноса филаментов. Для моделирования переноса плазменных филаментов на периферии токамака был использован численный код, реализованный с использованием библиотеки BOU++ [34, 35]. Плотность фоновой плазмы принималась равной $n_0 = 1 \cdot 10^{19}$ м⁻³. Температура электронов и ионов в области расчёта задавалась из условия их равенства значениям на сепаратрисе установки $T_e = T_i = 20$ эВ [24]. При этом наряду со сценариями разряда с высокой температурой пристеночной плазмы рассматривался также режим с относительно небольшим значением температуры ионов и электронов на границе плазменного шнура $T_e = T_i = 5$ эВ.

Для оценки потоков частиц и тепла, переносимых блобами, последние определялись в начальный момент времени в форме цилиндрически симметричных структур, профили плотности и температуры в которых заданы соотношениями

$$n(\mathbf{r}, 0) = n_0 [1 + 2P(x, z)];$$

$$T_e(\mathbf{r}, 0) = T_{e0} [1 + 0,5P(x, z)];$$

$$T_i(\mathbf{r}, 0) = T_{i0} [1 + 0,5P(x, z)],$$
(12)

где функция профиля P определялась как $P(x, z) = \exp \left[-(x - x_0)^2 / \delta_x^2 - z^2 / \delta_z^2 \right]$, $x_0 = -0,25\Delta$. Размеры филамента δ_x , δ_z были равны $\delta_x/\delta_* = \delta_z/\delta_* = 2$. Приведённый радиус филамента при этом $\Delta = 2 > 1$, что соответствует картине преимущественного выброса филаментов с поперечными размерами ≥ 1 см, экспериментально наблюдаемой на многих установках [6—8]. В этом пределе основным механизмом фор-

мирования потенциала плазмы является замыкание токов поляризации плазмы в неоднородном магнитном поле токами вдоль силовых линий магнитного поля. Линейные размеры области движения филаментов подбирались так, чтобы $\delta_x/\Delta_x = \delta_z/\Delta_z = 0,1$. В сценариях с $I_p = 100$ кА — масштаб $\delta_* = 0,9$ (1,5) см; $I_p = 300$ кА — $\delta_* = 0,6$ (1,0) см при температуре плазмы 5 (20) эВ. Все остальные меняющиеся во времени параметры плазмы (продольный ток $j_{||}$, скалярный ϕ и векторный $A_{||}$ потенциалы, завихренность ω , продольные скорости ионов $V_{i||}$ и электронов $V_{e||}$) рассчитывались согласованно с переносом плазмы.

Производные от приведённых параметров, описывающие характерные режимы движения филамента, при температуре пристеночной плазмы 5 эВ равны: параметр $\beta = 4,4 \times 10^{-4}$, его нормированные значения $\beta_n = \beta(m_i/m_e) = 0,6$ (в определении динамики плазмы важны электромагнитные эффекты), $\hat{\beta} = \beta(L/\delta) = 0,3$ для случая с минимальным током в плазме $I_p = 100$ кА. Продольное и поперечное числа Кнудсена $Kn_{||} \leq 0,16$ (верхняя оценка для случая с $I_p = 300$ кА при $T_e = T_i = 20$ эВ) и $Kn_{\perp} \leq 0,18$.

Для интегрирования уравнений по времени использовалась схема Гира (схема дифференцирования назад — Backward Differentiation Formula) алгоритма CVODE из пакета SUNDIALS [36]. Пространственные производные были дискретизованы при помощи центрально-разностной схемы четвёртого порядка для производных по x и z . Вдоль y дифференцирование выполнялось при помощи центрально-разностной схемы второго порядка. Производные по потоку находились при помощи схемы WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) третьего порядка. Расчётные сетки для моделирования имели разрешение по осям x, y, z , равное $N_x \times N_y \times N_z = 260 \times 32 \times 256$ соответственно.

В качестве основного количественного параметра, характеризующего перенос филаментов, бралась скорость их поперечного движения V_x , которая определялась на основе соотношения $V_x = \partial_t [\iint x(n - n_0) dx dz / \iint (n - n_0) dx dz]$.

Результаты расчёта параметров переноса плазменных филаментов. На рис. 3 показаны результаты расчёта движения филамента в случае холодной пристеночной плазмы $T_e = T_i = 5$ эВ при токе разряда $I_p = 100$ кА. Видно, что картина движения филамента сопровождается искривлением его формы, связанным с эффективным возбуждением в плазме альфвеновских волн, что характерно для электромагнитного режима переноса пристеночной плазмы.

На рис. 4 показано поперечное движение филамента также в случае холодной пристеночной плазмы, однако в сценарии разряда с высоким значением плазменного тока $I_p = 300$ кА. Картина движения плазмы блоба в этом случае оказывается отлична от показанной на рис. 3. Начальное искривление филамента, связанное с возбуждением альфвеновских волн в начале ускорения филамента, на временах меньше скин-слоя времени плазмы впоследствии сменяется когерентным режимом движения филамента, характерным для электростатического режима движения плазмы.

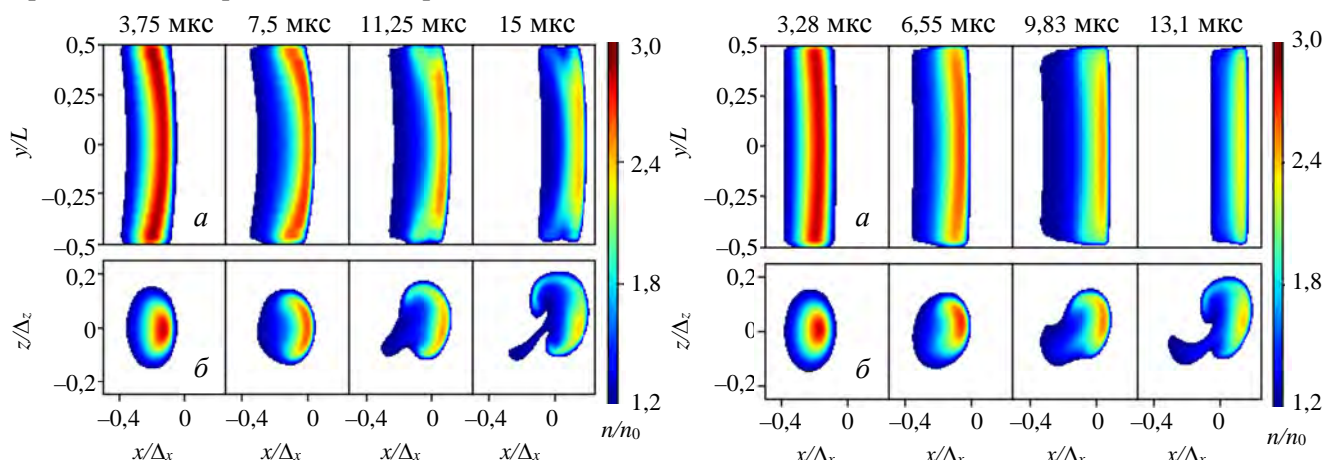


Рис. 3. Динамика плазмы филамента в случае с $T_e = T_i = 5$ эВ, $I_p = 100$ кА: сечение расчётной области плоскостью $z = 0$ (а), сечение блоба плоскостью $y = 0$ (б)

Рис. 4. То же, что на рис. 3, при $T_e = T_i = 5$ эВ, $I_p = 300$ кА

Зависимости радиальной скорости переноса плазмы филамента, показанные на рис. 7, а, подтверждают этот вывод. Видно, что скорость филамента в разряде с током в плазме $I_p = 100$ кА больше примерно на 30%, чем в разряде с высоким значением тока, на протяжении всего времени наблюдения. Осцилляции величины скорости переноса, присутствующие в обоих случаях (и выраженные более сильно для случая с $I_p = 300$ кА), являются следствием распространения в плазме альфвеновских волн.

На рис. 5 и 6 показаны картины движения филаментов, полученные в расчётах с $T_e = T_i = 20$ эВ. Как и в случае холодной пристеночной плазмы (см. рис. 3 и 4), динамика блобов в разрядах с током в плазме 100 и 300 кА оказывается качественно отлична друг от друга. Так, в случае, показанном на рис. 5, движение филамента сопровождается, как и в случае, показанном на рис. 3, искривлением блока в поперечном направлении, что связано с эффективным возбуждением альфвеновских волн в плазме и связанным с ним искривлением силовых линий магнитного поля при $\beta > \delta/L$. Рябь, бегущая по поверхности филаментов, является следствием формирования стоячих альфвеновских волн в результате их отражения от проводящих стенок установки [31].

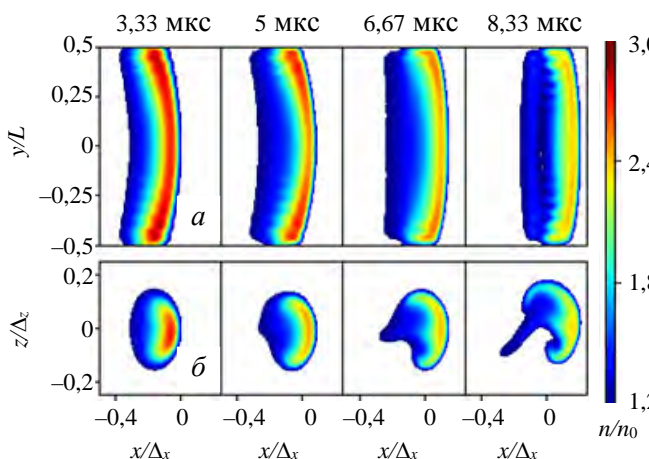


Рис. 5. То же, что на рис. 3, при $T_e = T_i = 20$ эВ, $I_p = 100$ кА

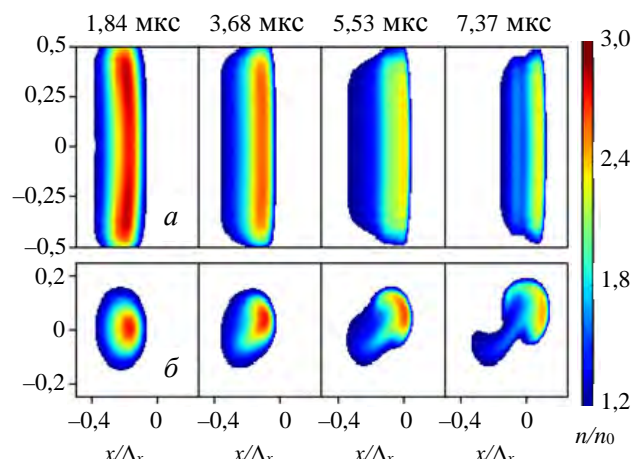


Рис. 6. То же, что на рис. 3, при $T_e = T_i = 20$ эВ, $I_p = 300$ кА

Картина движения плазмы, показанная на рис. 6, хотя и испытывает влияние электромагнитных эффектов (форма филамента искривлена в продольном направлении на начальных этапах его движения), оказывается ближе к электростатическому приближению, что видно на рис. 7, б. В разряде с током в плазме 300 кА величина скорости переноса плазмы блока оказывается почти в 5 раз меньше скорости движения филамента в случае с $I_p = 100$ кА, что говорит о существенно меньшем вкладе возбуждения электромагнитных волн внутри филамента в его поперечный перенос.

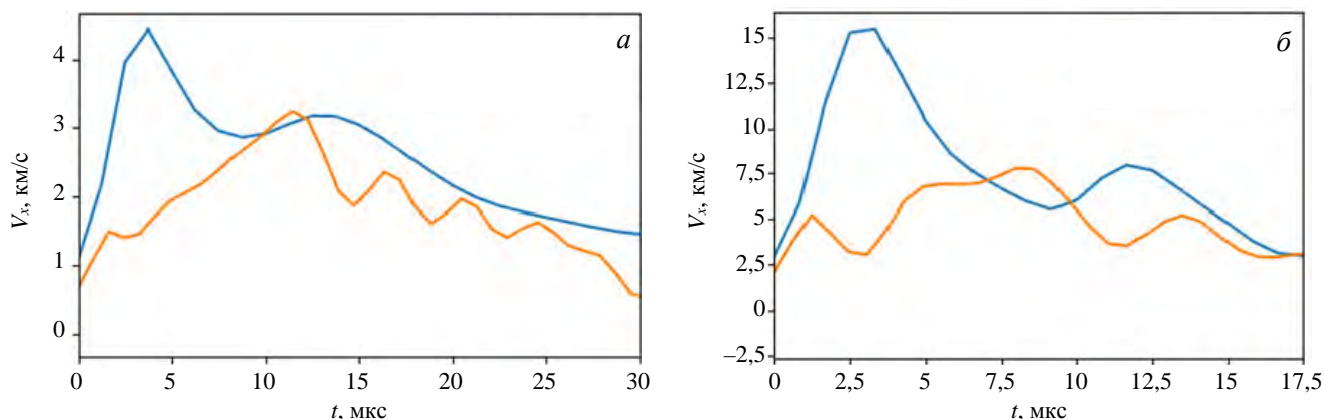


Рис. 7. Зависимость радиальной скорости переноса филамента от времени $V_x(t)$: а — $T_e = T_i = 5$ эВ; б — $T_e = T_i = 20$ эВ; — $I_p = 100$, — $I_p = 300$ кА

Таким образом, расчёты показывают, что в зависимости от величины тока в плазме возможна реализация как электростатического, так и электромагнитного режима переноса плазменных филаментов на периферии токамака. При этом при достижении проектных значений токамака можно ожидать возникновение флуктуаций пристеночной плазмы, радиальная скорость переноса которых будет в среднем выше, чем наблюдаемая на существующих установках [7], вследствие малой кривизны силовых линий магнитного поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрены движение и характеристики переноса изолированных плазменных филаментов в условиях, отвечающих параметрам пристеночной плазмы токамака МИФИСТ-0. На основе двухжидкостной электромагнитной модели динамики плазмы проведены численные расчёты движения крупных филаментов (с поперечным радиусом >1 см) в конфигурациях разряда со значениями тока в плазме 100 и 300 кА. Показано, что в случае плазмы с малыми значениями тока перенос филаментов приобретает черты, свойственные электромагнитному режиму турбулентного переноса пристеночной плазмы вследствие увеличения длины соединения магнитных силовых линий. Наблюдаются характерные изгиб формы филамента и формирование серповидной формы плазмы в поперечном сечении блока, говорящем о преимущественном замыкании поперечного тока поляризации плазмы в неоднородном магнитном поле ионным поляризационным током. Найденные в расчётах скорости поперечного переноса плазмы составили порядка 2—15 км/с в сценариях разряда с высокой (20 эВ) и низкой (5 эВ) температурой компонентов плазмы.

В случае высоких значений тока в плазме $I_p = 300$ кА режим и скорость переноса блоков оказываются ближе к электростатическому режиму за счёт закорачивания поперечных токов, текущих внутри филамента, на стенку установки за счёт малой длины соединения магнитных силовых линий на периферии установки. Скорости переноса филаментов оказались ниже по сравнению со случаем разрядов с $I_p = 100$ кА примерно в 2—3 раза, составив величину порядка 2—5 км/с.

Численные оценки скорости переноса филаментов показали хорошее совпадение с аналитическими оценками скорости переноса филаментов в электростатическом и идеальном электромагнитном приближениях. Полученные результаты показывают, что возможности гибкого изменения параметров пристеночной плазмы установки открывают потенциальные возможности реализации и лабораторного исследования как электростатических, так и электромагнитных режимов аномального переноса пристеночной плазмы токамака.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект государственного задания № FSWU-2023-0031, А.А. Степаненко, работы по моделированию динамики плазмы в токамаке) и комплексной программы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года» (дополнительное соглашение № 075-03-2023-097/7 от 20.06.2023, С.А. Крат, данные по операционным параметрам и режимам работы токамака).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Boedo J.A. et al.** Transport by intermittency in the boundary of the DIII-D tokamak. — *Phys. Plasmas*, 2003, vol. 10, № 5, p. 1670—1677.
2. **Xu Y.H. et al.** On the properties of turbulence intermittency in the boundary of the TEXTOR tokamak. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2005, vol. 47, № 10, p. 1841.
3. **Kirnev G.S. et al.** Plasma structures and transport in the SOL of the T-10 tokamak. — *J. Nuclear Mater.*, 2005, vol. 337, p. 352—356.
4. **Walkden N.R. et al.** Identification of intermittent transport in the scrape-off layer of MAST through high speed imaging. — *Nucl. Mater. Energy*, 2017, vol. 12, p. 175—180.
5. **Krasheninnikov S.I.** On scrape off layer plasma transport. — *Phys. Letters A*, 2001, vol. 283, № 5—6, p. 368—370.
6. **Krasheninnikov S.I., D'Ippolito D.A., Myra J.R.** Recent theoretical progress in understanding coherent structures in edge and SOL turbulence. — *J. Plasma Phys.*, 2008, vol. 74, № 5, p. 679—717.
7. **D'Ippolito D.A., Myra J.R., Zweben S.J.** Convective transport by intermittent blob-filaments: comparison of theory and experiment. — *Phys. Plasmas*, 2011, vol. 18, № 6. ArtNo: 060501.
8. **Bisai N., Sen A.** Theory of plasma blob formation and its numerical and experimental validations. — *Rev. Mod. Plasma Phys.*, 2023, vol. 7, № 1, p. 22.
9. **Myra J.R. et al.** Edge sheared flows and the dynamics of blob-filaments. — *Nucl. Fusion*, 2013, vol. 53, № 7, ArtNo: 073013.
10. **Cheng J. et al.** Transport barrier and spinning blob dynamics in the tokamak edge. — *Nucl. Fusion*, 2023, vol. 63, ArtNo: 086015.
11. **D'Ippolito D.A., Myra J.R.** Blob stability and transport in the scrape-off-layer. — *Phys. Plasmas*, 2003, vol. 10, № 10, p. 4029—4039.
12. **Halpern F.D. et al.** Three-dimensional simulations of blob dynamics in a simple magnetized torus. — *Phys. Plasmas*, 2014, vol. 21, № 2, ArtNo: 022305.
13. **Riva F. et al.** Blob dynamics in the TORPEX experiment: a multi-code validation. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2016, vol. 58, № 4, ArtNo: 044005.

14. **Rozhansky V., Senichenkov I., Veselova I.** Diffusion and drift of a blob of partially ionized plasma in a magnetic field. — *Phys. Plasmas*, 2007, vol. 14, № 5, ArNo: 052309.
15. **Rozhansky V., Kaveeva E., Tendler M.** Stochastization and pump-out in edge plasma caused by edge localized modes. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2015, vol. 57, № 11, ArtNo: 115007.
16. **Stepanenko A.A.** Impact of electromagnetic effects on macroscopic dynamics of blobs in hot low- β edge plasma of fusion devices. — *Phys. Plasmas*, 2020, vol. 27, № 9, ArtNo: 092301.
17. **Krasheninnikov S., Ryutov D., Yu G.** Large plasma pressure perturbations and radial convective transport in a tokamak. — *J. Plasma Fus. Res.*, 2004, vol. 6, ArtNo: UCRL-JRNL-202203.
18. **Yu G.Q., Krasheninnikov S.I., Guzdar P.N.** Two-dimensional modelling of blob dynamics in tokamak edge plasmas. — *Phys. Plasmas*, 2006, vol. 13, № 4, ArtNo: № 042508.
19. **Lee W. et al.** Electromagnetic effects on dynamics of high-beta filamentary structures. — *Phys. Plasmas*, 2015, vol. 22, № 1, ArtNo: 012505.
20. **Hoare D. et al.** Dynamics of scrape-off layer filaments in high β plasmas. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2019, vol. 61, № 10, ArtNo: 105013.
21. **Chankin A.V., Matthews G.F.** Finite Beta electro-magnetic effects at the edge and the role of the scrape-off layer in the L—H transition. — *Contrib. Plasma Physics*, 1998, vol. 38, № 1—2, p. 177—182.
22. **Kurnaev V. A. et al.** The project of MEFIST tokamak. — *Phys. Atom. Nuclei*, 2019, vol. 82, № 10, p. 1329—1331.
23. **Krat S. et al.** MEFIST-0 tokamak for education and research. — *Fus. Sci. Techn.*, 2023, vol. 79, № 4, p. 446—464.
24. **Кирнева Н.А. и др.** Область рабочих параметров токамака МИФИСТ: предварительная оценка. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2020, т. 43, вып. 3, с. 90—100.
25. **Уласевич Д.Л. и др.** Оптимизация полоидальной магнитной системы токамака МИФИСТ-0. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2022, т. 45, вып. 1, с. 98—107.
26. **Krat S.A. et al.** MEFIST-0 tokamak toroidal magnetic field system. — *Phys. Atom. Nuclei*, 2021, vol. 84, № 12, p. 1995—2003.
27. **Kurnaev V.A. et al.** Systems of in situ diagnostics of plasma-surface interaction in a MEFIST-1 tokamak. — *Russ. Phys. J.*, 2021, vol. 64, № 1, p. 137—144.
28. **Sychugov D. et al.** Application of integrated simulation environment SIEMNED to the analysis of the MEFIST-0 tokamak operation. — *Plasma Sci. Techn.*, 2023, vol. 25, ArtNo: 035602.
29. **Efimov N. et al.** MEFIST-0 integrated control and data acquisition system. — *Fus. Eng. Design*, 2023, vol. 196, ArtNo: 113990.
30. **Xu X.Q. et al.** Low-to-high confinement transition simulations in divertor geometry. — *Physics of Plasmas*, 2000, vol. 7, № 5, p. 1951—1958.
31. **Stepanenko A.A.** Effect of electromagnetic wave reflection from conducting surfaces on blob dynamics in the tokamak scrape-off layer. — *Phys. Plasmas*, 2023, vol. 30, № 4, ArtNo: 042301.
32. **Simakov A.N., Catto P.J.** Drift-ordered fluid equations for field-aligned modes in low- β collisional plasma with equilibrium pressure pedestals. — *Phys. Plasmas*, 2003, vol. 10, № 12, p. 4744—4757.
33. **Angus J.R., Krasheninnikov S.I., Umansky M.V.** Effects of parallel electron dynamics on plasma blob transport. — *Phys. Plasmas*, 2012, vol. 19, № 8, ArtNo: 082312.
34. **Dudson B.D. et al.** BOUT++: A framework for parallel plasma fluid simulations. — *Comp. Phys. Comm.*, 2009, vol. 180, № 9, p. 1467—1480.
35. **Dudson B.D. et al.** BOUT++: Recent and current developments. — *J. Plasma Phys.*, 2015, vol. 81, № 1, ArtNo: 365810104.
36. **Hindmarsh A.C. et al.** SUNDIALS: Suite of nonlinear and differential/algebraic equation solvers. — *ACM Trans. Math. Soft.*, 2005, vol. 31, № 3, p. 363—396.



Александр Александрович Степаненко, доцент, к.ф.-м.н.; кафедра физики плазмы, Институт лазерных и плазменных технологий, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
aastepanenko@mephi.ru



Степан Андреевич Крат, с.н.с., к.ф.-м.н.; кафедра физики плазмы, Институт лазерных и плазменных технологий, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
stepan.krat@gmail.com

Статья поступила в редакцию 9 сентября 2023 г.

После доработки 1 октября 2023 г.

Принята к публикации 12 октября 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 4, с. 52—61.

УДК 533.9

ВЛИЯНИЕ ГРУППИРОВКИ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ НА РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ИОНОВ АРГОНА, НЕОНА И АЗОТА В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ

*А.Б. Кукушкин^{1,2,3}, М.Г. Левашова¹, В.С. Лисица^{1,2,3}, П.А. Сдвиженский¹*¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия³Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

Предложена простая качественная модель влияния группировки атомных уровней на радиационные потери примесных ионов в пристеночной низкотемпературной плазме на примере потерь линейчатого излучения при заселении возбуждённых состояний ударным возбуждением электронами плазмы. Сравнение соответствующих данных, смоделированных кодами ADAS для низкозарядных ионов аргона, неона и азота, подтверждает предсказанные эффекты возможной недооценки или завышения радиационных потерь при уменьшении числа атомных уровней, учитываемых при моделировании в радиационно-столкновительной модели.

Ключевые слова: радиационные потери, радиационно-столкновительные модели, группировка атомных уровней.

INFLUENCE OF ATOMIC LEVELS GROUPING ON RADIATION LOSSES OF ARGON, NEON AND NITROGEN IONS IN NEAR-WALL PLASMA

*A.B. Kukushkin^{1,2,3}, M.G. Levashova¹, V.S. Lisitsa^{1,2,3}, P.A. Sdvizhenskii¹*¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia³Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Moscow region, Russia

A simple qualitative model of the influence of grouping of atomic levels on the radiative losses of impurity ions in a near-wall low-temperature plasma is proposed using the example of line radiation losses when excited states are populated by impact excitation by plasma electrons. Comparison of corresponding data simulated by ADAS codes for the low-charge ions of argon, neon and nitrogen confirms the predicted effects of possible underestimation or overestimation of radiative losses as the number of atomic levels considered in the simulations in the radiative-collisional model decreases.

Key words: radiation losses, collisional-radiation models, grouping of atomic levels.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-4-62-67

ВВЕДЕНИЕ

Для оценки точности имеющихся данных о радиационных потерях в пристеночной плазме и плазме дивертора на инжектируемых примесях в токамаке ИТЭР нами проведено сравнение различных моделей для расчёта потерь на излучение низкозарядных ионов Ar, Ne и N с использованием данных, представляемых в базе данных OPEN-ADAS [1] в файлах типа *.PLT, для потерь на линейчатое излучение в базе данных ADAS [2, 3] для различных моделей группировки атомных уровней, т.е. объединения путём усреднения по мультиплетной структуре атомных уровней. Такое сравнение мотивировано предыдущим исследованием [4, 5] радиационных потерь на атомах и ионах аргона в случае моделирования тушения разряда массивной инжекцией газа в ИТЭР для смягчения последствий срыва тока. Простое исследование показало, что для низкотемпературной плазмы в радиационно-столкновительной кинетике заселения атомных уровней следует использовать точные данные о возбуждённых состояниях атомов: при группировке низколежащих уровней может быть упущена возможность заселения низких возбуждённых состояний ударным возбуждением, хотя такое заселение возможно даже при довольно низкой температуре. Следовательно, использование приблизительной схемы распределения уровней энергии может привести к недооценке потерь излучения при низких температурах. Настоящее сравнение подтверждает этот эффект в данных, рассчитанных с использованием кодов ADAS [3], доступных в отличие от OPEN-ADAS [1] по подписке.

Настоящая статья дополняет результаты оптимизации и оценки теоретических коэффициентов мощности линий примесей в базе данных ADAS, представленных в [6].

В статье представлена качественная теоретическая модель влияния упрощения (усреднения) мультиплетной структуры атомных уровней на радиационные потери, а также представлены результаты анализа расчётов с помощью кодов ADAS для низкозарядных ионов Ar, Ne и N для различных моделей группировки атомных уровней.

ВЛИЯНИЕ ГРУППИРОВКИ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ НА РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ: КАЧЕСТВЕННАЯ МОДЕЛЬ

Покажем механизм влияния упрощения (усреднения) тонкой (мультиплетной) структуры атомных уровней на расчёт радиационных потерь в простейшем случае трёхуровневого атома или иона (рис. 1).

Рассмотрим две спектральные линии, образованные переходами с уровней 2 и 3 в состояние 1 (основное состояние) в случае, когда для расчёта населённостей каждого излучающего атомного состояния можно использовать корональное приближение и вычислить удельные радиационные потери W , используя следующую формулу (например, для излучения фотона в спектральной линии $2 \rightarrow 1$):

$$W = \Delta E_{12} \langle v \sigma_{\text{exc}} \rangle_{12} \frac{A_{21}}{A_2}, \tag{1}$$

где $\Delta E_{12} = E_2 - E_1$ — энергия перехода; $\langle v \sigma_{\text{exc}} \rangle_{12}$ — скорость возбуждения атома или иона для перехода $1 \rightarrow 2$; A_{21}/A_2 — фактор ветвления, который зависит от вероятности A_{21} спонтанного радиационного распада для перехода с уровня 2 на уровень 1 и полной вероятности A_2 спонтанного радиационного распада возбуждённого состояния во все нижележащие уровни. Для анализа радиационных потерь целесообразно использовать хорошо известную формулу для скорости возбуждения электронным ударом [7]

$$\langle v \sigma_{\text{exc}} \rangle = f \left(\frac{Ry}{\Delta E} \right)^{3/2} \beta^2 e^{-\beta} p(\beta), \tag{2}$$

где $\beta = \Delta E/T$; ΔE — энергия возбуждения; T — температура электронов; f — сила осциллятора перехода между атомными состояниями; $Ry = 13,6$ эВ — ридберговская энергия; функция p табулирована [7, формула (14.49), табл. 10, с. 127, 128].

Найдём разницу в радиационных потерях $\Delta L = L_{12} + L_{13} - L_{\text{aver}}$, рассчитанную как сумму радиационных потерь в двух спектральных линиях при переходах $2 \rightarrow 1$ и $3 \rightarrow 1$ с силами осциллятора f_{12}, f_{13} и энергиями перехода $\Delta E_{12}, \Delta E_{13}$ соответственно и радиационных потерь L_{aver} в усреднённой линии, под которой мы подразумеваем излучательный переход с силой осциллятора $f_{12} + f_{13}$ и энергией перехода $\frac{\Delta E_{12} + \Delta E_{13}}{2}$. Именно усреднение такого рода фактически используется для упрощения детальной (мультиплетной) структуры атомных уровней.

При анализе мы учитываем, что для ионов в интересующем нас диапазоне низких температур $\beta \geq 1$, т.е. при $\Delta E > T$ функция $p(\beta) \approx 0,2 = \text{const}$ [7, с. 128]. Введём эффективную силу осциллятора $\tilde{f}_{1a} = f_{1a} \frac{A_{a1}}{A_a}$. Тогда для разности радиационных потерь в двух указанных методах расчёта мы имеем (в безразмерных единицах, поскольку для нас сейчас важен знак этой разности)

$$\Delta L = \left(\frac{Ry}{T} \right)^{1/2} \left[\tilde{f}_{12} e^{-\beta_{12}} + \tilde{f}_{13} e^{-\beta_{13}} - (\tilde{f}_{12} + \tilde{f}_{13}) e^{-\frac{\beta_{12} + \beta_{13}}{2}} \right] = \left(\frac{Ry}{T} \right)^{1/2} \tilde{f}_{12} e^{-\beta_{12}} \left[1 + \frac{\tilde{f}_{13}}{\tilde{f}_{12}} e^{\beta_{12} - \beta_{13}} - \left(1 + \frac{\tilde{f}_{13}}{\tilde{f}_{12}} \right) e^{\frac{\beta_{12} - \beta_{13}}{2}} \right]. \tag{3}$$

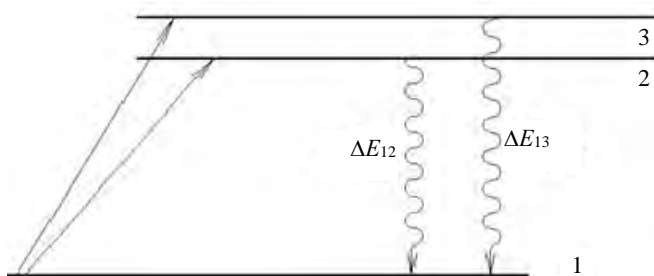


Рис. 1. Модельная диаграмма структуры уровней трёхуровневого атома или иона: 1—3 — номера уровней; \rightarrow — столкновительные (—) и радиационные (\sim) переходы между состояниями (\leftarrow)

Знак ΔL определяется функцией в квадратных скобках, имеющей форму

$$F = \gamma x^2 - (1+\gamma)x + 1, \tag{4}$$

где $\gamma = \frac{\tilde{f}_{13}}{\tilde{f}_{12}}$, $x = e^{\frac{\beta_{12}-\beta_{13}}{2}}$. Видно, что для $\gamma > 1$ сумма радиационных потерь в двух спектральных линиях меньше, чем потери в усреднённой линии (т.е. $F < 0$) при условии $1/\gamma < x < 1$, и для $\gamma < 1$ получим $F < 0$ при условии $1 < x < \frac{1}{\gamma}$. Это означает, что $F < 0$ при одновременном выполнении условий

$$\begin{cases} \tilde{f}_{12} < \tilde{f}_{13}, \\ \Delta E_{12} < \Delta E_{13} < \Delta E_{12} + 2T(\ln \tilde{f}_{13} - \ln \tilde{f}_{12}), \end{cases} \tag{5}$$

для $\tilde{f}_{13} > \tilde{f}_{12}$ получим результат путём перестановки индексов 2 и 3 в (5).

В остальной части диапазона параметров, когда условия (5) и аналогичные условия для $\tilde{f}_{13} > \tilde{f}_{12}$ не выполняются, сумма радиационных потерь в двух спектральных линиях будет больше, чем потери в усреднённой линии.

Смысл условий (5) заключается в том, что эффект группировки (усреднения) уровней существенно зависит от положения возбуждённого состояния с большей силой осциллятора относительно перехода в основное состояние: если при усреднении этот уровень сдвигается вниз, то возбуждение в это состояние при заданной температуре упрощается (усиливается) и получаемые радиационные потери возрастают. Напротив, в случае сдвига этого уровня вверх получаемые после усреднения уровней радиационные потери падают.

Интересным является случай двух спектральных линий с одинаковыми силами осцилляторов, т.е. когда $\gamma = 1$, или $\tilde{f}_{12} = \tilde{f}_{13}$. Тогда

$$\Delta L = \left(\frac{Ry}{T}\right)^2 \tilde{f}_{12} e^{-\beta_{12}} \left[e^{\frac{\beta_{12}-\beta_{13}}{2}} - 1 \right]^2. \tag{6}$$

Видно, что в этом случае сумма радиационных потерь в двух спектральных линиях всегда больше, чем потери в усреднённой линии. Это эффект легко объясним в рамках указанной качественной трактовки: при равенстве сил осцилляторов «срабатывает» различие вкладов возбуждённых состояний в радиационные потери, обусловленное экспоненциальной зависимостью скорости возбуждения, из-за которой вклад нижнего возбуждённого уровня важнее. Поэтому поднятие нижнего возбуждённого уровня вверх приводит в модели усреднённого уровня к уменьшению потерь.

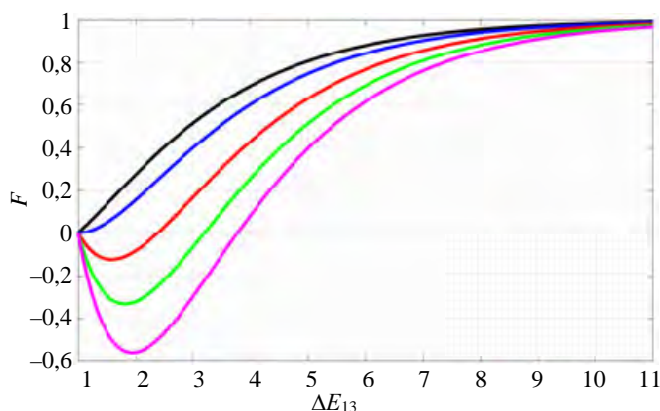


Рис. 2. Функция F , заданная формулой (4), как функция параметра ΔE_{13} (в тех же единицах измерения, что и температура) для различных значений параметра $\Delta E^* = \Delta E_{12} + 2T(\ln \tilde{f}_{13} - \ln \tilde{f}_{12})$ при фиксированных значениях $\gamma = \frac{\tilde{f}_{13}}{\tilde{f}_{12}}$, $T = 1$ (например, в атомных единицах или электронвольтах) и $\beta_{12} = \frac{\Delta E_{12}}{T} = 1$: — $\gamma = 0,5$, $\Delta E^* = -0,38629$; — $\gamma = 1$, $\Delta E^* = 1$; — $\gamma = 2$, $\Delta E^* = 2,3863$; — $\gamma = 3$, $\Delta E^* = 3,1972$; — $\gamma = 4$, $\Delta E^* = 3,7726$

ные потери, обусловленное экспоненциальной зависимостью скорости возбуждения, из-за которой вклад нижнего возбуждённого уровня важнее. Поэтому поднятие нижнего возбуждённого уровня вверх приводит в модели усреднённого уровня к уменьшению потерь.

Для иллюстрации на рис. 2 показаны графики функции F , заданной формулой (4), для различных значений её переменных.

Проведённый анализ может быть обобщён на случай некорональной модели. Для этого необходимо учитывать, что в таком случае вместо скорости прямого возбуждения атома или иона из основного состояния в формулы для радиационных потерь будет входить так называемая эффективная скорость возбуждения, полученная путём решения задачи радиационно-столкновительной кинетики для населённости возбуждённых атомных состояний с учётом всех каскадных радиаци-

онных и столкновительных процессов. Такой расчёт, в общем случае, представляет собой громоздкую вычислительную задачу. Можно, однако, показать, что в рассматриваемой нами задаче о радиационных потерях в низкотемпературной плазме, когда температура сравнима или ниже характерной энергии излучательных переходов, которые вносят основной вклад в радиационные потери, наблюдается резкая (переходящая в экспоненциальную с понижением температуры) зависимость потерь от температуры. Следовательно, проведённый анализ, основанный на резкой зависимости скорости возбуждения, актуален и в гораздо более общем случае некорональной кинетики, которая учитывает каскадные процессы.

Таким образом, проведённое рассмотрение модели показывает, что усреднение системы уровней, аналогичное проанализированному, может привести как к недооценке, так и к завышению радиационных потерь в различных областях параметров задачи.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЁТОВ ПРОГРАММАМИ ADAS

Далее представлены результаты анализа данных, рассчитанных с помощью программ ADAS, для низзарядных ионов Ar, Ne и N для различных моделей группировки атомных уровней. Способ группировки (объединения, усреднения) мультиплетных подуровней в расчётных программах ADAS в разделе ADF04 может сильно повлиять на результат. В подрисуночных подписях указаны названия файлов, используемых для расчёта удельных радиационных потерь, а в скобках приведено указанное в выходном файле ADAS количество атомных уровней иона, для которого проведены расчёты по радиационно-столкновительной модели (типы группировки уровней указаны в [1] и <https://open.adas.ac.uk/terminology> и более подробно в <https://www.adas.ac.uk/man/chap7-01.pdf> и <https://www.adas.ac.uk/man/chap8-01.pdf> в [3]).

Выбор ионов определённого заряда обусловлен тем, что они являются наиболее представленными в интересующем нас диапазоне температуры в пристеночной плазме в основной камере и диверторе.

Результаты для иона аргона Ar^{+3} показаны на рис. 3.

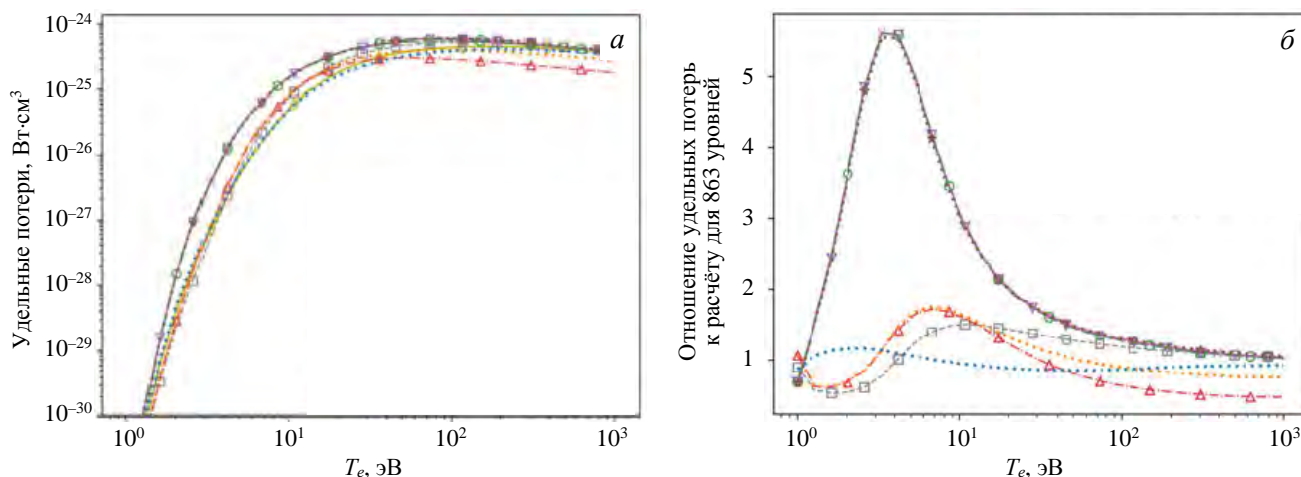


Рис. 3. Удельные радиационные потери плазмы на ионе аргона Ar^{+3} в зависимости от температуры плазмы при плотности электронов 10^{12} см^{-3} (а). Отношение удельных радиационных потерь плазмы на ионе аргона Ar^{+3} для различных моделей группировки уровней с рис. 3, а к таковым в случае максимального числа атомных уровней, учитываемых в радиационно-столкновительной модели (б). Названия выходных файлов ADAS и число атомных уровней: \diamond — copssh#18/ssh42_cs_ic#ar3 (863); \square — copssh#18/ssh41_cs_ic#ar3 (852); \triangle — coparf#18/arf40_ic#ar3 (796); \dots — cophps#p/dw/ls#ar3 (407); \dots — coparf#18/arf40_ls#ar3 (337); \star — copssh#18/ssh41_cl_ca#ar3 (43); ∇ — coparf#18/arf40_ca#ar3(28); \circ — coparf#18/arf40_cl#ar3 (28); \times — copssh#18/ssh41_cs_ca#ar3 (27)

Видно, что существует тенденция к завышению радиационных потерь для иона аргона Ar^{+3} в диапазоне температуры плазмы $\sim 1\text{--}10$ эВ с уменьшением количества уровней при усреднении положений уровней. При этом в случае сильного огрубления можно для данного иона получить различие результатов в несколько раз.

Результаты для иона неона Ne^{+3} показаны на рис. 4.

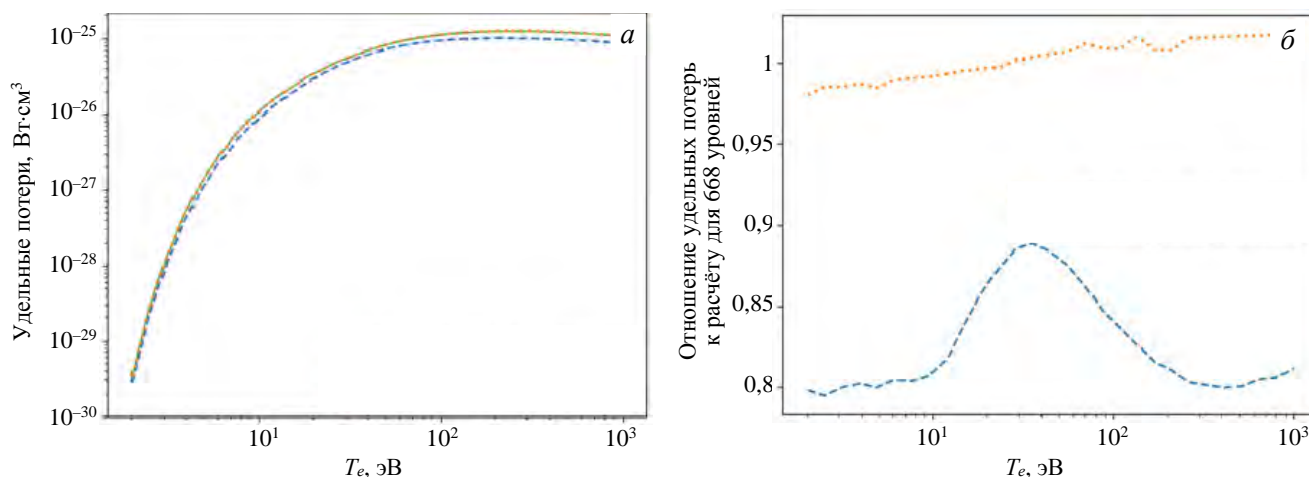


Рис. 4. Удельные радиационные потери плазмы на ионе неона Ne^{+3} в зависимости от температуры плазмы при концентрации электронов 10^{12} см^{-3} (а). Отношение удельных радиационных потерь плазмы на ионе неона Ne^{+3} для различных моделей группировки уровней с рис. 4, а к таковым в случае максимального числа атомных уровней, учитываемых в радиационно-столкновительной модели (б). Названия выходных файлов ADAS и число атомных уровней: — $\text{cophps}\#\text{n}/\text{dw}/\text{ic}\#\text{ne3}$ (668); \cdots — $\text{cophps}\#\text{n}/\text{dw}/\text{ls}\#\text{ne3}$ (284); $-\cdot-$ — $\text{adas}\#10/\text{cop98}\#10_ls\#\text{ne3}$ (34)

В случае иона Ne^{+3} эффект уменьшения количества уровней неясен, поскольку при высоких температурах некоторые кривые не совпадают с предположительно наиболее надёжным случаем (максимальное количество уровней) в отличие от очевидного ожидания незначительного эффекта объединения уровней с повышением температуры. Аналогичное различие температурного предела кривых можно увидеть на рис. 3, б, однако в этом случае отклонения значительно меньше значения завышения радиационных потерь для уменьшенного числа уровней, учитываемых после группировки уровней.

Результаты для иона азота N^{+3} (рис. 5) показывают, что при уменьшении количества уровней возможны как недооценка радиационных потерь, так и их завышение, как это было предсказано нашей качественной моделью.

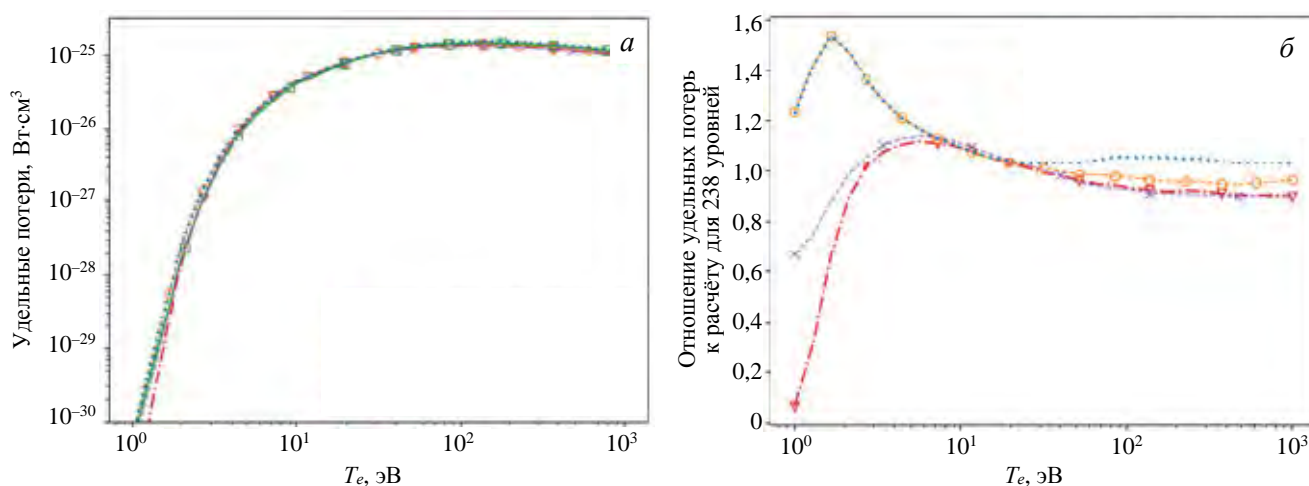


Рис. 5. Удельные радиационные потери плазмы на ионе азота N^{+3} в зависимости от температуры плазмы при концентрации электронов 10^{12} см^{-3} (а). Отношение удельных радиационных потерь плазмы на ионе азота N^{+3} для различных моделей группировки уровней с рис. 5, а к таковым в случае максимального числа атомных уровней, учитываемых в радиационно-столкновительной модели (б). Названия выходных файлов ADAS и число атомных уровней: \square — $\text{copaw}\#\text{be}/\text{belike_lflm14}\#\text{n3}$ (238); \times — $\text{cophps}\#\text{be}/\text{dw}/\text{ic}\#\text{n3}$ (78); \circ — $\text{adas}\#7/\text{cop98}\#7_ic\#\text{n3}$ (78); ∇ — $\text{cophps}\#\text{be}/\text{dw}/\text{ls}\#\text{n3}$ (44); \cdots — $\text{adas}\#7/\text{cop98}\#7_ls\#\text{n3}$ (44)

Отметим, что в проведённых расчётах использовались кинетические скорости столкновительных процессов в предположении максвелловской функции распределения частиц плазмы по скоростям. Для учёта возможной немасвелловости в расчёте нужно использовать функцию распределения, являющуюся решением другой сложной кинетической задачи. В коде SOLPS, используемом в предсказательном

моделировании диверторной и пристеночной плазмы, плазменная компонента является почти максвелловской (в двухжидкостной магнитной гидродинамике Брагинского малые отклонения от максвелловских распределений частиц данного сорта приводят к диффузионной модели процессов переноса тепла и частиц), а отклонение от максвелловского распределения по скоростям является существенным только для нейтралов водорода.

ВЫВОДЫ

Предложена простая качественная модель влияния группировки (усреднения) атомных уровней на радиационные потери плазмы на примесных ионах в низкотемпературной пристеночной плазме. Сравнение соответствующих данных, смоделированных с помощью кодов ADAS, для низкозарядных ионов аргона, неона и азота подтверждает предсказанные эффекты возможной недооценки или завышения радиационных потерь при уменьшении числа атомных уровней, учитываемых при моделировании в рамках радиационно-столкновительной кинетики. Чувствительность результатов к группировке атомных уровней дополняет результаты оптимизации и оценки теоретических коэффициентов мощности линий примесей в базе данных ADAS, представленных в [6].

Авторы благодарны В.С. Неверову за генерацию графических данных с помощью подпрограмм ADAS и М.Г. О'Муллану (M.G. O'Mullane) за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://open.adas.ac.uk>.
2. **Summers H.P., Dickson W.J., O'Mullane M.G. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, vol. 48, p. 263.
3. **Summers H.P.** The ADAS User Manual, version 2.6, 2004; <http://www.adas.ac.uk>.
4. **Sdvizhenskii P.A., Kukushkin A.B., Levashova M.G., Zhogolev V.E., Leonov V.M., Lisitsa V.S., Kononov S.V.** Multiplet effects in radiation losses during discharge quenching by intense argon injection in ITER. — In: Proc. 45th EPS Conference on Plasma Physics. Prague, Czech Republic, ECA, 2—6 July 2018, vol. 42A, P4.1083; <http://ocs.ciemat.es/EPS2018PAP/pdf/P4.1083.pdf>.
5. **Сдвиженский П.А., Кукушкин А.Б., Левашова М.Г., Жоголев В.Е., Леонов В.М., Лисица В.С., Коновалов С.В.** Оценка эффектов мультиплетного расщепления и запираения линейчатого излучения при тушении разряда интенсивной инжекцией аргона в ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 4, с. 5—13.
6. **Henderson S.S. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2017, vol. 59, p. 055010.
7. **Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А.** Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. — М.: Наука, 1979.



Александр Борисович Кукушкин, в.н.с., д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия;

профессор; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия; профессор, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер. 9, 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;

профессор; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия; профессор, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер. 9, Россия
Lisitsa_VS@nrcki.ru



Петр Александрович Сдвиженский, н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Sdvizhenskii_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

Статья поступила в редакцию 5 октября 2023 г.

После доработки 10 октября 2023 г.

Принята к публикации 12 октября 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 4, с. 62—67.

УДК 621.039.633:621.039.6:621.039.63

МЕТОДИКА РАСЧЁТА КОЛИЧЕСТВА ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В СИСТЕМАХ ТРИТИЕВОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА ТОКАМАКА ДЕМО-ТИН

С.С. Ананьев, Б.В. Иванов

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Применяемые технологии обращения с тритием и эффективность его использования в топливном цикле термоядерной установки влияют на стартовое количество трития, возможность самообеспечения установки по тритию и др. Отмеченные параметры во многом определяют стоимость установки, её эффективность и безопасность в процессе эксплуатации. Формирование концептуальной конфигурации топливного цикла, расчёт количества трития в его системах, определение сферы для дальнейшей проработки являются важными задачами при проектировании установки. Для расчёта потоков компонентов топлива и накопления трития в топливном цикле (ТЦ) термоядерного источника нейтронов на основе токамака с 2013 г. используется код FC-FNS, разработанный в НИЦ «Курчатовский институт». В нём реализована возможность расчёта количества изотопов водорода, содержащихся в различных системах ТЦ. В статье описано современное состояние исследований по моделированию потоков компонентов топлива в системах ТЦ токамака с blanketом, воспроизводящим тритий, приведены упрощённые схемы систем ТЦ, описаны принципы их работы и методика расчёта накопления изотопов водорода в них. Обосновано, что количество компонентов топлива в установке будет в первую очередь определяться технологиями топливного цикла, которые, в свою очередь, зависят от параметров плазмы и сценариев работы установки. Показано, что для проекта ДЕМО-ТИН с мощностью синтеза 40 МВт, что соответствует сгоранию $7 \cdot 10^{-5}$ г/с трития, стартовые запасы трития составят 400—430 г при циркулирующем потоке топлива через камеру установки до 0,1 г/с. Увеличение потоков топлива через системы инжекции, разделения изотопов водорода и некоторые другие системы ДЕМО-ТИН в случае учёта конвективных неустойчивостей, локализованных на краю плазмы (ELM), приведёт к увеличению операционных запасов трития в топливном цикле до 500 г. При наличии в установке тритийвоспроизводящего blanketа запасы трития в ней (в том числе в долговременном хранилище) составят не более 800 г.

Ключевые слова: термоядерный источник нейтронов, тритиевый топливный цикл, изотопы водорода, запасы трития, стартовая загрузка, ДЕМО-ТИН, моделирование D—T-потоков, код FC-FNS.

CALCULATION OF THE HYDROGEN ISOTOPES INVENTORIES IN THE TRITIUM FUEL CYCLE SYSTEMS OF THE DEMO-FNS FACILITY

S.S. Ananyev, B.V. Ivanov

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The applied technologies for handling tritium and its using efficiency in the fusion facility fuel cycle affect the starting tritium amount, the possibility of tritium self-sufficiency, etc. The noted parameters largely determine the cost of the facility, its efficiency, and safety during operation. Forming a fuel cycle conceptual configuration, calculating the tritium inventory in its systems, and determining the scope for further development are important tasks when designing a facility. To calculate the flows of fuel components and the tritium inventory in the fuel cycle (FC) of a fusion neutron source based on a tokamak, the FC-FNS code has been developed and used since 2013 at the National Research Center «Kurchatov Institute». It implements the possibility of calculating the amount of hydrogen isotopes contained in various FC systems. The article describes the current state of research on modeling the flows of fuel components in tokamak FC systems with a blanket reproducing tritium, provides simplified schemes of FC systems, and describes the principles of their operation and the method for calculating the accumulation of hydrogen isotopes in them. It was justified that the amount of fuel components in the facility site will be primarily determined by fuel cycle technologies, which in turn depend on plasma parameters and facility operating scenarios. For the DEMO-FNS project with a fusion power of 40 MW, which corresponds to the consumption of $7 \cdot 10^{-5}$ g/s of tritium, the startup inventory of tritium will be 400—430 g with a circulating fuel flow through the plasma chamber up to 0.1 g/s. An increase in fuel flows through systems of injection, separation of hydrogen isotopes, and some other DEMO-FNS systems, if convective instabilities localized at the plasma edge (ELM) are considered, will lead to an increase in the operating tritium inventory in the fuel cycle up to 500 g. If there is a tritium-reproducing blanket in the device, the tritium inventory (including long-term storage) will not exceed 800 g.

Key words: fusion neutron source, tritium fuel cycle, hydrogen isotopes, tritium inventories, startup inventories, DEMO-FNS, simulation of D—T-fluxes, FC-FNS.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-4-68-91

ВВЕДЕНИЕ

Оценка стартовых и операционных запасов топливных нуклидов и циркулирующих потоков является важной задачей на этапах от концептуального проектирования до лицензирования термоядерной установки. При этом снижение массы запасов трития актуально с точки зрения как безопасности эксплуатации реактора, так и эксплуатационных расходов. Существенным является вопрос производства топлива и обеспечения им термоядерного реактора (ТЯР) или термоядерного источника нейтронов (ТИН). В случае высокой мощности и значительного потребления трития установка должна иметь системы вос-

производства одного из компонентов топлива — трития, поскольку его импорт может быть затруднён отсутствием на рынке коммерчески доступного трития или его стоимостью [1]. Оценки количества трития в системах, образующих ТЦ, необходимо проводить на каждом этапе проектирования ТЯР-ТИН. Величина накопления трития в ТЦ будет определяться множеством факторов, в числе которых мощность синтеза, режимы горения плазмы и её параметры, конструкция вакуумной камеры и систем циркуляции топлива, а также технологические решения, выбранные для систем обращения с тритием. Моделирование циркуляции изотопов водорода в плазме и системах ТЦ проектируемой установки может помочь в выборе оптимальных технологических решений и их интеграции в комплексе установки.

Базовыми задачами системного моделирования ТЦ для ТЯР-ТИН являются расчёт распределения трития в системах ТЦ, оценка потоков топлива в плазму и вакуумную камеру, расчёты скорости бридинга трития, а также производительности систем ТЦ.

При создании и в процессе эксплуатации ТЦ установок TFTR и JET не применялись специализированные коды для расчёта потоков изотопов водорода и их количества, однако к тому моменту уже были разработаны модели, описывающие базовые физические процессы — выгорание в плазме, сорбцию изотопов водорода в вакуумной камере и т.п. [2]. Такой подход развивался применительно к моделированию перспективных термоядерных установок энергетического уровня ДЕМО (Demonstration Power Plant), рассчитанных как на импульсные плазменные разряды, так и подразумевающих стационарный или квазистационарный сценарий. Для описания процессов в системах ТЦ использовались аналитические модели для динамического расчёта количества трития (в некоторых случаях и других газов). В таких моделях детали физико-химических процессов, происходящих в системах, игнорируются, процессы характеризуются условной величиной «время пребывания», разной для каждой системы. По существу, системы в таких моделях представлены как «чёрные ящики», обладающие некоторой ёмкостью по тритию, определяемой как произведение входящего потока на «время пребывания». В модель легко включить величину производства трития в бланкете, потери трития, связанные с радиоактивным распадом, производственные потери (в основном за счёт диффузии) и др. Аналогичный подход применяется в системных кодах для термоядерных реакторов на основе токамака [3]. В работе [4] была использована упрощённая модель [2] для оценки стартового количества трития для запуска гибридного реактора SABR (основанного на технологических решениях для ИТЭР). ТЦ концептуальных проектов ТЯР в большинстве своём не проработаны в достаточной степени, поэтому использование аналитических моделей оправдано и позволяет получить необходимые оценки для продолжения работы над проектом или его приостановки.

Для ТЯР были разработаны коды для численного моделирования процессов в системе разделения изотопов (ISS), поскольку она функционирует в непрерывном режиме и содержит наибольшее количество водорода, в том числе в жидком состоянии. Усложнение структуры ТЦ (начиная с токамаков с тритием TFTR и JET) и необходимость интеграции ISS в единый комплекс с другими системами стимулировали появление современных кодов, моделирующих, помимо ISS, другие ключевые системы ТЦ. Так, для ТЦ ИТЭР в коде CFETSIM [5] использовалась модель, опирающаяся на моделирование процессов только в ISS. С переходом проекта ИТЭР в фазу технического проектирования и появлением других проектов (в том числе CFETR) были созданы новые пакеты кодов. Один из наиболее свежих продуктов TAS [6] разработан командой Frontier Development of Science (FDS) из Института технологий безопасности ядерной энергии (NEST, Китай). Он основывается на аналитической модели «времени пребывания», аналогичной приведённой в работе [2].

Для численного моделирования процессов в системах ТЦ ТЯР в настоящее время также используются коммерческие коды EcosimPro, AspenPlus и другие. Для EcosimPro [7] была разработана специализированная «тритиевая» библиотека. Он является наиболее удобным инструментом и был применён для оптимизации ТЦ ИТЭР [8] и нескольких концепций бланкетов для ДЕМО [9]. Код AspenPlus [10] является менее специализированным инструментом, однако обладает расширенным набором функций для моделирования сложных газовых схем и используется в проектах ТЦ ИТЭР [11] и ДЕМО [12].

Для учёта транспорта трития в компонентах (материалах) ТЦ ТЯР-ТИН используются специализированные коды TMAP, TESSIM-X, OpenFOAM, TRITIUM, FUS-TPC, HITTCP и другие. Компьютерный код для анализа миграции трития (TMAP) был разработан в Idaho National Laboratory (США) в ходе работ по анализу безопасности систем, работающих с тритием [13]. TMAP моделирует проникновение водорода через материалы с различными состояниями поверхности, параметрами диффузии и растворимости, различными типами ловушек и др. [14, 15]. FUS-TPC, разработанный в ENEA (Италия) в 2011 г., представляет собой термоядерную версию кода для моделирования проницаемости трития в быстрых реакторах с натриевым теплоносителем (SFR-TPC) [16]. Аналогично в ИБРАЭ (РФ) был разработан код TRITIUM, кото-

рый сейчас адаптируется для задач проектирования ТЯР. Код НИТТСР (Hydrogen Isotopes Transport and Trapping Calculation Program) был создан в НИЦ «Курчатовский институт» для расчёта транспортных характеристик изотопов водорода, их накопления в вакансиях в конструкционных и функциональных материалах гибридных и термоядерных реакторов при непрерывном нейтронном облучении [17]. Аналогичный подход был использован в коде TESSIM-X [18]. Отмеченные коды используются преимущественно для моделирования таких явлений, как удержание трития в материалах, обращённых к плазме компонентов первой станки ТЯР [19, 20] или blankets [21, 22]. Однако они могут быть интегрированными в системные или расчётные коды для моделирования отдельных систем или ТЦ ТЯР-ТИН в целом.

Для моделирования ТЦ ТЯР-ТИН расчёты потоков и скорости накопления запасов газов должны производиться для всех элементов, содержащих изотопы водорода. Следует отметить, что при оценке распределения трития в ТЦ и потоков изотопов водорода в системах зачастую не рассматриваются системы инъекции и обработки примесных газов (гелий, неон, аргон, азот, кислород, углекислый газ и др.), так как дейтерий и тритий в них отсутствуют.

Применение для моделирования импортных продуктов до недавнего времени было затруднено в РФ тем, что они либо ориентированы на импульсные режимы работы установки, либо оптимизированы применительно к конкретным схемам и особенностям проектов. Компьютерных программ для комплексного моделирования систем ТЦ для ТЯР-ТИН в РФ долгое время не было. С началом работ по созданию термоядерного источника нейтронов в НИЦ «Курчатовский институт» был создан и продолжает развиваться код FC-FNS [23—26] для расчёта потоков компонентов топлива и накопления трития в топливном цикле ТИН.

Создание ТИН предусматривается стратегией РФ [27] и реализуется в рамках Федерального проекта «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий» [28] комплексной Программы ГК «Росатом» «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024» и далее до 2030 г. Проект ДЕМО-ТИН/ГРУ [24, 26] предусматривает создание демонстрационной установки, включающей источник термоядерных нейтронов на основе токамака с параметрами $R/a = 3,2$ м/1 м, $B = 5$ Тл, $I_{pl} = 4—5$ МА, $P_{NBI} = 30$ МВт и $P_{ECR} = 6$ МВт и мощностью синтеза $P_f = 40$ МВт, а также blankets, содержащего сырьевые нуклиды или изотопы лития для восполнения потерь трития.

На рис. 1 показана блок-схема ТЦ-установки, включающая основные рассматриваемые функциональные системы.

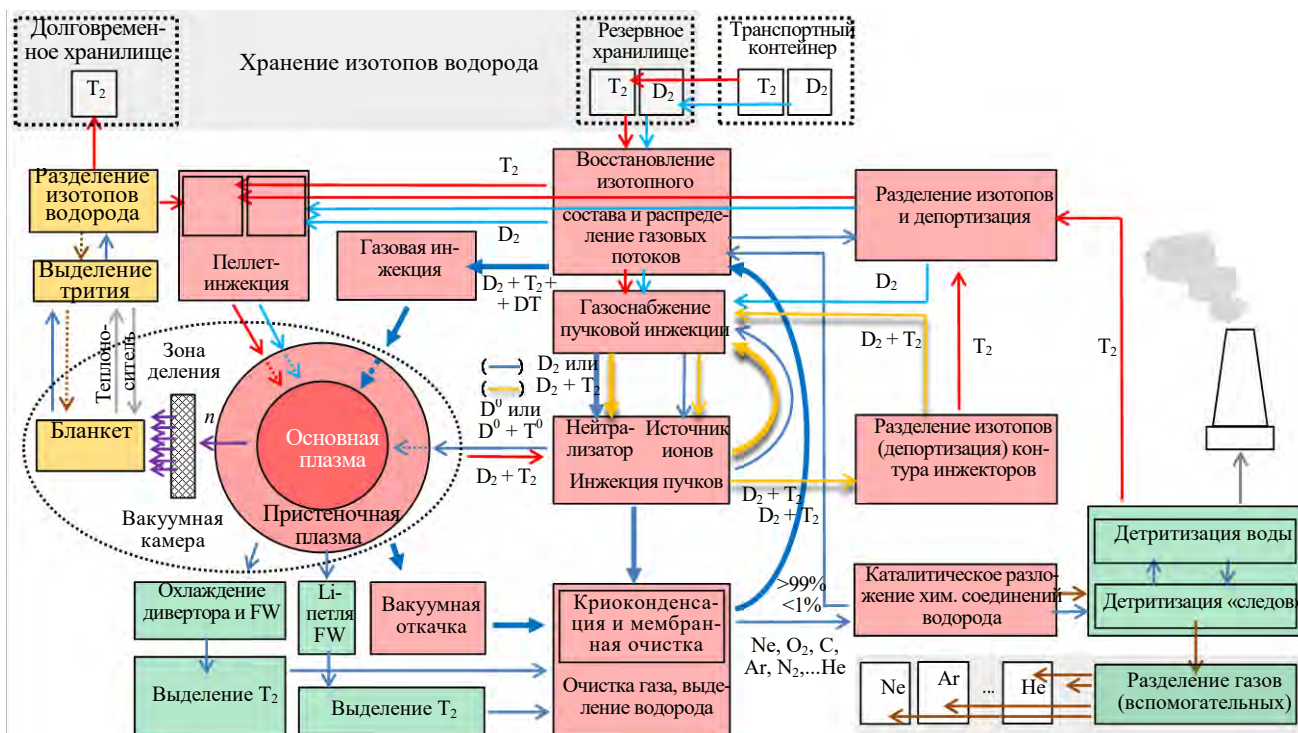


Рис. 1. Блок-схема систем ТЦ [31]. Цветами условно разделены три контура ТЦ: системы контура быстрой переработки «выхлопа» токамака — красный; контура выделения трития из blankets — оранжевый; контура переработки тритийсодержащих отходов — зелёный. Цветными стрелками показаны потоки топливных изотопов: тритий — красные, дейтерий — голубые, смесь газов — синие; для системы нагревных инжекторов показаны различные сценарии газоснабжения: для D^0 -пучка — синие и $D^0 + T^0$ -пучка — оранжевые стрелки

Как обсуждалось в [24, 31—35], архитектура ТЦ и используемые технологии (соответственно и количество водорода в них [36]) для каждого проекта ТЯР-ТИН должны быть выбраны на основании ожидаемых потоков топлива через плазму и вакуумную камеру установки. Методика расчёта потоков частиц в основной и диверторной плазме совместно с системами ТЦ была разработана и подробно описана также в [24, 34]. Газовые потоки в системах ТЦ для проекта ДЕМО-ТИН, определяющие производительность данных систем [34], рассчитанные с помощью кода FC-FNS, следующие, (моль Q_2^1)/с:

Поток через вакуумную камеру (газовая инжекция) . . .	$4,6 \cdot 10^{-3}$
Поток в системе пеллет-инжекции . . .	$(7,8—22,0)10^{-3}$
Поток в системе инжекции нейтральных частиц . . .	$4,2 \cdot 10^{-2}$
Поток в тритийвоспроизводящем бланкете . . .	$1,5 \cdot 10^{-5}$
Система откачки, предварительной очистки, входящий поток . . .	$(1,3—2,6)10^{-2}$
Мембранное выделение изотопов водорода, входящий поток . . .	$(1,3—2,6)10^{-2}$
Мембранно-каталитическая система, входящий поток . . .	$(2,5—5,3)10^{-4}$
СЕСЕ-процесс, поток тритированной воды . . .	До 5 кг/ч
Криоразделение изотопов водорода, входящий поток . . .	$(8,1—22,0)10^{-3}$
Препаративная газовая хроматография, входящий поток . . .	$(8—19)10^{-6}$ (до 5% масс T_2 ; остальное D_2)

При выгорании $D_2 + T_2$ в реакции синтеза на уровне $2,5 \cdot 10^{-5}$ моль/с поток через вакуумную камеру оказывается на несколько порядков выше (в работах [2, 32, 36] и др. это ассоциировалось с низким «коэффициентом выгорания»), что связано с физикой процессов в вакуумной камере [37]. Системы ТЦ должны обеспечить обработку потока из вакуумной камеры и повторную его инжекцию, в связи с этим их производительность также оказывается выше, чем дают простые оценки.

В то же время методика оценки количества изотопов водорода, содержащихся в различных системах ТЦ, используемая в FC-FNS, была описана довольно поверхностно в [25]. Существенные изменения были сделаны на данном этапе развития технологии моделирования в архитектуре ТЦ, а также выборе технологий базовых систем ТЦ. В данной статье приведено описание тех элементов ТЦ, для которых в настоящее время проводятся расчёты количества трития и дейтерия, содержащихся в системах. Показаны упрощённые технологические схемы систем и описаны принципы их работы. Описана методика расчёта накопления в них изотопов водорода.

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ КОЛИЧЕСТВА ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В СИСТЕМАХ ТЦ В КОДЕ FC-FNS

Для моделирования накопления изотопов водорода в системах ТЦ ТИН в коде FC-FNS были реализованы два различных подхода. Первый подход использует метод «времени пребывания трития», основанный на решении системы дифференциальных уравнений, описывающих динамику изменения количества трития в ключевых системах (бланкет, хранилище изотопов, системы обработки трития и др.) аналогично [2, 4]. Как отмечено, при таком подходе детали физико-химических процессов, происходящих в системах, игнорируются, а процессы характеризуются условной величиной «время пребывания», разной для систем ТЦ. Системы представлены как «чёрные ящики», обладающие некоторой ёмкостью по тритию, определяемой как произведение входящего потока к «времени пребывания». В модель легко включить величину производства трития в бланкете, потери трития, связанные с радиоактивным распадом, производственные потери (в основном за счёт диффузии) и пр. Однако при таком подходе сложно учесть конкретные технологические решения, результат слабо зависит от архитектуры. За счёт искусственности параметров («времени пребывания» для систем ТЦ) и невозможности корректной адаптации физических параметров, характеризующих системы и режимы ТЦ, для предсказательного моделирования было решено данный подход далее не развивать. Полученные результаты описаны в [26, 38].

Второй подход основан на расчёте количества изотопов водорода в системах ТЦ при известных потоках и составе газа, выбранных технологиях и, следовательно, известных давлении P , объёме V компонентов систем и температуре газа в них. Количество элементов систем и режим их работы (в случае дублирования, ограничения проводимости по газу или периодическом режиме работы) также должны приниматься во внимание при концептуальном проектировании ТЦ и при оценках изотопов водорода. В коде FC-FNS построены электронные модели составляющих ТЦ-систем, технологические решения для которых [39] были выбраны на основании моделирования потоков изотопов водорода. Параметры элементов ТЦ для расчётов были взяты из проектной документации (например, габаритные характеристики

¹Здесь Q_2 используется для обозначения молекул всех изотопов водорода.

модулей blankets, длины вакуумных или газовых магистралей и др.), из литературы (при наличии прототипов систем, например, состав системы пеллет-инъекции и давление в компонентах для ИТЭР [40]) и общих соображений. Для систем, имеющих сложный режим работы (обработки газа), например, мембранно-каталитического разложения соединений водорода, криогенной ректификации — разделения изотопов водорода, детритизации воздуха и воды, количество изотопов водорода определялось с использованием математических моделей, описывающих физико-химические процессы в них.

Такой подход позволил вместо «времени пребывания» использовать физически обоснованное время обработки газа в системах ТЦ, учитывать изменения в архитектуре ТЦ, варьировать физические параметры систем. Оба подхода показали хорошее совпадение результатов [26], однако выявили недостатки первого подхода [38], что позволяет судить о корректности расчётов вторым способом (но для большего числа систем ТЦ).

Упрощённые схемы систем ТЦ и описание принципов их работы были рассмотрены в [41]. В текущей версии кода FC-FNS моделируются все предполагаемые системы ТЦ (см. рис. 1) — для них решаются уравнения баланса частиц и производятся оценки содержания водорода. В данном разделе последовательно перечислены эти системы и описаны принципы расчёта количества изотопов водорода в них. Приведённые значения накопления трития в ТЦ актуальны для проекта ДЕМО-ТИН.

Системы инъекции частиц

Системы инъекции включают в себя систему газонапуска, систему инъекции пеллет и систему нейтральной инъекции.

Система газовой инъекции (газонапуска). Как упоминалось в [32, 39] и др., система инъекции газа (GIS) служит для формирования требуемого давления газа в вакуумной камере для начала разряда и в процессе работы установки, но не является системой подпитки плазмы топливом. Газонапуск обеспечивает рабочие условия в диверторе установки [35]. Для инъекции изотопный состав газа может дополнительно не корректироваться, т.е. может использоваться смесь изотопов водорода в соотношении, полученном при откачке из вакуумной камеры. Для выбранного режима горения плазмы газонапуск осуществляется стационарно. В случае нарушения баланса потоков в камере установки — между плазмой и стенкой — газонапуск в камеру должен быть увеличен или, напротив, сокращён для компенсации газовой выделенности из внутрикамерных элементов [37]. Очевидно, что система газонапуска и вакуумной откачки будет отличаться от решений, принятых для ИТЭР [40], и должны быть реализованы по принципу RUN/VENT [42], переключая поток газа либо в направлении вакуумной камеры, либо в насосную систему. Для предотвращения накопления газа в элементах системы предусматривается байпас между системами газонапуска и откачки — вокруг вакуумной камеры (рис. 2).

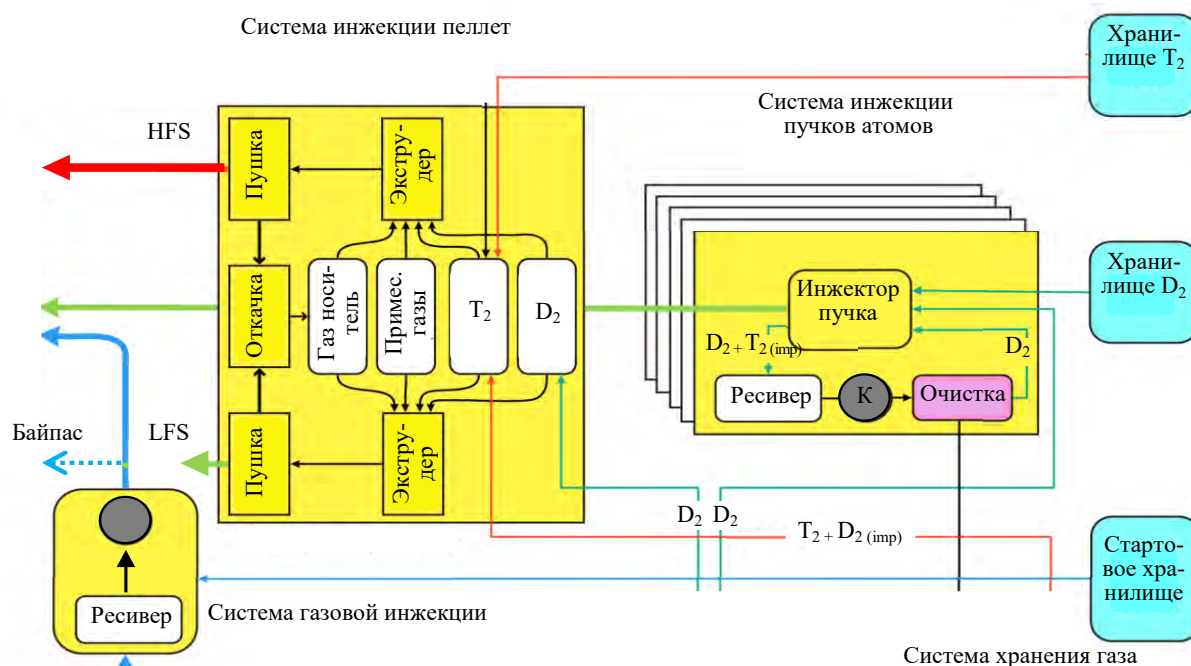


Рис. 2. Схема инъекции топливных и примесных частиц в вакуумную камеру и плазму со стороны сильного (HFS) и слабого (LFS) магнитного поля для варианта ускорения пеллет с использованием газовой пушки

Для системы газовых клапанов прототипом может служить аналогичная система для проектов ИТЭР или ДЕМО [42, 43] (рис. 3). В обоих проектах система предусматривает коаксиальные магистрали с двойными стенками (с вакуумной откачкой объёма внешней трубы) и различным рабочим давлением газа для различных систем ТЦ, а также модули подготовки газа (формирования смесей и компримирования). Предварительная оценка длин трубопроводов с рабочим давлением 0,09—0,6 МПа [40, 43] и газовых коллекторов даёт оценку трития и дейтерия, содержащихся в 16 газовых клапанах инжекции (с точки зрения симметрии вакуумной камеры [44]) (см. рис. 3, а), в количестве ~45 и 30 г соответственно. Для ИТЭР этот показатель в 2 раза выше [40] за счёт большей длины магистралей и более высоких требований по производительности системы.

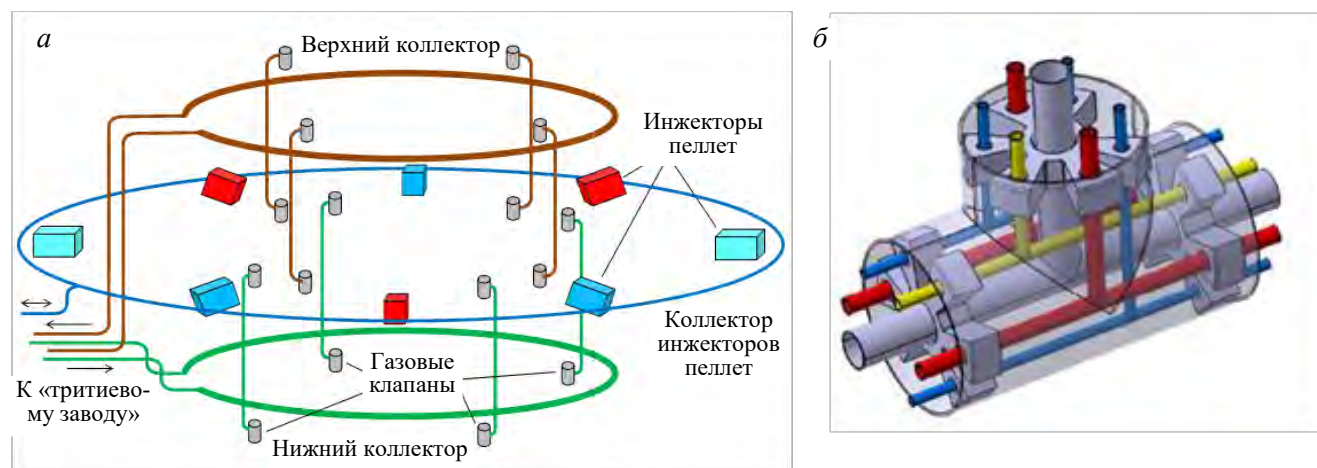


Рис. 3. Концептуальная компоновка газовых коммуникаций вокруг вакуумной камеры токамака (а) и конструкция газовых магистралей (б) [43]. Различными цветами (см. рис. 1, 2) условно обозначены инжекторы пеллет из различных газов (D_2 и T_2) и с различных направлений (HFS и LFS). Система газоснабжения для нейтральной инжекции не показана

Система инжекции пеллет. Система инжекции пеллет (PIS), рассматриваемая для проекта ДЕМО-ТИН, аналогично проекту ИТЭР подразумевает инжекцию топливных пеллет и пеллет для борьбы с неустойчивостями, локализованными на краю плазмы ELM, с различных направлений магнитного поля HFS и LFS соответственно (см. рис. 2 и 3). В связи с этим данная система рассматривается по аналогии с прототипом для ИТЭР [45, 46]. Прототипом для ДЕМО-ТИН может также служить инжектор, разработанный в НИИЭФА и ЛПИ в 1990-х гг. [47] в рамках разработки замкнутого тритиевого топливного цикла и продемонстрировавший достаточную для ИТЭР производительность [48]. Успехи систем пеллет-инжекции на установках ASDEX-Upgrade, JET, DIII-D и других требуют к себе пристального внимания, однако их производительность значительно ниже, чем ожидается для ТИН и ИТЭР.

Система подготовки пеллет помещается в герметичный объём, содержащий балластные резервуары, экструдер, вакуумные насосы и резервуар-хранилище для газовой смеси. В проекте ДЕМО-ТИН предусматривается использование отдельных инжекторов (систем подготовки пеллет) для D_2 и T_2 , что позволит управлять изотопным составом плазмы. Для дополнительной LFS-стимуляции ELM будет применяться инжекция пеллет из дейтерия [35]. При этом несколько инжекторов могут быть объединены в одном помещении/боксе для удобства обслуживания и использования одних направляющих для инжекции. Оценки производительности инжекторов топливных пеллет [35] показывают, что на установке целесообразно предусмотреть как минимум по два инжектора для D_2 - и T_2 -пеллет (в том числе с целью дублирования на случай отказа), а также несколько для контроля ELM. Точное количество должно быть определено путём моделирования динамики возмущений, вызываемых топливной инжекцией, для всех сценариев работы установки. Для конструктивных параметров, близких к инжекторам ИТЭР, в одном инжекторе и вспомогательных системах будет содержаться до 25 г T_2 и 17 г D_2 , что соответствует оценкам для системы ИТЭР [40]. Оценки производятся из уравнений $PV = NkT$, где P — парциальное давление изотопа водорода в элементе, V — объём элемента, N — количество частиц, давление и объёмы компонентов инжектора соответствуют значениям из документации ИТЭР [40].

Система нейтральной инжекции. Проект ДЕМО-ТИН предусматривает размещение шести инжекторов на установке при сопоставимых параметрах и габаритах с инжекторами ИТЭР (в настоящее

время там планируется размещение двух с дальнейшим увеличением их количества до трёх). Система нейтральной инжекции (NBI) будет содержать тритий в значительных количествах только для сценария использования $D_2 + T_2$ -газа для газоснабжения нейтрализаторов и источников ионов (см. рис. 1 и 4, а), однако в настоящее время принято решение использовать инжекцию пучков D^0 (рис. 4, б) с контролем примеси трития ($T_{2 imp}$) в контуре газоснабжения [29, 39]. В этом случае запасы трития будут несравнимо меньше за счёт того, что доля трития f_T в системе газоснабжения нейтральных инжекторов не будет превышать 5% [26, 30]. Подробно вопросы газонапуска в систему пучковой инжекции рассматриваются в [31, 35].

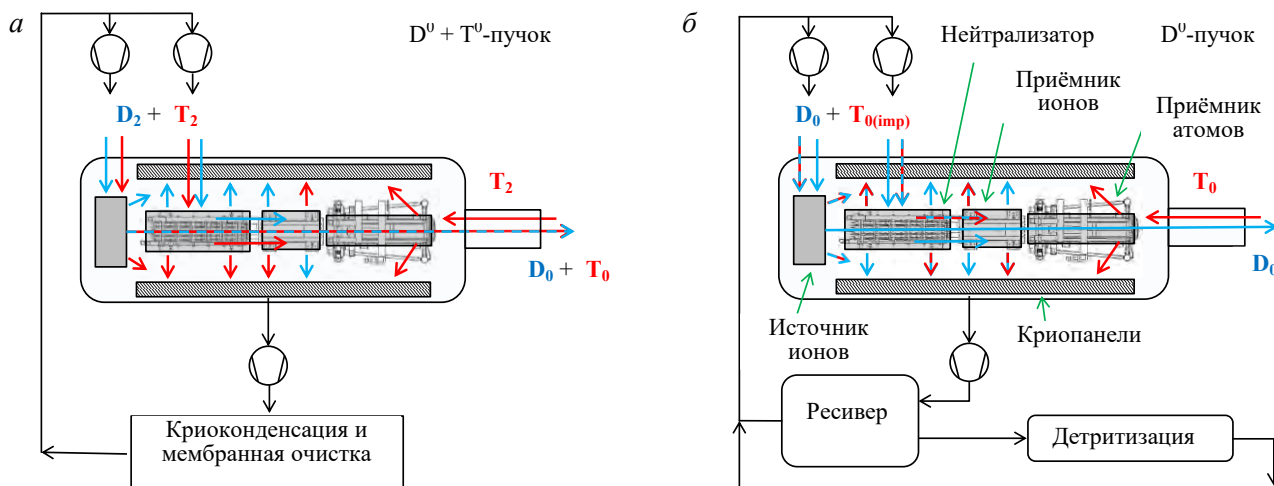


Рис. 4. Компонка инжектора, характерная для ИТЭР [40] и ДЕМО-ТИН [30], и условная схема газонапуска в инжектор для разного состава пучка: а — $D^0 + T^0$; б — D^0 (цвета стрелок см. рис. 1)

Рассчитав потоки газа в источники ионов и нейтрализаторы [30] и поток частиц в окна инжекторов со стороны первой стенки (в настоящее время используются завышенная оценка в виде потока S_{out} — диффузионных потерь из плазмы и вероятности пролёта частиц на всю длину атомопровода — до криопанелей, равную 20% [49]), можно оценить темп накопления изотопов на криопанелях каждого инжектора за время до их регенерации. При этом подразумевается последовательная «ступенчатая» схема регенерации (отепления) криопанелей инжекторов для обеспечения их непрерывного режима ввода мощности в плазму [29, 30] (рис. 5). Аналогичный подход используется для откачки вакуумной камеры криоконденсационными насосами периодического действия для ТИН и в проекте ИТЭР [29, 30, 40].

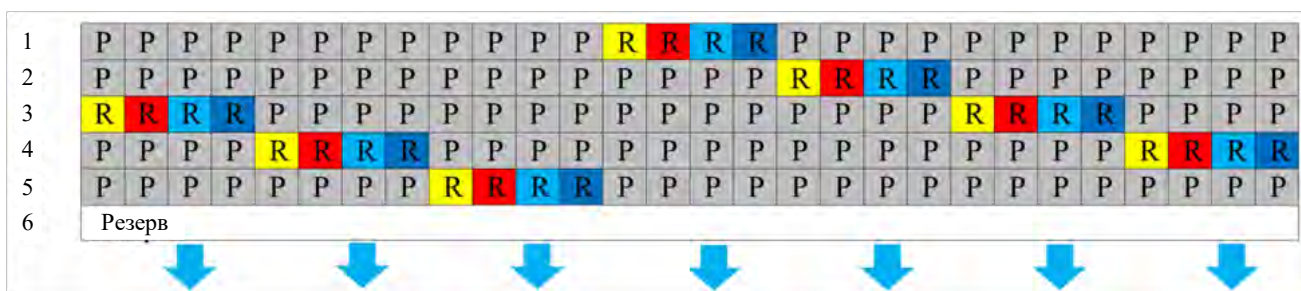


Рис. 5. Концептуальная схема последовательной «ступенчатой» откачки криоконденсационными насосами периодического действия. Диаграммы для одновременной работы пяти инжекторов (из шести — в проекте ДЕМО-ТИН): Р — откачка, R — регенерация; ↓ — моменты извлечения газа из объёма насосов (■) — после отепления панелей (■) — helium recovery и warming-up — ■) — после чего происходит процесс их захлаживания (■) — cool down). Шаг по времени в сетке 150 с

Для всех режимов анализируется максимальное время работы инжектора до регенерации — это время определяется как наименьшее из трёх критериев: уменьшение сорбционной способности криопанелей, накопление максимально разрешённого количества трития (в одном помещении) и возможность формирования гремучей смеси (в объёме одного помещения) в случае разгерметизации инжектора. Расчёты показывают, что при требуемых потоках газа в инжектор за время его работы (до 3 ч) сорбционная способность криопанелей практически не будет снижаться. Для сценария использования $D^0 + T^0$ -пучка время между последовательными этапами регенерации криопанелей каждого инжектора будет меньше (<1 ч) за счёт достижения ограничения [50] на максимальное количество трития в одном месте. Для сце-

нариев D⁰-пучка время работы (до регенерации) ограничено накоплением допустимой концентрации изотопов водорода (2% от объёма корпуса при н.у.) в инжекторе с точки зрения взрывоопасности.

Количество трития в инжекторе и в системе в целом рассчитывается с учётом фазы работы инжектора (см. рис. 5) и с учётом потока частиц трития в инжектор. Предполагается, что накопление газа на криопанелях происходит линейно во времени в течение работы инжектора между периодами регенерации. Для проекта ДЕМО-ТИН время инъекции пучка для каждого из работающих одновременно пяти (из проектных шести) инжекторов принято равным 2400 с (см. рис. 5). Количество трития в системе нейтральной инъекции при этом будет определяться предельной допустимой долей примеси (трития). Для значения $f_{\text{NBI}}^{\text{T}}$ 5% во всех инжекторах и системе их газоснабжения, включая хроматографическую систему очистки [39], будет содержаться до 88 г трития. Для D⁰ + T⁰-пучка это значение может достигать 150 г.

В настоящее время вопрос накопления гелия в системе газоснабжения инжекторов не рассматривается, однако его выделение может осуществляться в системе разделения изотопов водорода в контуре газоснабжения инжекторов [39].

Вакуумная камера и газовые магистрали

В объёме вакуумной камеры и откачных патрубках диверторов будет содержаться меньшее количество изотопов водорода, чем количество поглощённых (и удерживаемых) конструкционными и функциональными материалами камеры, первой стенки и дивертора частиц. Сопоставимое или ещё большее количество водорода может удерживаться в плёнках и пыли, возникающих в процессе работы установки. Учёт содержания водорода в пыли и плёнках в токамаках является в настоящее время актуальной задачей, между тем отсутствуют способы прогнозировать эту величину с приемлемой достоверностью. По этой причине накопление водорода в плёнках и пыли нами не учитывается.

Количество трития, содержащегося во внутрикамерных элементах из принятых проектом ДЕМО-ТИН конструкционных и функциональных материалов (табл. 1), было рассчитано с использованием методики моделирования транспорта изотопов водорода через материалы с нейтронно-индуцированными дефектами структуры [17]. Для компонентов, выполненных из сталей, с увеличением температуры будет возрастать количество трития, удерживаемого в материале. Для ванадиевых сплавов ситуация обратная: из-за отрицательного значения теплоты растворения с ростом температуры количество удерживаемого трития в ванадии уменьшается. Полученные оценки показывают важность проведения подробного анализа при выборе материалов внутрикамерных компонентов.

Т а б л и ц а 1. Накопление трития в кандидатных материалах ДЕМО-ТИН без учёта радиационных эффектов

Элементы токамака	Форма водорода (газовая среда)	Площадь, м ²	Температура, К среднее/пик	Материал	Количество трития, г
Обращённые к плазме материалы первой стенки	Ионы и нейтралы в среде атомарного водорода	180	450—900/1300	W, Be	До 9 (для V-сплавов до 13)
Несущая часть первой стенки	Среда молекулярного водорода	180	450—800	Сталь, V-сплавы + CuCrZr	
Обращённые к плазме материалы дивертора	Ионы и нейтралы в среде атомарного водорода	110	800—1800/2200	W	До 4 (до 300 для V-сплавов)
Кассета дивертора	Среда атомарного и молекулярного водорода	110	450—800	Сталь, V-сплавы + CuCrZr	
Основание дивертора	Среда атомарного и молекулярного водорода	250	300—450	Сталь, V-сплавы	До 1 (~50 для V-сплавов)
Бланкет	Среда молекулярного водорода	350	500—600	Сталь, V-сплавы	До 5 (до 500 для V-сплавов)
Патрубки инъекции пучков	Среда атомарного и молекулярного водорода	20	450—700	Сталь, V-сплавы	<<1 (~1 для V-сплавов)
Вакуумная камера	Среда молекулярного водорода	280	300—400	Сталь, V-сплавы	До 1 (до 500 для V-сплавов)
Итого					20 г (более 1000)

Считаем, что бланкет составной — из секций, при этом стенки его секций образуют каналы инъекции нагревных пучков. Тем не менее мы делаем оценки для каналов инъекции как для самостоятельных

элементов, поскольку они могут потребовать дополнительного охлаждения в связи с частичным захватом пучка реионизированных частиц, отклоняющихся в рассеянном магнитном поле установки [51]. Интегральные оценки содержания трития в материалах внутрикамерных компонентов дают около 20 г. Наличие ванадиевых сплавов может существенно повысить это значение. Очевидно, что наличие нейтронно-индуцированных дефектов может также привести к росту количества захваченного в материалах водорода. Расчёты с применением разработанной методики многоуровневого моделирования с использованием кода TMAP ведутся в настоящее время.

Объём газовой смеси в магистралях вакуумной системы оценивается сверху, исходя из сведений о магистралях ТЦ проекта ИТЭР [40]. Для принятых нами на концептуальном этапе грубых оценок в трубопроводах суммарной длиной до 1000 м при давлении до 0,6 МПа и ресиверах систем ТЦ суммарным объёмом до 1 м³ при давлении до 0,09 МПа может содержаться до 15 и 55 г трития соответственно. Очевидно, оптимизация вакуумной схемы должна быть выполнена на следующих этапах разработки проекта.

Система откачки

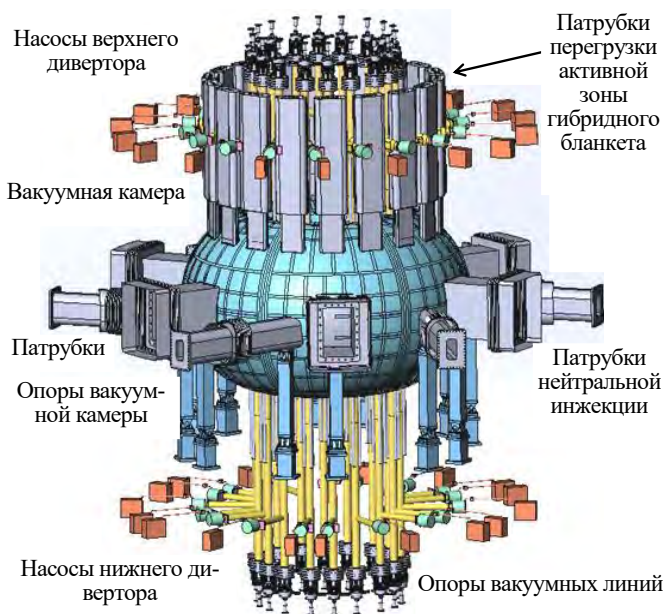


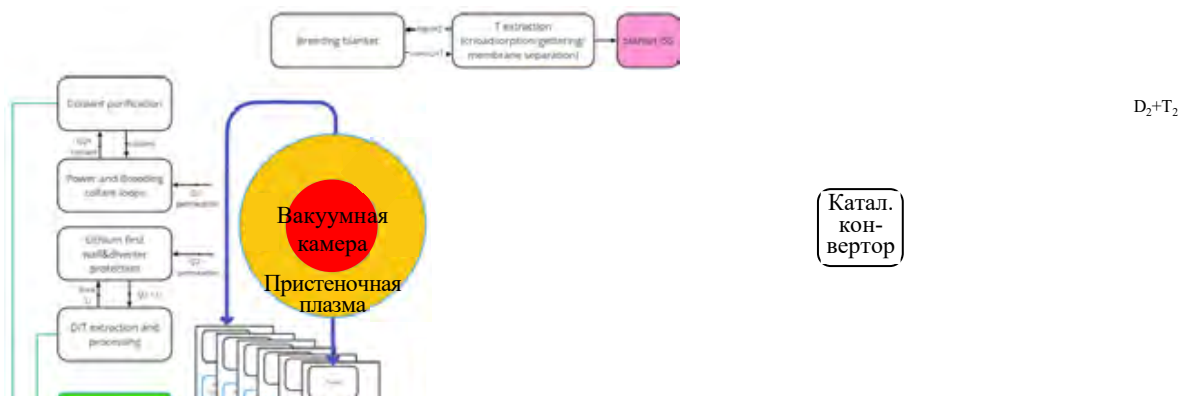
Рис. 6. Общий вид вакуумной камеры ДЕМО-ТИН и системы вакуумной откачки

Система откачки вакуумной камеры (из области диверторов) обрабатывает наибольшее количество газовой смеси, содержащей тритий. В её составе предусмотрена вспомогательная система форвакуумной подготовки, а также высоковакуумная система, состоящая из насосов на 36 патрубках [44] (рис. 6) в верхнем и нижнем сечениях установки (верхний и нижний диверторы для двухнулевой магнитной конфигурации). Для откачки могут быть использованы как турбомолекулярные, так и криоконденсационные насосы (подробнее этот вопрос обсуждается в [39]). Современное состояние проекта ДЕМО-ТИН предусматривает суммарную проводимость трубопроводов по водороду около 40 м³/с и эффективную скорость откачки от 30 до 40 м³/с в зависимости от типа используемых насосов. Это позволит откачивать из вакуумной камеры газовые потоки до 80 м³·Па/с (в режимах без нарушения симметрии верхнего и нижнего диверторов) в моделируемых сценариях [35, 52].

В качестве оценки сверху на текущем этапе рассматривается откачка вакуумной камеры посредством крионасосов, аналогичных предусмотренным в проекте ИТЭР. Для обеспечения непрерывной откачки с помощью таких насосов, требующих периодической регенерации криопанелей, должна быть реализована периодическая схема включения насосов, аналогичная работе нейтральной инъекции или режиму с длинными разрядами в ИТЭР. При этом насосы могут быть объединены в группы и периодичность регенерации будет зависеть от количества таких групп. Были рассмотрены различные схемы (до 36 групп) и длительности времени откачки каждым насосом/группой (от 150 до 1200 с). Для времени 1200 с [53] на криопанелях всех насосов будет одновременно содержаться до 70 г трития, что соответствует оценкам для ИТЭР при нормировке потоков, и 50 г дейтерия, не считая газа в вакуумной камере, диверторах и трубопроводах. Очевидно, что в случае использования турбомолекулярных насосов накопление газов будет несоизмеримо меньше. Такая оценка ранее не проводилась, так как будет существенным образом зависеть от инженерных решений в организации откачки установки, однако работа ведётся в настоящее время.

Системы с мембранным извлечением изотопов водорода

Целый ряд систем ТЦ подразумевает выделение изотопов водорода из газовой смеси с помощью мембранного реактора (рис. 7). В качестве мембраны могут быть использованы селективные по водороду.



водится масштабирование на систему в целом, исходя из данных о потоках газа и требуемой производительности.

Использование мембранного разделения представляется затруднительным для некоторых систем. Так, например, при выделении водорода из «бланкетного газа» (смесь гелия (99%) и протия, прокачиваемого через твердотельный керамический бланкет) (см. рис. 7, а) его концентрация слишком мала для сколько-нибудь эффективного разделения, что требует применения альтернативных технологий. Извлечение трития из теплоносителя (воды или сверхкритического CO_2) представляется ещё более трудноосуществимой задачей, так как там концентрация водорода, по всей видимости, будет находиться в пределах до 0,1%.

Мембранные реакторы на основе керамических пористых материалов могут быть использованы и для выделения газообразных соединений из жидкометаллического бланкета (технология проницаемости в вакуум PAV — permeation against vacuum), однако они не обладают селективностью по отношению к водороду или другим газам.

В настоящее время в коде FC-FNS моделируется работа «стандартизованного» для всех систем ТЦ мембранного элемента, оптимизированного для работы в системе разделения газа, где ожидаются наибольшие потоки водорода (из системы откачки). Очевидно, в дальнейшем для всех рассматриваемых систем должны быть выбраны кандидатные технологии и проведены более корректные расчёты.



Рис. 8. Принципиальная схема системы мембранного выделения изотопов водорода из газа

Для выделения изотопов водорода из газовой смеси рассматривался мембранный элемент из сплава палладия трубчатой формы с толщиной стенки 10—100 мкм (рис. 8). При этом нижняя граница (10 мкм) соответствует достижимому технологическому пределу (слой палладия на подложке), обеспечивающему максимальную производительность. Варьируются давление над мембраной и под ней, температура мембранного элемента, внешний радиус трубчатого элемента и его длина.

Количество газа (третия) в системе вычисляется из соотношения $PV = NkT$, причём $P = f(S, x)$, где S — площадь поверхности мембранного элемента, T — её рабочая температура, x — входной поток газа. Предполагается, что система оптимизирована с точки зрения рабочего давления, количества последовательных каскадов и др. Тогда для конкретного решения мембранного фильтра известны значения S , T и объём. В этом случае количество газа в фильтре можно получить, зная поток газа на входе x и количество элементов, обеспечивающих требуемый проникающий поток.

В расчётах величина константы проницаемости принималась равной $8,3 \cdot 10^{-9}$ моль/(м·с·Па^{-0,5}) для дейтерия и $6,6 \cdot 10^{-9}$ моль/(м·с·Па^{-0,5}) для трития (для сплава Pd—Ag при 673 К) [56]. Проникающий поток может быть вычислен по формуле $J = PS/(h\Delta P^{0,5})$, где h — толщина мембраны, ΔP — разница давлений. В качестве средних значений в расчётах принимались длина мембранного элемента 0,5 м, диаметр 5 мм в корпусе диаметром 30 мм, давление над поверхностью мембраны 200 кПа, за мембраной 10 кПа. Далее рассматриваются все перечисленные ранее системы, содержащие мембранную технологию разделения газов, и для них приводятся оценки содержания трития.

Система охлаждения внутрикамерных компонентов. Для оценки количества изотопов водорода, проникающих через конструкционные материалы в каналы с теплоносителем в системах охлаждения первой стенки и дивертора (см. рис. 7, а), моделируются процессы проницаемости конструкционных материалов, принятых для проекта ДЕМО-ТИН с учётом рабочих давлений и температуры (с использованием кода НИТТСР [17]). В настоящее время используются табличные значения коэффициентов проницаемости в отсутствие более корректных экспериментальных результатов для кандидатных сплавов и комбинаций материалов. Расчёты проникающих потоков показывают темпы потери трития через материалы первой стенки и дивертора в количестве ~0,5 г/год [57] — это соответствует 0,02% от выгорания топлива в реакции синтеза. Хотя эта величина крайне незначительна, для возврата трития в топливный цикл и обеспечения безопасности эксплуатации систем охлаждения требуется его извлечение из теплоносителя.

В качестве теплоносителя может быть использован сверхкритический гелий или перегретая вода. Поскольку задачей является поддержание концентрации трития ниже установленного уровня, а температура теплоносителя достаточна для работы мембранных элементов, можно на концептуальном уровне рассмотреть возможность выделения трития из хладагента с применением «мембранных элементов». Проникающие потоки позволяют использовать один или несколько элементов с перечисленными параметрами для получения достаточных проникающих потоков. Количество трития, содержащегося в мембранном элементе, составит $\gg 1$ г. Очевидно, это довольно грубое предположение и требует дальнейшей проработки для более точных оценок.

Система жидкометаллической защиты внутрикамерных компонентов. В проекте ДЕМО-ТИН допускается наличие лития на первой стенке вакуумной камеры и, концептуально, в диверторе. В расчётах рассматривается процесс захвата жидким литием изотопов водорода с последующим выделением на мембранном фильтре (см. рис. 7, а).

Коэффициенты захвата изотопов водорода при различной температуре приняты на основании экспериментов [58]. Однако такая оценка может оказаться несколько завышенной, так как Li будет находиться в вакуумной камере при температуре выше 300 °С, при которой изотопы водорода могут довольно быстро выходить из металла [58]. Концептуально извлечение трития из жидкого металла может осуществляться с использованием мембранных элементов аналогично технологии, предусмотренной для бланкета ДЕМО на основе свинцово-литиевой эвтектики [59]. При этом мембранная система может содержать ~1 г трития в 5—10 мембранных элементах, необходимых для обработки проникающего потока.

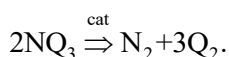
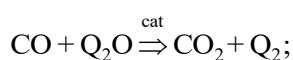
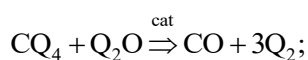
Система очистки «выхлопа» токамака. Система мембранной очистки топливной смеси должна обеспечить наибольшую производительность (после системы откачки). В рассматриваемом ранее сценарии использования $D^0 + T^0$ -пучка в систему очистки может направляться поток с криопанелей инжекторов, помимо потока из системы откачки вакуумной камеры (см. рис. 4, а). Замкнутый контур газоснабжения системы нейтральной инжекции и отсутствие значительного количества трития в случае D^0 -пучка (см. рис. 4, б) снижает требования к производительности системы очистки практически на порядок [29]. Это отразится на количестве мембранных элементов при выбранном подходе к проектированию системы. Применение более тонких проницаемых мембран также приведёт к сокращению количества рабочих элементов за счёт обеспечения большего проникающего потока. Однако деградация мембран, наблюдаемая для подобных систем, может быть более выражена, что может существенно осложнить условия эксплуатации и обслуживания (ремонта/замены элементов) системы. Оптимизация данной системы требует значительной расчётной и экспериментальной деятельности [60]. В составе системы рассматриваются до 150 элементов, обеспечивающих требуемую производительность во всех рассматриваемых сценариях. Содержание трития в элементах системы, произведённого по описанной в начале раздела методике, составляет ~ 2 г.

Система извлечения трития из бланкета. Как было показано в [61], производство трития в количестве, достаточном для самообеспечения установки (не говоря уже о его расширенном производстве), доступно только при использовании делящегося размножителя нейтронов — «активной зоны». В этом случае модули бридера (в проекте — необслуживаемые) размещаются внутри вакуумной камеры, занимая пространство за первой стенкой (на внешнем обходе), свободное от каналов перегрузки активных зон деления, и образуя каналы инжекции нагревных пучков.

Выделение трития из гибридного бланкета установки ДЕМО-ТИН (см. рис. 7, а), содержащего тритий-воспроизводящую зону, может осуществляться путём прокачки рабочего газа (He с примесью 0,1—1% H_2) через модули бланкета, заполненные ортосиликатом лития. Низкое содержание водорода в газе-носителе не позволит эффективно применять мембранную технологию его экстракции (необходима мембрана очень большой площади, поэтому разделение данным методом может быть нерационально), однако на этапе концептуального проектирования ТЦ данное приближение видится нам уместным. Очевидно, это довольно грубое предположение и требует дальнейшей проработки для более точных оценок.

Количество трития, производимого в модулях бланкета в процессе работы установки, оценивается с учётом данных нейтронно-физических расчётов для проекта ДЕМО-ТИН [61] и с учётом геометрических размеров модулей-наработчиков трития в соответствии с текущим состоянием технического проекта. Расчётный объём области бланкета для проекта ДЕМО-ТИН составляет около 70 м^3 , из которых объём бридерной части бланкета составляет 60 м^3 . В результате взаимодействия нейтронов с Li_4SiO_4 парциальное давление трития в модулях бланкета оценивается на уровне $(0,4—4) \cdot 10^{-5}$ МПа, а его поток в систему выделения $\sim 0,03 \text{ м}^3 \cdot \text{Па}/\text{с}$. Для обработки такого потока вполне достаточно одного элемента, хотя целесообразно предусмотреть большее количество с точки зрения надёжности работы/резервирования. Общее количество трития, содержащегося при таких условиях в бланкете, оценивается < 2 г, не считая трития, растворённого в материалах (см. табл. 1). В «мембранном» элементе системы экстракции будет содержаться предположительно < 1 г трития.

Система разложения химических соединений водорода. Мембранно-каталитическая система разложения химических соединений водорода должна обеспечить обработку потока химических соединений, содержащих водород и тритий (CQ_4 , Q_2O , NQ_3 и другие, здесь и далее $Q = H, D, T$), из системы очистки газа (мембранного разделения). Для выделения трития химические соединения поступают в серию каталитических реакторов, в которых осуществляются реакции с высвобождением молекулярного водорода:



Конвертер в связке элементов системы позволяет достичь равновесного состава смеси при заданной температуре по представленным реакциям. Затем поток, содержащий молекулярный водород, поступает в мембранный реактор, аналогичный описанному ранее. При этом молекулярный водород проникает через мембрану, а непрореагировавшие соединения возвращаются в каталитические реакторы. Данный цикл повторяется до достижения неснижаемой концентрации трития (имеется в виду концентрация, пренебрежимо мало изменяющаяся с увеличением циклов).

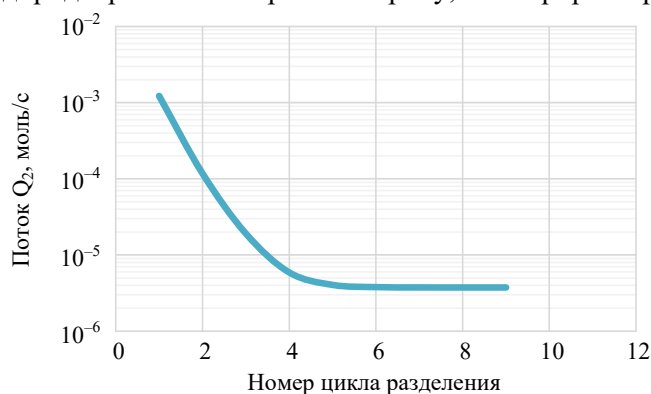
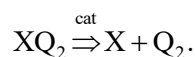


Рис. 9. Зависимость выходящего потока из системы мембранно-каталитического разложения химических соединений водорода от количества циклов разделения согласно модели, приведённой далее использована упрощённая модель на основе реакции



Здесь XQ_2 — водородсодержащие соединения (CQ_4 , Q_2O , NQ_3 и другие); X — соединения, не содержащие водород (CO_2 , N_2 , O_2 , Ar , He и другие). Предполагается, что параметры каталитического реактора позволяют достичь равновесия в реакции, при этом константа равновесия (K) задана (на рис. 9 показан расчёт при $K = 1$ и концентрации компонентов в реакции XN_2 — 48,5% моль, X — 48,5% моль, Q_2 — 3% моль).

При достижении неснижаемой концентрации тритийсодержащих соединений продолжение работы системы нецелесообразно. Данный поток будет сбрасываться в противоточное мембранно-каталитическое устройство для выделения следовых количеств трития (механизм действия идентичен PERMCAT ITER [62, 63]) через накопительный ресивер. Для расчёта количества трития в системах рассматриваются два различных времени обработки газа («времени пребывания»): на уровне 1 ч для мембранно-каталитической системы и 8 ч для системы переработки тритийсодержащих отходов. Для рассматриваемых пяти модулей системы общее содержание трития составляет от 9 до 27 г в случае различных сценариев системы нейтральной инжекции с D^0 (в сценарии газоснабжения дейтерием на рис. 4, б тритий будет накапливаться за счёт проникновения по каналу инжекции пучков из вакуумной камеры установки) и $\text{D}^0 + \text{T}^0$ -пучком соответственно.

Система разделения изотопов водорода

Система разделения изотопов водорода (ISS) предназначена для разделения потока газа и получения потоков водорода с заданным уровнем концентрации. Система должна будет обрабатывать довольно существенные потоки тритийсодержащей смеси из нескольких частей ТЦ: системы мембранной очистки, системы детритизации тритированной воды, системы детритизации газа в контуре нейтральной инжекции, при этом величина потоков и концентрация трития в них существенно различаются. Система разделения изотопов наряду с системами инжекции и бланкетом содержит наибольшее количество трития в топливном цикле, не считая хранилища изотопов, трубопроводы и вакуумную камеру. Необходимы тщательное моделирование данной системы и оптимизация её архитектуры для снижения содержания трития в ней.

Для разделения изотопов водорода возможно использовать различные методы: газовую хроматографию (в том числе модификации с полунепрерывным режимом работы, такие как термоциклическая адсорбция и др.), термодиффузию и криогенную ректификацию водорода [39, 64]. Наиболее подходя-

щей для ТЦ термоядерного реактора является криогенная ректификация водорода, так как позволяет осуществлять процесс непрерывно, при этом перерабатывая большие потоки водорода.

Тщательное моделирование установки криогенной ректификации требует учёта большого количества параметров, специального программного обеспечения и т.д. Такие примеры можно найти в работах [8, 64—67]. В настоящей работе количество трития в системе оценено с помощью упрощённой схемы разделения — каскада из трёх колонн с сокращением потоков (рис. 10).

В расчётах разделяемая смесь изотопов содержала только тритий и дейтерий. Коэффициент разделения α_{DT} был принят равным 1,25 [68, с. 302], температура колонн 23 К. Поток питания в случае использования топливной смеси состава 50%D₂—50%T₂ находился в диапазоне от $9,3 \cdot 10^{-4}$ до $7 \cdot 10^{-3}$ моль/с. Основной поток питания от системы мембранного разделения приходится на вторую колонну, первая колонна исчерпывает смесь изотопов по тяжёлому компоненту — тритию, третья колонна служит для концентрирования трития до 95%. Общий подход к расчёту систем для расчёта колонн изотопного обмена описан в работе [68]. Результаты расчётов количества трития в ТЦ при различных сценариях работы установки описаны в [69, 70] для ТИН-СТ и в [34] для ДЕМО-ТИН. Характерное содержание изотопов водорода в системе для рассмотренных случаев от 10 до 120 г трития и до 400 г дейтерия. Для сравнения, в ISS проекта ИТЭР должно содержаться до 230 г трития [40].

Системы детритизации газообразных потоков перед сбросом в атмосферу

Описанные системы образуют так называемый «внутренний» контур ТЦ, обрабатывающий наибольшие газовые потоки и потоки, имеющие наибольшую концентрацию трития. При этом все используемые технологии по возможности имеют минимальное время обработки газа (непрерывные процессы) для сокращения запасов трития в них. Между тем системы ТЦ, образующие «внешний» контур, обрабатывают газовые потоки, имеющие следовые количества трития. Детритизация всех рабочих газов и воды крайне важна для обеспечения безопасных условий эксплуатации установки. Однако накоплением трития в этих системах в первом приближении можно пренебречь. В обоснование данного утверждения далее рассмотрены системы детритизации и оценено количество трития в них.

Системы детритизации воздуха и других газов. Система детритизации в ТЦ необходима для подготовки и дезактивации газообразных сбросов. Существуют три типа сбросов: инертные и примесные газы, образующиеся или попадающие в системы ТЦ, предназначенные для сброса в результате нормальной работы токамака, его подсистем и систем ТЦ; воздух или иная атмосфера, циркулирующая в боксах, загрязнённая тритием при нормальной эксплуатации в результате прогнозируемых утечек из трубопроводов, оборудования и т.д.; воздух рабочих помещений, загрязнённый тритием в результате аварий и нештатных ситуаций.

Для детритизации воздуха и других газов могут быть применены различные методы, в настоящее время применяют осушку с помощью цеолитов и колонны-скрубберы на основе фазового изотопного обмена в системе пары воды—жидкая вода [71—73]. Данные методы позволяют улавливать тритированные пары воды, для чего предварительно необходимо перевести различные соединения трития в окисленную форму, применяя каталитическое окисление в избытке кислорода.

В ДЕМО-ТИН предполагается [39] использовать метод фазового изотопного обмена (ФИО) для детритизации газов. Согласно оценке авторов настоящей работы, поток в систему детритизации инертных и

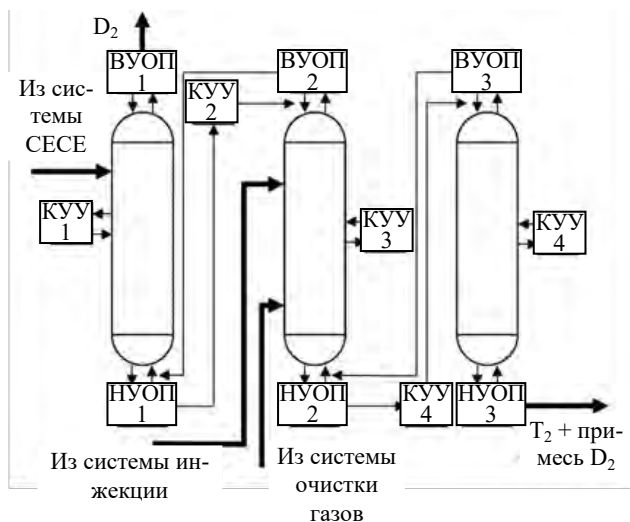


Рис. 10. Упрощённая схема установки криогенной ректификации изотопов водорода, использованная авторами в расчётах: ВУОП — верхний узел обращения потоков; НУОП — нижний узел обращения потоков; КУУ — каталитические уравнивающие устройства; ↑ — входные и выходные потоки

примесных газов из ТЦ составит около $0,3 \text{ м}^3/\text{ч}$, очищаемый поток от циркулирующей в боксах атмосферы около $30 \text{ м}^3/\text{ч}$, общий поток от этих источников составит $30,3 \text{ м}^3/\text{ч}$. Содержание трития в данных потоках не более $10^{10} \text{ Бк}/\text{м}^3$. В расчётах принято значение максимально допустимого выброса трития в форме паров воды $10^5 \text{ Бк}/\text{м}^3$ от всех источников в случае нормальной эксплуатации. Необходимое значение коэффициента детритизации $DF = 10^5$. Значение допустимого выброса должно быть скорректировано с учётом характеристик радиационно опасного объекта и его локализации. Согласно НРБ-99/2009 допустимая среднегодовая объёмная активность в воздухе помещений для работы персонала (ДОО_{перс}) составляет $4,4 \cdot 10^5 \text{ Бк}/\text{м}^3$, допустимая среднегодовая объёмная активность в воздухе для населения (ДОО_{нас}) составляет $1,9 \cdot 10^3 \text{ Бк}/\text{м}^3$.

В расчёте влажность потока газов для детритизации принята за 100%, что представляет собой максимальное влагосодержание. Известно, что при уменьшении влажности очищаемого потока газов коэффициент детритизации увеличивается [74] за счёт процесса увлажнения (это приводит к разбавлению тритированных паров) и изотопных эффектов, происходящих непосредственно в колонне. Данное допущение (влажность 100%) позволяет нам оценить количество трития в системе детритизации в наиболее ресурсоёмких условиях.

В расчёте температура работы колонны принимается равной 298 К, коэффициент разделения $\alpha_{\text{H}_2\text{O}-\text{HTO}} = 1,092$ [75], высота эквивалентной теоретической ступени (ВЭТС) для регулярной оксидированной медной насадки $h_3 = 8,5 \text{ см}$ [75], давление в колонне 1 атм.

Материальный баланс по изотопу для колонны ФИО

$$L(x_k - x_0) = G_{\text{H}_2\text{O}}(y_0 - y_k).$$

Здесь x_k, x_0 — концентрация трития в потоке жидкости на выходе и входе в колонну, мольная доля; y_0, y_k — концентрация трития в потоке водяного пара на входе и выходе из колонны, мольная доля; $G_{\text{H}_2\text{O}}$ и L — поток водяного пара и орошающей жидкости в колонне, моль/мин. Отношение потоков в колонне $\lambda = G_{\text{H}_2\text{O}}/L$ принято равным 1. Так как содержание трития в природной воде, подаваемой на орошение колонны, незначительно ($x_0 \approx 0$), можно записать это уравнение в виде

$$Lx_k = G_{\text{H}_2\text{O}}(y_0 - y_k) \text{ или } x_k = \lambda(y_0 - y_k).$$

Число теоретических ступеней разделения n колонны определяют по формуле [76]

$$DF = \frac{\lambda}{\alpha_{\text{H}_2\text{O}-\text{HTO}} - \lambda} \left(\left[\frac{\alpha_{\text{H}_2\text{O}-\text{HTO}}}{\lambda} \right]^{n+1} - 1 \right).$$

Высота насадочной части колонны ФИО

$$H = h_3 n.$$

Для расчётов были использованы данные, полученные в [75] для регулярной медной оксидированной насадки. Задержка жидкости в колонне ($\text{кг}/\text{м}^3$) рассчитывалась согласно формуле [72, с. 256] $H_{\text{sum}} = 5,27 L_w^{0,38}$, где L_w — плотность орошения колонны, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{ч})$.

Расчёт, проведённый для указанных параметров системы, показывает, что количество трития в системе детритизации газообразных сбросов на основе колонны фазового изотопного обмена незначительно и составляет около $8,1 \cdot 10^{-3} \text{ г}$, или $2,9 \cdot 10^{12} \text{ Бк}$.

Система переработки жидких тритийсодержащих отходов. Система детритизации воды ТЦ необходима для переработки образующихся в результате работы ДЕМО-ТИН жидких радиоактивных отходов, преимущественно состоящих из тритированной воды, также содержащей повышенное по сравнению с природным количество дейтерия. Существуют три источника образования тритийсодержащей воды в ТЦ: окисление соединений трития, перевод в жидкую фазу (улавливание) образующихся паров воды в колонне фазового изотопного обмена; проникновение (посредством диффузии) трития в теплоноситель, охлаждающий тритийвоспроизводящий бланкет реактора (в случае использования воды в ка-

честве теплоносителя); нештатные и аварийные ситуации, приводящие к образованию жидких отходов. Также в систему детритизации из системы разделения изотопов водорода может поступать поток водорода, содержащий остаточное количество трития.

Для детритизации воды могут быть применены различные методы. В настоящее время применяют СЕСЕ-процесс и криогенную ректификацию [77—80]. Наиболее эффективным и современным методом является СЕСЕ-процесс, основанный на химическом изотопном обмене между парами воды и водородом и использующий электролитическое разложение воды для обращения потоков. Подробно метод описан в [81—83]. Однако возможно использование и других методов, в частности, на основе метода криогенной ректификации водорода была введена в эксплуатацию система детритизации воды токамака JET [78, 79, 84].

Схема установки для переработки тритийсодержащей воды показана на рис. 11. В колонну, состоящую из концентрирующей и исчерпывающей частей, подают тритийсодержащую воду (в настоящем расчёте принята концентрация $2,7 \cdot 10^9$ Бк/моль H_2O , ~ 4 Ки/кг). В колонне происходит концентрирование трития в жидкой фазе до концентрации 100 Ки/кг. Узлом обращения потоков служит электролизёр, в котором происходит разложение воды на водород, содержащий тритий, и кислород. Поток водорода разделяется на две части, меньшая часть направляется в систему разделения изотопов, большая часть направляется обратно в колонну. В исчерпывающую часть колонны для орошения подают воду природного изотопного состава (поток L_0). Концентрация трития в потоке водорода, покидающего исчерпывающую часть колонны, не превышает $7 \cdot 10^7$ Бк/м³. В расчётах производительность системы установлена 300 моль/ч ($\sim 5,4$ кг/ч).

Расчёт колонны химического изотопного обмена проводился для 65 °С, коэффициент разделения в системе вода—водород для смеси трития и протия при этой температуре составляет ~ 5 [72, с. 161]. Рабочее давление в колонне принято равным 1 атм. В работе [80] приведены данные по зависимости ВЭТС от параметров работы колонны для насыпной и регулярной насадки, в расчётах была использована величина $h_s = 35$ см.

Материальный баланс по потокам и по тритию в колонне

$$L = L_0 + F = G + B;$$

$$L_0 x_0 + F x_F = G y_0 + B y_B.$$

Здесь x_F, x_B, x_0 — концентрация трития в питающем потоке воды, в потоке, поступающем из колонны в узел обращения потоков (электролизёр), и потоке воды, подаваемом на орошение колонны сверху, мольная доля; y_0, y_B — концентрация трития в водороде в отвальном и продуктивном потоке, мольная доля.

Минимальный поток жидкости в концентрирующей части колонны [85]

$$L_{\min} = B \frac{1 - \frac{\varepsilon}{\alpha} x_F}{\frac{\varepsilon}{\alpha} x_F (1 - x_F)} \left[x_B - \frac{x_F}{\alpha \left(1 - \frac{\varepsilon}{\alpha} x_F \right)} \right].$$



Рис. 11. Схема системы переработки жидких тритийсодержащих отходов, использованная авторами при расчётах

Реальный поток жидкости в концентрирующей части колонны рассчитывают, принимая величину относительного отбора $\theta_k = 0,7$:

$$L = \frac{L_{\min}}{\theta_k}.$$

Число теоретических ступеней разделения в концентрирующей части колонны определяют по формуле

$$n_k = \frac{\ln\left(\frac{K_k - \theta}{1 - \theta_k}\right)}{\ln \frac{\alpha}{\lambda}},$$

где K_k — степень разделения в концентрирующей части колонны.

Число теоретических ступеней разделения в исчерпывающей части колонны

$$n_n = \frac{\ln\left(\frac{x_F/\alpha}{y_o}\right)}{\ln \frac{\alpha}{\lambda}}.$$

Высота насадочной части колонны

$$H = h_3(n_k + n_n).$$

Величина задержки воды в слое нерегулярной насадки принята равной $\Delta H = 0,07 \text{ м}^3/\text{м}^3$ согласно оценкам в [68, с. 107]. Общее количество воды в насадочной части колонны, г:

$$v = 1,2V\Delta H,$$

где V — объём насадочной части колонны; 1,2 — коэффициент, учитывающий количество воды в трубопроводах и других частях установки. Расчёт, проведённый для данных параметров, указывает, что количество трития в колонне составляет около 0,21 г, или $7,51 \cdot 10^{13}$ Бк.

В случае СЕСЕ-процесса необходимо учитывать количество трития в электролизёре, так как его концентрация в нём в стационарном режиме работы будет существенно выше, чем в жидкой фазе на выходе из колонны, из-за высокого коэффициента разделения изотопов водорода при электролизе. Последний для современных электролизёров находится в диапазоне от 3 до 5, однако может достигать 10 [68].

Расчёт проводился для параметров электролизёра с мембраной из твёрдополимерного электролита (например, Nafion). Для него характерны высокая плотность тока ($i \sim 1 \text{ А/см}^2$), плотность сухой мембраны $1,5 \text{ г/см}^3$ [86], толщина мембраны $\delta \sim 150 \text{ мкм}$. Площадь мембраны определяли по формуле

$$S_m = \frac{P_{\text{эл}}}{V_m \frac{i}{2F}}.$$

Здесь F — число Фарадея, Кл/моль; $P_{\text{эл}}$ — производительность электролизёра $\sim 12 \text{ м}^3/\text{ч}$.

Характерной особенностью твёрдополимерного электролита является высокое влагосодержание, обеспечивающее необходимую протонную проводимость мембраны. В расчётах влагосодержание мембраны принято $\varphi_m \sim 20\%$ масс. Количество воды в катодном и анодном пространстве электролизёра было рассчитано, исходя из предположения, что вся площадь мембраны со всех сторон покрыта слоем воды толщиной $\delta_{\text{эл}} \sim 2 \text{ мм}$. Для расчёта общего количества воды в электролизёре учитывалась вода в трубопроводах и других частях ($\sim 370\%$).

Концентрация трития в электролизёре рассчитывалась при коэффициенте разделения протия и трития $\alpha_{\text{эл}} = 3,5$ по формуле

$$x_{\text{эл}} = \frac{\alpha_{\text{эл}} x_{\text{б}}}{1 + (\alpha_{\text{эл}} - 1) x_{\text{б}}}.$$

Расчёт, проведённый для данных параметров электролизёра, показывает, что количество трития в нём составляет около 1,51 г, или $5,40 \cdot 10^{14}$ Бк. Тогда общее количество трития в системе детритизации воды на основе установки СЕСЕ не превышает 1,72 г, или $6,15 \cdot 10^{14}$ Бк.

Система хроматографического выделения трития

Хроматографическое разделение изотопов водорода в ТЦ ТЯР может быть рассмотрено как альтернатива криогенной ректификации [87, 88] для некоторых систем. Для проекта ДЕМО-ТИН хроматографическое разделение рассматривается для очистки дейтерия от трития в системе инъекции пучков нейтральных частиц [39] (см. рис. 2, 4). При работе инжектора пучков нейтральных частиц в инжекционный порт из плазмы попадают молекулы, содержащие тритий, — они вместе с дейтерием сорбируются на криопанелях. Так как газ, содержащийся на криопанелях, многократно используется в системе нейтральной инъекции, попадание трития может приводить к значительному его накоплению. Поэтому в этой системе предусмотрена периодическая очистка с помощью фронтальной хроматографии [89]. При этом порция газа, содержащего тритий, пропускается через заполненную сорбентом на основе палладия хроматографическую колонку. Так как в случае палладия тяжёлые изотопы водорода концентрируются в газовой фазе, по мере прохождения колонки тритий будет концентрироваться на переднем фронте газового потока и может быть направлен в отдельное хранилище или на дальнейшую переработку. В качестве газа-носителя может быть использован чистый дейтерий или гелий.

Оценка количества трития в системе была сделана на основе данных о работе стенда препаративной газовой хроматографии для разделения изотопов водорода в ТЦ установки JET во время кампании DTE1 [89]. Количество трития в системе определялось объёмом хроматографической колонны, периодичностью её работы и концентрацией трития в разделяемой смеси. В сценариях, рассмотренных для проекта ДЕМО-ТИН, количество трития в системе не превышает 1 г.

Система хранения газов

Система хранения газовой смеси должна обеспечить хранение всего газа, содержащегося в ТЦ (на момент запуска и/или остановки установки), а также содержать запасы топлива для непрерывной работы всех систем ТЦ. В систему хранения входят геттерные хранилища для наработанного в бланкете трития (долговременное) и хранилища для дейтерия и трития (стартовое и резервное), содержащие соответствующий газ [39]. Для стационарной работы установки расход трития в процессе термоядерного горения должен быть обеспечен его бридингом в бланкете, однако в геттерном (резервном) хранилище должен быть запас трития на время запуска или на случай остановки тритийвоспроизводящих систем. В случае отсутствия тритийвоспроизводящего бланкета весь тритий для использования в качестве топлива на установке будет получен извне. В таком случае в резервном хранилище должно содержаться количество топлива, необходимое для устойчивой работы установки вне зависимости от перебоев в снабжении.

По всей видимости, все хранилища будут модульными, состоящими из отдельных объёмов, используемых по мере необходимости. Объёмы систем должны соответствовать требованиям, предъявляемым к ним. Так, «стартовое хранилище» должно вмещать всю газовую смесь в ТЦ с учётом потерь на сорбцию конструкционными материалами и β -распад трития. Долговременное хранилище должно обеспечить хранение трития, наработанного в бланкете с учётом темпа бридинга и периодичности его извлечения из хранилища для нужд сторонних потребителей. Оставшаяся часть (резервная) геттерного хранилища должна содержать газы с учётом периодичности пополнения их запасов, темпа расхода трития и времени остановки тритийвоспроизводящих систем.

Характерные значения объёма хранилищ оцениваются из потребностей в изотопах водорода на площадке установки. Для остановки систем воспроизводства трития на срок до 20 дней потребуется хранить запас 80—120 г для различных сценариев работы. Эта величина отвечает темпу выгорания и

распада трития в системах установки. Это значение может быть снижено за счёт сокращения времени остановки/обслуживания blankets. Компенсировать выгорание дейтерия в реакциях синтеза (до 1,5 кг/год) предполагается из запасов, содержащихся также в резервном хранилище. Долговременное хранилище должно вмещать до 400 г трития при коэффициенте его производства в blankets (TBR) $\sim 1,2$ и темпе извлечения трития из него один раз в год. Оценке количества газа, необходимого для запуска установки и определяющего объём стартового хранилища, посвящён следующий раздел.

ОБЩЕЕ КОЛИЧЕСТВО ТРИТИЯ ДЛЯ ПРОЕКТА ДЕМО-ТИН

Общие (суммарные) запасы трития как наиболее критичного компонента топлива для проектов ТИН рассчитываются кодом FC-FNS с использованием предположений о составе ТЦ и используемых технологиях, описанных в предыдущем разделе. В табл. 2 приведены характерные значения накопления трития в системах ТЦ для различных сценариев плазменного разряда.

Важно отметить, что для ряда систем значение накопленных изотопов не будет изменяться при различных параметрах плазмы и соответственно потоков газа и концентрации трития в них, например, системах инжекции топлива. Между тем, для большей части компонентов ТЦ будет иметь место корреляция между потоками в ТЦ и накоплением изотопов водорода в них. В связи с этим при расчётах в FC-FNS для каждого конкретного набора параметров плазмы рассчитываются потоки в ТЦ и накопление компонентов топлива [34, 35, 69, 70].

Т а б л и ц а 2. Характерные значения содержания трития в основных системах ТЦ для случаев с естественными и конвективными ELM [35], $n_e = 8,0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $\tau_p/\tau_E = 1,0$

Системы ТЦ	Естественные ELM, г трития	Конвективные ELM, г трития
Система газовой инжекции	45	45
Система инжекции пеллет	50	50
Система инжекции нейтральных пучков	8	8
Вакуумная камера (включая плазму)	20	20
Система откачки токамака	60	60
Система мембранного разделения газов	2	2
Blanket + система выделения трития	2	2
Система разложения соединений водорода	9	9
Система удаления дейтерия/трития из NBI	1	1
Система разделения изотопов водорода	80	150
Стартовый геттер (резервное хранилище)	120	120
Газопроводы, ресиверы, насосы и арматура	70	70

На рис. 12, а показаны зависимости запасов трития в ТЦ ДЕМО-ТИН от времени удержания частиц τ_p/τ_E для различных значений плотности плазмы $\langle n_e \rangle$ (10^{19} м^{-3}) без учёта долговременного хранилища. В [34, 35] было отмечено, что эти результаты получены в предположении «естественных» ELM, когда

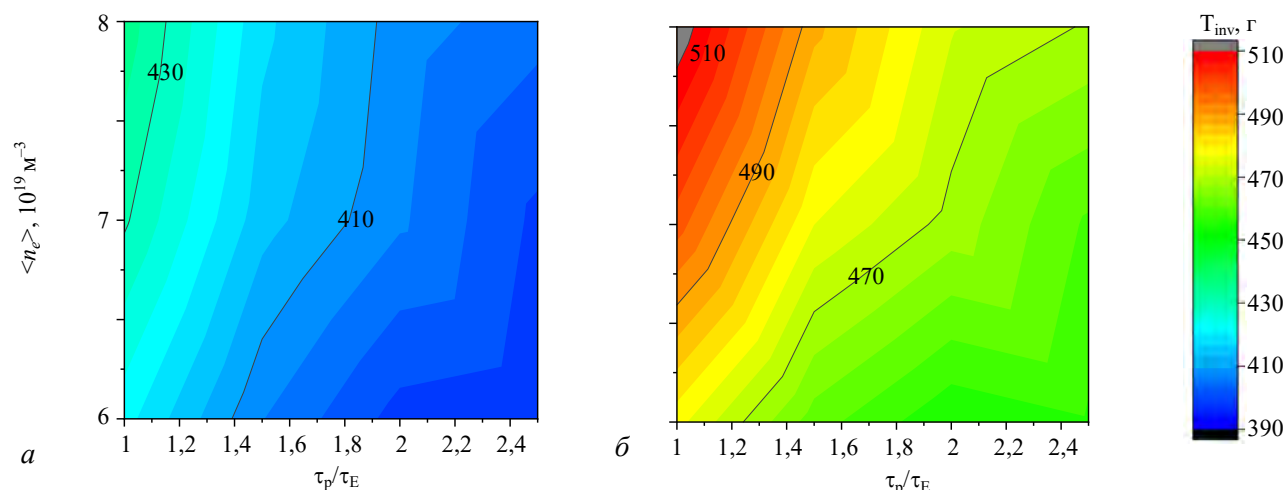


Рис. 12. Запасы трития (T_{inv}) в ТЦ ДЕМО-ТИН (без долговременного хранилища) в зависимости от времени удержания частиц τ_p/τ_E и плотности плазмы $\langle n_e \rangle$ естественных (а) и конвективных (б) ELM для D^0 -пучка. Шкала справа показывает соответствие между цветом на рисунках и количеством трития

потери частиц, связанные с ними, были включены в общие диффузионные потери. Однако если ELM становятся более частыми и меньшими («конвективные» ELM), то потери из плазмы могут значительно возрасти, что потребует интенсификации её подпитки и возрастания потоков в ТЦ.

В [34, 35] подробно описана методика моделирования потоков частиц с учётом потерь частиц в конвективных ELM и их стимуляции. Запасы трития в ТЦ (без долговременного хранилища) с учётом потерь частиц в ELM в зависимости от времени удержания частиц τ_p/τ_E и плотности плазмы $\langle n_e \rangle$ показаны на рис. 12, б для нагревного D-пучка. Видно, что увеличение потоков топлива через системы инъекции, разделения изотопов водорода и некоторые другие системы в случае учёта конвективных ELM приводит к существенному увеличению запасов трития в топливном цикле (преимущественно в системе разделения изотопов ISS).

Приведённые значения количества трития в ТЦ включают резервные запасы (для ремонта или обслуживания систем воспроизводства трития), как уже обсуждалось. Поскольку в установившемся режиме работы установки происходит наработка трития в долговременное хранилище, дополнительно оставлять тритий в резервном хранилище может быть нерационально. В таком случае оценка общего количества трития на площадке установки будет производиться по объёму стартового хранилища и количеству трития в долговременном хранилище, но без учёта резервного хранилища. В случае отсутствия брідерной части на установке общее количество трития будет соответствовать объёму стартового хранилища, включающего резерв. Для установки ДЕМО-ТИН для различных сценариев такие оценки составят 400—500 г трития в качестве стартового запаса и 650—800 г трития интегрально на площадке и порядка 2500 г дейтерия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На этапе концептуального проектирования ТИН на основе токамака был проведён анализ современных технологий обращения с топливными тритийсодержащими потоками применительно к ТЦ ТЯР и ТИН, а также сформирована концепция ТЦ для проекта ДЕМО-ТИН.

Для расчёта потоков компонентов топлива и накопления трития в топливном цикле ТИН был разработан код FC-FNS. Развитие проектов ТИН в последние годы позволило уточнить требуемые параметры ТЦ-систем и выбрать конкретные технологические решения для проекта ДЕМО-ТИН.

Описаны базовые элементы ТЦ, для которых проводятся расчёты количества трития и дейтерия, хранимых в ТЦ-системах. Обсуждены актуальные упрощённые технологические схемы ТЦ-систем и описаны принципы работы элементов ТЦ. Также описаны методики расчётов накопления изотопов водорода в них. Методика основана на модернизированном «методе времени пребывания» и позволяет наиболее реалистично оценить накопление компонентов топлива в составляющих ТЦ-системах с учётом геометрических параметров, технологических принципов и режимов их работы. При наличии прототипов систем результаты расчётов сопоставлялись с литературными данными для известных прототипов ТЦ ИТЭР и др.

Определено, что при использовании в нагревных инжекторах ДЕМО-ТИН дейтерия в качестве рабочего газа (для формирования D⁰-пучков) стартовые запасы трития составят 400—430 г для различных сценариев установки. Увеличение потоков топливной смеси D + T через системы инъекции, разделения изотопов водорода и некоторые другие в случае учёта конвективных ELM приведёт к увеличению запасов трития в топливном цикле до 20%. Количество изотопов водорода в топливном цикле составит в этом случае до 500 г трития и до 2500 г дейтерия. С учётом запасов трития в резервном хранилище и нарабатанного в бланкете трития в долговременном хранилище общее количество трития на установке ожидается менее 800 г.

Приведённые результаты получены с рядом существенных упрощений. Несмотря на это, полученные результаты могут быть использованы для дальнейшего развития проекта ДЕМО-ТИН и других, в том числе в рамках комплексной программы ГК «Росатом» РТТН. Выполненный анализ показал, что для большей достоверности получаемых результатов в дальнейшем потребуются значительное повышение точности расчётов и учёт дополнительных процессов в ТЦ. Прежде всего это относится к ТЦ-системам, в которых может содержаться наибольшее количество трития, — внутрикамерные компоненты, система

откачки, бланкет, резервное хранилище, газовые и вакуумные магистрали, ресиверы и пр. Достигнутой в настоящее время точности расчётов вполне достаточно для обоснования того, что в каждой из этих частей ТЦ может содержаться более 10% всего запаса трития на установке. С точки зрения детального учёта этого нуклида важно развить детальное моделирование этих ТЦ-систем. Ранее в работе [70] авторами было отмечено, что суммарный запас трития в ТЦ некорректно рассматривать в качестве единственного критерия, следует также учитывать его распределение по площадке установки. Следовательно, при переходе от концептуального проектирования к инженерному принципиально важно улучшить качество расчётов количества изотопов водорода в системах тритиевого ТЦ демонстрационной гибридной установки ДЕМО-ТИН.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 18-72-10162).

Авторы выражают благодарность Д.Н. Демидову за консультации и помощь в оценке количества водорода в материалах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kovari M. et al. Tritium resources available for fusion reactors. — Nucl. Fusion, 2018, vol. 58, p. 026010.
2. Abdou M.A., Vold E.L., Gung C.Y., Youssef M.Z., Shin K. Deuterium-tritium fuel self-sufficiency in fusion reactors. — Fusion Technol., 1986, vol. 9, p. 250—285; <https://doi.org/10.13182/FST86-A24715>.
3. Reux C. et al. DEMO design using the SYCOMORE system code: Influence of technological constraints on the reactor performances. — Fusion Eng. Des., 2018, vol. 136, p. 1572—1576; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.05.059>.
4. Stacey W.M., Stewart C.L., Floyd J.P., Moore A.P., Bopp. A.T., Hill M.D., Tandon S., Erickson A.S. Resolution of fission and fusion technology integration issues: an upgraded design concept for the subcritical advanced burner reactor. — Nucl. Technol., 2014, vol. 187, p. 15—43; <https://doi.org/10.13182/NT13-96>.
5. Busigin A., Gierszewski P. CFTSIM-ITER dynamic fuel cycle model. — Fusion Eng. Des., 1998, vol. 39—40, p. 909—914; [https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(98\)00222-1](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(98)00222-1).
6. Ni M. et al. Development of tritium analysis system TAS 1.0, Chin. — J. Nucl. Sci. Eng., 2009, vol. 29, p. 355—361; <https://inis.iaea.org/search/searchsinglerecord.aspx?recordsFor=SingleRecord&RN=41120452>.
7. <https://www.ecosimpro.com/>.
8. Ovcharov A. et al. Rigorous dynamic simulation of cryogenic distillation of hydrogen isotopologues in the fuel cycle of a thermonuclear reactor based on UV Flash. — Fusion Sci. Technol., 2020, vol. 76; <https://doi.org/10.1080/15361055.2019.1689891>.
9. Urgorri F.R. et al. Tritium transport modeling at system level for the EUROfusion dual coolant lithium-lead breeding blanket. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, p. 116045; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7f9d>.
10. <https://www.aspentech.com/>.
11. Jaehyun N., Fulgueras A.M., Sebastian L.J., Lee H.G., Kim D.S. Estimation of thermodynamic properties of hydrogen isotopes and 2 modeling of hydrogen isotope systems using Aspen Plus simulator. — J. of Industrial and Engineering Chemistry, 2016, vol. 46; <https://doi.org/10.1016/j.jiec.2016.07.053>.
12. Day C., Butler B., Giegerich T., Lang P.T., Lawless R., Meszaros B. Consequences of the technology survey and gap analysis on the EU DEMO R&D programme in tritium, matter injection and vacuum. — Fusion Eng. Des., 2016, vol. 109—111; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.03.008>.
13. Merrill B.J., Jones J.L., Holland D.F. TMAP/Mod1: Tritium Migration Analysis Program Code Description and user's Manual EG and G Idaho Inc. — Idaho Falls, USA, 1986.
14. Longhurst G.R. TMAP7 user Manual. Idaho National Laboratory (INL), 2008.
15. Longhurst G.R., Ambrosek J. Verification and validation of the tritium transport code TMAP7. — Fusion Sci. Technol., 2005, vol. 48, p. 468—471; <https://doi.org/10.13182/FST05-A967>.
16. Franza F. et al. A model for tritium transport in fusion reactor components: the FUS-TPC code. — Fusion Eng. Des., 2011, vol. 87, p. 299—302; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2012.01.002>.
17. 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. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 2; <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2020-43-2-13-24>.
18. Arredondo R. et al. Preliminary estimates of tritium permeation and retention in the first wall of DEMO due to ion bombardment. — Nuclear Materials and Energy, 2021, vol. 28, p. 101039; <https://doi.org/10.1016/j.nme.2021.101039>.
19. Shimada M. et al. First result of deuterium retention in neutron-irradiated tungsten exposed to high flux plasma in TPE. — J. Nucl. Mater., 2011, vol. 415, S667—S671; <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2010.11.050>.
20. Zhang S.-Y., Jin Sh., Zou D.-R., Cheng L., Shu X.-L., Hou Q., Hong L. The effect of inert gas pre-irradiation on the retention of deuterium in tungsten: a TMAP investigation combined with first-principles method. — Fusion Eng. Des., 2017, vol. 121, p. 342—347; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.04.120>.
21. Franza F., Boccaccini L.V., Ciampichetti A., Zucchetti M. Tritium transport analysis in HCPB DEMO blanket with the FUS-TPC code. — Fusion Eng. Des., 2013, vol. 88, p. 2444—2447; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.05.045>.

22. Merrill B.J., Sawan M.E., Wong C., Nygren R.E., Cadwallader L.C., Malang S., Sxe D.-K. Safety assessment of two advanced ferritic steel molten salt blanket design concepts. — *Fusion Eng. Des.*, 2004, vol. 72, p. 277—306; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2004.07.010>.
23. 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—293; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.12.003>.
24. Ananyev S.S., Dnestrovskij A.Y., 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 Sci. Technol.*, 2020, vol. 76, p. 503—512; <https://doi.org/10.1080/15361055.2020.1718855>.
25. 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; <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2019-42-2-5-21>.
26. Ананьев С.С., Спицын А.В. Расчётный код FC-FNS для моделирования распределения изотопов водорода в системах топливного цикла термоядерного реактора. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2017, т. 40, вып. 1, с. 68—82; doi: 10.21517/0202-3822-2017-40-1-68-82.
27. Kuteev B.V., Goncharov P.R. Fusion-Fission hybrid systems: yesterday, today, and tomorrow. — *Fusion Sci. Technol.*, 2020, vol. 76, p. 836—847.
28. Ильгисонис В.И., Ильин К.И., Новиков С.Г., Оленин Ю.А. О программе российских исследований в области управляемого термоядерного синтеза и плазменных технологий. — *Физика плазмы*, 2021, т. 47, с. 963—969; doi: 10.31857/S0367292121110172.
29. Ananyev S.S. et al. Concept of DT fuel cycle for a fusion neutron source DEMO-FNS. — *Fusion Eng. Des.*, 2016, vol. 57, p. 109—111.
30. Ананьев С.С., Длугач Е.Д., Крылов А.И., Кутеев Б.В., Панасенков А.А. Концепция системы пучкового нагрева плазмы и генерации тока для проекта термоядерного источника нейтронов ДЕМО-ТИН. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2018, т. 41, вып. 1, с. 5; doi: 10.21517/0202-3822-2017-41-1-5-17.
31. Ананьев С.С., Днестровский А.Ю., Кукушкин А.С. Совместное моделирование топливных потоков в плазме и в системах инжекции и откачки ДЕМО-ТИН. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2020, т. 43, вып. 4, с. 96—109.
32. Abdou M. et al. Physics and technology considerations for the deuterium–tritium fuel cycle and conditions for tritium fuel self-sufficiency. — *Nucl. Fusion*, 2021, vol. 61, p. 013001 (51 p.).
33. Day C. et al. The pre-concept design of the DEMO tritium, matter injection and vacuum systems. — *Fusion Eng. Des.*, 2022, vol. 179, p. 113139.
34. Ananyev S.S., Ivanov B.V., Dnestrovskij A.Yu., Kukushkin A.S., Spitsyn A.V., Kuteev B.V. Concept development and candidate technologies selection for the DEMO-FNS fuel cycle systems. — *Nucl. Fusion*, 2021, vol. 61, p. 116062; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac28ad>.
35. Ананьев С.С., Днестровский А.Ю., Кукушкин А.С. Потоки в системах топливного цикла ДЕМО-ТИН с учётом D- и T-пеллет в инжекцию. — *Физика плазмы*, 2022, т. 48, с. 195—211; doi: 10.31857/S0367292122030015.
36. Schwenzer J.C., Day C., Giegerich T., Santucci A. Operational tritium inventories in the EU-DEMO fuel cycle. — *Fusion Sci. Technol.*, 2022, vol. 78, p. 664—675; doi: 10.1080/15361055.2022.2101834.
37. Кукушкин А.С. Роль водородного обмена плазмы с материальными поверхностями в термоядерном реакторе. — В сб.: Доклады 11-й Международной школы молодых учёных и специалистов IHISM 16 Junior. Под ред. А.А. Юхимчука. — Саратов: РФЯЦ — ВНИИЭФ, 2017.
38. Ананьев С.С., Кошляк В.И. Аналитическое моделирование топливного цикла для термоядерных и гибридных реакторов. — *Вестник МЭИ*, 2022, № 1, с. 19—38; doi: 10.24160/1993-6982-2022-1-19-38.
39. Ananyev S.S. et al. Analysis of promising technologies of DEMO-FNS fuel cycle. — *Fusion Eng. Des.*, 2020, vol. 161, p. 111940.
40. ITER Technical Basis. Plant Description: Plant Systems Design and Assessment (baseline document).
41. Ananyev S.S., Spitsyn A.V., Kuteev B.V. Fuel cycle for a fusion neutron source. — *Physics of Atomic Nuclei*, 2015, vol. 78, p. 1138; doi: 10.1134/S1063778815100026.
42. Ploeckl B., Day C., Frattolillo A., Igitkhanov Y., Lang P.T., Pégourié B., Zohm H. Matter injection technology for DEMO, state of the art. — *Fusion Eng. Des.*, 2017, vol. 123, p. 186—191.
43. Jiang T., Li B., Li W., Wang M., Pan Y., Maruyama S., Yang Y. Manifold Concept design for ITER. — In: Gas Injection System, 2011 (IEEEINPSS 24th Symposium on Fusion Engineering).
44. Azizov E.A. et al. Tokamak DEMO-FNS: concept of magnet system and vacuum chamber. — *Phys. At. Nucl.*, 2016, vol. 79, p. 1125—1136.
45. Combs S.K., Baylor L.R., Meitner S.J., Caughman J.B.O., Rasmussen D.A., Maruyama S. Overview of recent developments in pellet injection for ITER. — *Fusion Eng. Des.*, 2012, vol. 87, p. 634—640.
46. Baylor L.R., Parks P.B., Jernigan T.C., Caughman J.B., Combs S.K., Foust C.R., Houlberg W.A., Maruyama S., Rasmussen D.A. Pellet fuelling and control of burning plasmas in ITER. — *Nucl. Fusion*, 2007, vol. 47, p. 443—448; doi:10.1088/0029-5515/47/5/008.
47. Kuteev B.V. et al. Development of an ITER pellet fueling system in russia. — *Fusion Technol.*, 1994, vol. 26, p. 642—648.
48. Веденеев А.И. и др. Экспериментальный замкнутый контур для динамического моделирования вакуумно-тритиевого комплекса термоядерных реакторов: Препринт ВНИИЭФ № 57-97, 1997.

49. **Ananyev S.S. et al.** Modeling and optimization of the neutral beam line for plasma heating and current drive for the DEMO-FNS fusion neutron source project. — *Fusion Eng. Des.*, 2020, vol. 161, p. 112064.
50. **Technical Basis for the ITER-FEAT Outline Design.** ITER EDA Documentation Series, № 19. — Vienna: IAEA, 2000.
51. **Ананьев С.С., Длугач Е.Д., Клищенко А.В.** Анализ влияния магнитного поля ДЕМО-ТИН на инжекцию нейтральных пучков и способы экранировки инжекторов. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2021, т. 44, вып. 1, с. 45—56; doi: 10.21517/0202-3822-2020-44-1-45-56.
52. **Ananyev S., Kukushkin A.** Calculation of consistent plasma parameters for DEMO-FNS using ionic transport equations and simulation of the tritium fuel cycle. — *Appl. Sci.*, 2023, vol. 13, p. 8552; <https://doi.org/10.3390/app13148552>.
53. **Giors S., Boussier B., Dremel M., Kosek J., Veleiro Blanco A.M.** Dynamic model of ITER front-end cryopumps distribution system: torus cryopumping and regeneration scenarios. — *Fusion Eng. Des.*, 2017, vol. 124, p. 850—855.
54. **Asakura Y. et al.** Application of proton-conducting ceramics and polymer permeable membranes for gaseous tritium recovery. — *J. Nucl. Sci. Technol.*, 2004, vol. 41, p. 863—870; doi: 10.1080/18811248.2004.9715558.
55. **Asakura Y., Tanaka M., Ogawa H., Takami S.** Design and evaluation of gaseous tritium recovery system using commercially available membrane type dehumidifier. — *J. Nucl. Sci. Technol.*, 2012, vol. 49, p. 1018—1027; doi: 10.1080/00223131.2012.723177.
56. **Glugla M. et al.** Hydrogen isotope separation by permeation through palladium membranes. — *J. of Nuclear Materials*, 2006, vol. 355, p. 47—53; <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2006.04.003>.
57. **Суслин С.В., Демидов Д.Н., Ананьев С.С.** Диффузия и удержание водорода в многослойных металлических мембранах под действием повреждающего нейтронного облучения. — В сб.: 7-я Международная конференция и 14-я Международная школа молодых учёных и специалистов имени А.А. Курдюмова «Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами» (IHISM'21). Гатчина, 23—27 августа 2021 г.
58. **Щербак А.Н., Мирнов С.В. и др.** Экспериментальное исследование захвата Li, H и D литиевыми коллекторами в зависимости от температуры их поверхности на токамаке T-11M. — *Физика плазмы*, 2018, т. 44, с. 861—869; doi: 10.1134/S0367292118110094.
59. **Spagnuolo G.A. et al.** Integrated design of breeding blanket and ancillary systems related to the use of helium or water as a coolant and impact on the overall plant design. — *Fusion Eng. Des.*, 2021, vol. 173, p. 112933; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112933>.
60. **Hörstensmeyer Y.N., Tosti S., Santucci A., Bruni G.** Permeator simulations for the EU-DEMO fuel cycle. — *Fusion Sci. Technol.*, 2020, vol. 76, p. 232—237; doi: 10.1080/15361055.2019.1705690.
61. **Ковалишин А.А., Кутеев Б.В. и др.** Отчёт о научно-исследовательской работе «Выполнение научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ в целях обеспечения разработки и исследований термоядерных и ядерных технологий гибридного реактора, в целях обоснования выбора blankets гибридного термоядерного реактора и сооружения гибридной реакторной установки для тестирования материалов и компонент гибридных систем на 2021 год и плановый период 2022—2024 годов». Этап 3. НИЦ «Курчатовский институт», Москва, 2022.
62. **Bornschein B., Glugla M., Günther K., Le T.L., Simon K.H., Welte S.** Successful experimental verification of the tokamak exhaust processing concept of ITER with the CAPER facility. — *Fusion Sci. Technol.*, 2005, vol. 48, p. 11—16.
63. **Bornschein B. et al.** Tritium tests with a technical PERMCAT for final clean-up of ITER exhaust gases. — *Fusion Eng. Des.*, 2003, vol. 69, p. 51—56.
64. **Tanabe T.** Tritium: Fuel of Fusion Reactors. — Tokyo: Springer Japan, 2017; doi: 10.1007/978-4-431-56460-7.
65. **Flatby P., Skogestad S., Lundström P.** Rigorous dynamic simulation of distillation columns based on UV-flash. — *IFAC Proceedings Volumes*, 1994, vol. 27, p. 261—266; doi: 10.1016/s1474-6670(17)48161-4.
66. **Bhattacharyya R., Bhanja K., Mohan S.** Simulation studies of the characteristics of a cryogenic distillation column for hydrogen isotope separation. — *Intern. J. Hydrogen Energy*, 2016, vol. 41, p. 5003—5018; doi: 10.1016/j.ijhydene.2016.01.106.
67. **Draghia M.M., Pasca G., Porcariu F.** Software development for the simulation and design of the cryogenic distillation cascade used for hydrogen isotope separation. — *Fusion Eng. Des.*, 2016, vol. 109—111, p. 961—964; doi: 10.1016/j.fusengdes.2016.01.044.
68. **Андреев Б.М., Зельвенский Я.Д., Катальников С.Т.** Тяжелые изотопы водорода в ядерной технике. Учебное пособие для вузов. — М.: ИздАт, 2000. 344 с.
69. **Ananyev S., Dnestrovskij A., Kukushkin A., Ivanov B., Kuteev B.** Choice of gas isotope composition for neutral beam injectors of the FNS-ST compact fusion neutron source. — *Fusion Sci. Technol.*, 2023, vol. 79, p. 381—398; doi: 10.1080/15361055.2022.2097571.
70. **Ananyev S.S., Dnestrovskij A.Yu., Kukushkin A.S.** Selection of fuel isotope composition in heating injectors of the FNS-ST compact fusion neutron source. — *Applied Science. Special Issue Advances in Fusion Engineering and Design Appl. Sci.*, 2021, vol. 11, p. 7565; <https://doi.org/10.3390/app11167565>.
71. **Розенкевич М.Б. и др.** Новая технология детритизации газовых потоков. — *Перспективные материалы*, 2013, № 14 (Special), p. 345—351.
72. **Перевезенцев А.Н., Розенкевич М.Б.** Технология трития для термоядерного реактора. — Долгопрудный: ООО «Издательский дом «Интеллект», 2018.
73. **Букин А.Н., Мосеева В.С., Розенкевич М.Б.** Изотопная очистка газов, содержащих дейтерий и тритий, методом фазового изотопного обмена воды. — *Теоретические основы химической технологии*, 2018, vol. 52, p. 384—390; doi: 10.1134/s0040357118040036.

74. **Busigin A.** Rigorous tritium wet scrubber column modeling and design. — *Fusion Sci. Technol.*, 2020, vol. 76, p. 252—256; doi: 10.1080/15361055.2019.1705747.
75. **Perevezentsev A.N., Rozenkevich M.B., Pak Y.S., Marunich S.A., Bukin A.N.** Phase isotope exchange of water as a gas detritiation method. — *Theoretical Foundations of Chemical Engineering*, 2013, vol. 47, p. 47—54; doi: 10.1134/S0040579513010053.
76. **Rozenkevich M. et al.** Main features of the technology for air detritiation in scrubber column. — *Fusion Sci. Technol.*, 2016, vol. 70, p. 435—447; doi: 10.13182/FST15-153.
77. **Smith R.** The AGHS at JET and preparations for a future DT campaign. — *Fusion Sci. Technol.*, 2015, vol. 67, p. 571—575; doi: 10.13182/FST14-T82.
78. **Smith R. et al.** Hydrogen isotope separation for fusion power applications. — *J. Alloys Compd.*, 2015, vol. 645, S51—S55; doi: 10.1016/j.jallcom.2015.01.231.
79. **Lefebvre X., Hollingsworth A., Parracho A., Dalglish P., Butler B., Smith R.** Conceptual design and optimization for jet water detritiation system cryo-distillation facility. — *Fusion Sci. Technol.*, 2015, vol. 67, p. 451—454; doi: 10.13182/FST14-T52.
80. **Perevezentsev A.N., Bell A.C.** Development of water detritiation facility for JET. — *Fusion Sci. Technol.*, 2008, vol. 53, p. 816—829; doi: 10.13182/FST08-A1737.
81. **Ovcharov A.V., Rozenkevich M.B., Perevezentsev A.N.** Simulation of CECE facility for water detritiation. — *Fusion Sci. Technol.*, 2009, vol. 56, p. 1462—1470; doi: 10.13182/FST56-1462.
82. **Alekseev I.A. et al.** The study of CECE process at the experimental industrial plant. — In: *Proc. of the 20th Symposium on Fusion Technology*, 1998, vol. 09, p. 7—11 [Online]. Available: <http://nrd.pnpi.spb.ru/Iriv/Marseille173.PDF>.
83. **Spagnolo D.A., Miller A.I.** CECE alternative for upgrading/detritiation in heavy water nuclear reactors and for tritium recovery in fusion reactors. — *Fus. Technol.*, 1995, vol. 28, p. 748—754; doi: 10.13182/fst95-a30494.
84. **Smith R.** The AGHS at JET and preparations for a future DT campaign. — *Fusion Sci. Technol.*, 2015, vol. 67, p. 571—575; doi: 10.13182/FST14-T82.
85. **Розенкевич М.Б., Растунова И.Л.** Теоретические основы процессов разделения изотопов. — В сб.: *Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами. IHISM'14. Сборник докладов. Под ред. А.А. Юхимчука.* — Саров: ФГУП «РФЯЦ — ВНИИЭФ», 2015, с. 57—76.
86. **Zook L.A., Leddy J.** Density and solubility of nafion: recast, annealed, and commercial films. — *Anal. Chem.*, 1996, vol. 68, p. 3793—3796; doi: 10.1021/ac960604e.
87. **Ducret D., Ballanger A., Steimetz J., Laquerbe C., Baudouin O., Peyrigain P.S.** Hydrogen isotopes separation by thermal cycling absorption process. — *Fusion Eng. Des.*, 2001, vol. 58—59, p. 417—421; doi: 10.1016/S0920-3796(01)00475-6.
88. **Deng X., Luo D., Qin C., Meng D., Tang T., Luo W.** Hydrogen isotopes separation validation of frontal displacement chromatography for various compositions of feed gas and tritium extraction simulation for TBM. — *Intern. J. Hydrogen Energy*, 2018, vol. 43, p. 20750—20757; doi: 10.1016/j.ijhydene.2018.09.024.
89. **Lässer R. et al.** Preparative gas chromatographic system for the JET active gas handling system — tritium commissioning and use during and after DTE1. — *Fusion Eng. Des.*, 1999, vol. 47, p. 301—319; doi: 10.1016/S0920-3796(99)00088-5.



Борис Владимирович Иванов,
м.н.с.; НИЦ «Курчатовский
институт», 123182 Москва, пл.
Академика Курчатова 1, Рос-
сия
kapjicohh@gmail.com



Сергей Станиславович Ана-
ньев, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат
премий Правительства РФ, им.
И.В. Курчатова и А.П. Алек-
сандрова; НИЦ «Курчатовский
институт», 123182 Москва, пл.
Академика Курчатова 1, Рос-
сия
ananvss@ya.ru

Статья поступила в редакцию 30 марта 2023 г.

После доработки 4 октября 2023 г.

Принята к публикации 12 октября 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 4, с. 68—91.

УДК 621.039.68

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ ОКОЛО ИМПУЛЬСНОГО ГЕНЕРАТОРА НЕЙТРОНОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА КОРИДА

П.А. Кизуб, П.А. Блохин, В.Ю. Коновалов, С.Т. Казиева, А.И. Блохин, Ю.Е. Ванеев

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Москва, Россия

Для обоснования радиационной безопасности проектируемого источника ионизирующего излучения, как правило, используют результаты моделирования дозовых полей с использованием аттестованных программных средств. В данной работе разработан и применён алгоритм для оценки радиационной обстановки около проектируемого импульсного генератора нейтронов — установки МИН (мощный источник нейтронов). С использованием программного комплекса КОРИДА разработана трёхмерная детализированная модель этой установки и проведены варианты расчёты полей мощности дозы излучения за время облучения и после импульсов с учётом γ -излучения от активированных материалов. Полученные результаты позволили обосновать параметры радиационной защиты и определить интервалы времени после импульсов, когда запрещён доступ персонала в помещения установки.

Ключевые слова: импульс нейтронов, нейтронное и γ -излучение, варианты расчёты, мощность дозы, радиационная защита, активация материалов, КОРИДА, TDMCC, TRACT.

SIMULATION OF THE RADIATION ENVIRONMENT FOR THE PULSED NEUTRON BEAM SOURCE USING CORIDA SOFTWARE

P.A. Kizub, P.A. Blokhin, V.Yu. Kononov, S.T. Kazieva, A.I. Blokhin, Yu.E. Vaneev

Nuclear Safety Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

To validate radiation safety of ionization source results from numerical calculation of dose fields using certified software is used. In this work an algorithm to assess the radiation environment near a newly designed intense fusion neutron source (MIN facility) is designed and applied. CORIDA software was used to develop a 3D detailed model of the facility and perform parametric calculations of dose rates during pulses and after them taking into account gamma radiation from activated materials. Obtained results allow to specify radiation shield parameters and forbidden time intervals after pulses for staff access.

Key words: neutron impulse, neutron and gamma-radiation, variant calculations, dose rate, radiation shield, material activation, CORIDA, TDMCC, TRACT.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-4-92-100

ВВЕДЕНИЕ

На площадке АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» планируется размещение импульсного генератора нейтронов с проектным наименованием «Мощный источник нейтронов» (МИН). В этой установке в результате взаимодействия двух ускоренных встречных потоков дейтериевой плазмы в металлической камере (плазмопроводе) будут генерироваться нейтроны с энергиями 2,45 и 14 МэВ. Импульсное нейтронное излучение планируется использовать для исследований свойств материалов — кандидатов первой стенки термоядерного реактора [1], отработки методики получения плазмы и др. Кроме целевого воздействия нейтронного излучения на исследуемые материалы, будет происходить взаимодействие нейтронов с материалами установки и помещения, что приведёт к активации данных материалов (образованию радионуклидов) и возникновению радиационных полей не только во время импульса, но и после него.

Согласно [2—5] для обеспечения радиационной безопасности персонала, т.е. для снижения радиационного воздействия на него до приемлемого уровня за время облучения и после импульсов в процессе эксплуатации установки, предусмотрен ряд организационных и технических мер:

— использование системы физических барьеров на пути распространения ионизирующего излучения, включающей корпус установки, специально сооружаемую радиационную защиту (РЗ), а также несущие и ограждающие конструкции здания размещения установки;

— защита расстоянием — установление запретной зоны, на территории которой не допускается нахождение персонала во время импульса установки;

— защита временем: группа А — установление запретного периода, в течение которого не допускается нахождение персонала на рабочих местах во время и после импульса установки; группа Б — нормирование времени работы персонала в помещениях установки.

При этом максимально допустимые дозовые нагрузки на персонал, работающий вблизи источника ионизирующего излучения, регламентируются нормативными документами [2, 3]. С учётом особенностей работы МИН приняты следующие ограничения:

— суммарная годовая доза от излучения МИН для персонала (консервативно оценивается для персонала группы Б) не должна превышать 1/4 от основного предела доз для персонала группы А (20 мЗв/год), а с учётом коэффициента запаса при проектировании радиационной защиты, равного 2, — величины 2,5 мЗв/год;

— в помещении, где располагается установка, мощность дозы от γ -излучения активированных материалов не должна превышать 12 мкЗв/ч, что соответствует помещениям временного пребывания персонала группы А (из расчёта 850 ч работы в помещении в год);

— в других близлежащих помещениях, где предусмотрены постоянные рабочие места персонала группы Б, мощность дозы от γ -излучения активированных материалов не должна превышать 1,2 мкЗв/ч.

Обоснование радиационной безопасности МИН заключается в подтверждении выполнения указанных нормативных требований с использованием результатов расчётов, выполненных с применением аттестованных программ для ЭВМ.

В данной статье представлен алгоритм обоснования радиационной безопасности МИН, основанный на проведении совместных расчётов по двум программам для ЭВМ, моделирующим перенос излучения методом Монте-Карло и нуклидную кинетику. На начальном этапе обоснованы параметры РЗ, обеспечивающие допустимые дозовые нагрузки на персонал во время импульса за пределами запретной зоны. Далее проведены расчёты удельных активностей облучённых материалов установки и помещения, которые использовались в качестве источников γ -излучения для расчётов полей мощности эффективной дозы (МЭД) внутри здания в различные моменты времени после импульса для обоснования продолжительности запрета доступа персонала на рабочие места.

АЛГОРИТМ РАСЧЁТОВ

Алгоритм, использованный для расчётной оценки радиационных полей за время облучения и после импульсов МИН, основан на проведении четырёхэтапных нейтронно-физических расчётов по программам TDMCC [6] и TRACT [7], входящим в состав программного комплекса (ПК) КОРИДА [8] (рис. 1).

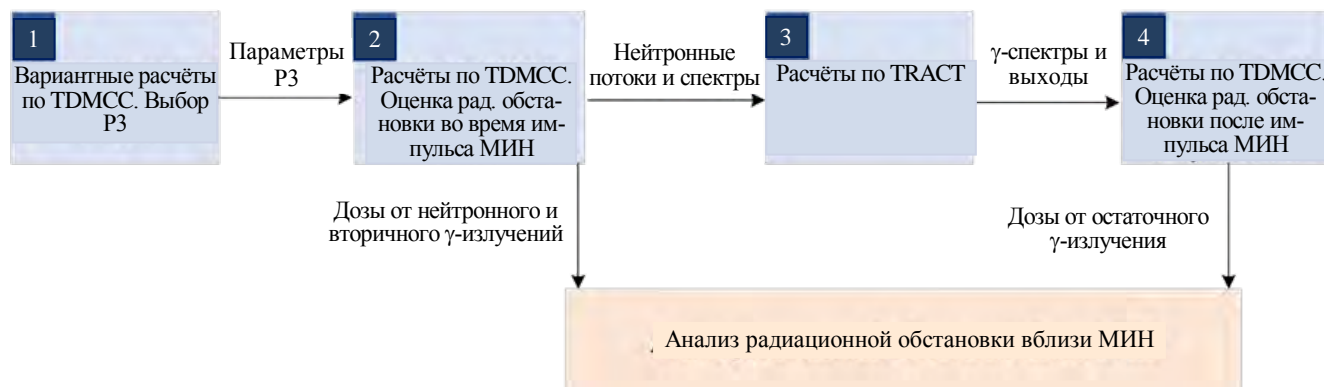


Рис. 1. Алгоритм проведения расчётов по программам TDMCC и TRACT для оценки радиационной обстановки около установки МИН: 1—4 — этапы расчётов

Программа TDMCC разработана в ФГУП «РФЯЦ — ВНИИЭФ» и предназначена для моделирования взаимодействия нейтронного и γ -излучения с веществом в трёхмерной геометрии методами Монте-Карло. Программа аттестована в том числе для решения задач с заданными источниками излучения [9], что позволяет использовать её для обоснования радиационной безопасности установки МИН.

Программа TRACT разработана в ИБРАЭ РАН и предназначена для моделирования изменений радионуклидных составов и радиационных характеристик материалов при нейтронном облучении и вследствие радиоактивного распада нестабильных изотопов. Программа позволяет оценивать следующие радиационные характеристики для заданного состава исходного материала: изменённый радионуклидный состав материала для заданного интервала времени облучения и/или на заданный момент времени выдержки, наведённую активность, полное и дифференциальное энерговыделение, выходы и спектры γ -излучения, выходы нейтронного излучения в результате процессов спонтанного деления актинидов и (α, n) -реакции, газонакопление и др.

На первом этапе алгоритма (см. рис. 1) с помощью программы TDMCC проводились варианты расчёты МЭД от импульса установки МИН на удалении 50 м от её центра (размер предполагаемой запретной зоны) при различных параметрах РЗ. По результатам расчётов обосновывался выбор материала и конфигурации РЗ, обеспечивающих ограничение на суммарную годовую дозу для персонала в соответствии с нормативными требованиями [2, 3].

На втором этапе расчётов вычислялись нейтронные- и γ -поля вблизи МИН для оценки радиационной обстановки во время импульса, а также нейтронные спектры в материалах установки и помещения. Полученные нейтронные спектры и потоки являлись исходными данными для проведения третьего этапа — активационного анализа с использованием программы TRACT. В результате получены радионуклидные составы и удельные активности облучённых материалов установки и помещения. Также для этих материалов определены энергетические спектры и интегральные выходы остаточного γ -излучения, обусловленные распадом нестабильных изотопов. Эти результаты использовались на четвёртом этапе расчётов в качестве характеристик источников γ -излучения для оценки мощности дозы после импульса МИН при различном времени выдержки.

РАСЧЁТНЫЕ МОДЕЛИ

Для вычисления эффективных доз от импульсного излучения МИН (первый и второй этапы алгоритма) и от наведённой активности (четвёртый этап алгоритма) разработаны трёхмерные расчётные модели в формате программы TDMCC:

- установки МИН;
- РЗ из борированного полиэтилена, толщина которого варьировалась от 10 до 25 см;
- части здания, в которой располагается установка МИН и где планируется размещение рабочих мест временного и постоянного пребывания персонала;
- прилегающей к этой части здания территории.

Модель установки МИН. Предусматриваются два режима работы МИН: с выходами до 10^{16} (Режим 1) и до 10^{14} (Режим 2) нейтронов за импульс со всего источника. Эти рабочие режимы соответствуют различным компоновкам элементов конструкции установки и различным режимам импульсного облучения материалов.

Установка МИН имеет цилиндрическую форму диаметром 44 см в Режиме 1 и 65,8 см в Режиме 2. При этом плазмопровод комплектуется из слоёв меди (марки М1), стеклотекстолита (марки СТЭФ) и стали (марки 12Х18Н10Т), последовательность и толщины которых зависят от рабочего режима. На концах установки располагаются стальные торцы диаметром 1,5 м. Размеры (толщина цилиндрических слоёв) и материалы, задаваемые в расчётной модели установки, показаны на рис. 2.

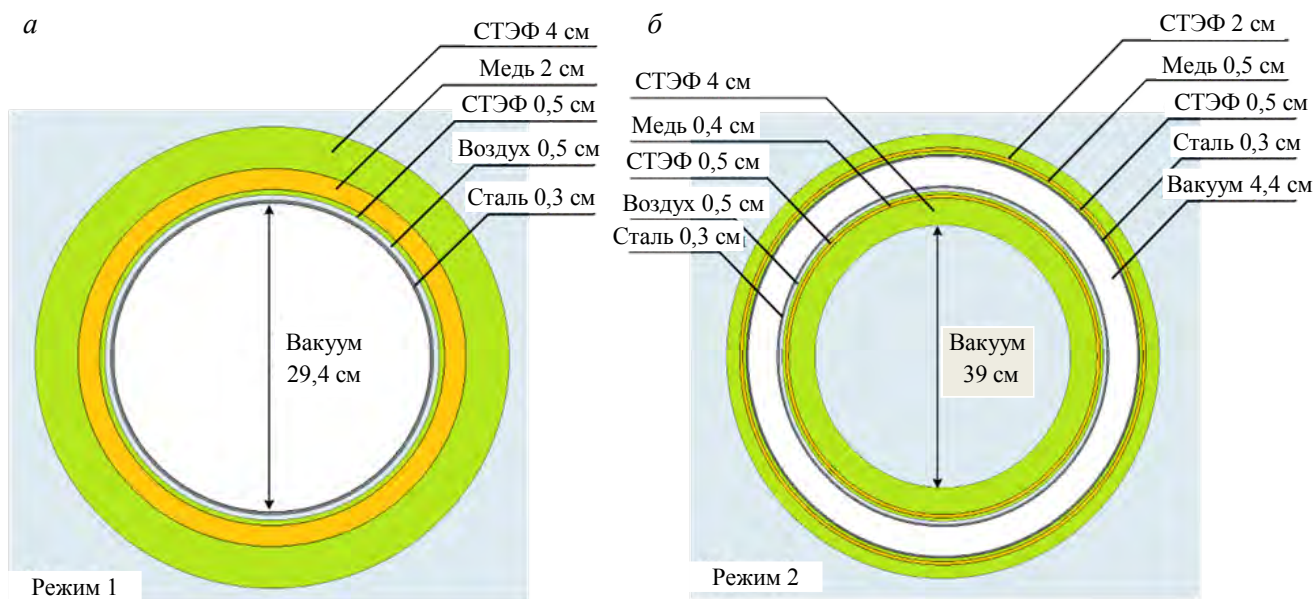


Рис. 2. Поперечные сечения расчётной модели установки МИН в Режиме 1 (а) и Режиме 2 (б) для программы TDMCC

Характеристики источников нейтронного излучения в зонах взаимодействия дейтериевых пучков в плазмопроводе представлены в табл. 1, угловое распределение излучения изотропное. Длительность импульса в обоих режимах оценивается 10—20 мкс.

Таблица 1. Характеристики нейтронных источников в установке МИН

Характеристика	Режим 1	Режим 2
Выход нейтронов за импульс	10^{16}	10^{14}
Длительность импульса, мкс	10	10
Частота импульсов, мес ⁻¹	1	40
Энергетический спектр, %:		
2,45 МэВ	87	99
14 МэВ	13	1
Форма и размер источника нейтронов	Цилиндр, радиус 14,7 см, длина 100 см	Цилиндрический слой, радиусы 25,3 и 29,7 см, длина 100 см

Модель радиационной защиты. Выбор материального состава РЗ основывался на необходимости замедления высокоэнергетических нейтронов до тепловых с последующим их поглощением. Эффективными замедлителями быстрых нейтронов являются лёгкие водородосодержащие материалы (вода, парафин, полиэтилен). Для поглощения тепловых нейтронов в замедлитель добавляют бор или литий. На основании проектной документации в качестве РЗ МИН рассматривается борированный (10% по массе) полиэтилен $(C_2H_4)_n + B$. Для ослабления γ -излучения планируется использовать стальную облицовку внешней стороны РЗ.

При проектировании установки МИН в целях беспрепятственного доступа к её элементам предусмотрена раздвижная «арочная» форма РЗ, состоящая из пяти секций, с возможностью перемещения секций вдоль установки (рис. 3). Для обоснования оптимальной толщины РЗ разработаны расчётные модели установки с толщиной защиты из борированного полиэтилена $t = 10, 15, 20$ и 25 см. Листы стальной облицовки имели толщину $0,5$ см.

Модель здания и прилегающей территории.

Расчётная модель здания описывает внешние стены и внутренние перегородки помещений, где располагаются установка МИН с РЗ и рабочие места персонала. Сечение этой модели в плоскости ХУ на уровне центра МИН показано на рис. 4.

Внешняя стена здания утеплена минеральной ватой толщиной 10 см и облицована алюминиевыми листами толщиной $0,1$ см. Кирпичные стены помещений имеют толщину 25 см. Высота помещения с установкой МИН 960 см. Толщина бетонного пола и перекрытия составляет 100 и $20,1$ см соответственно.

Для оценки радиационной обстановки внутри здания и на прилегающей территории вычисляли значения МЭД от нейтронного и вторичного γ -излучения в регистрационных областях 1—11, отмеченных на рис. 3, 4, и в отсутствующей на них области 12, располагающейся по центру установки, на высоте $9,61$ м от пола над крышей помещения МИН.

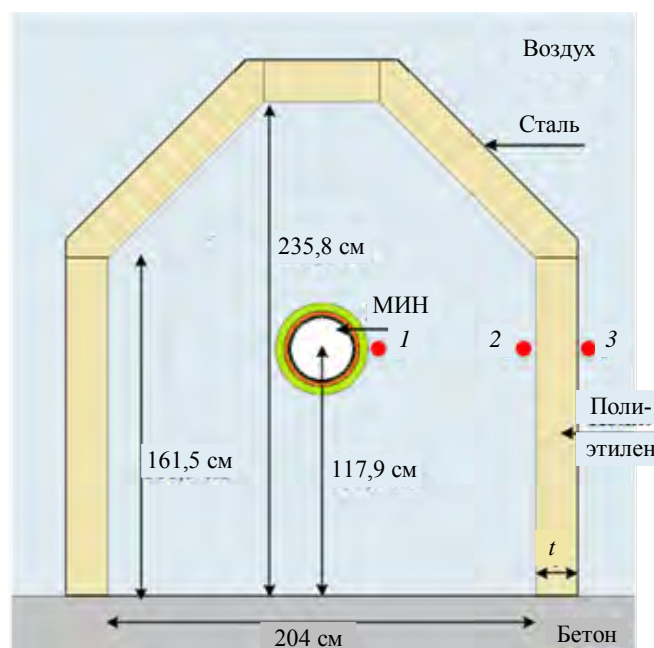


Рис. 3. Поперечное сечение модели установки МИН с РЗ, области регистрации МЭД: 1 — вблизи установки; 2 — перед РЗ; 3 — за РЗ; t — толщина полиэтилена

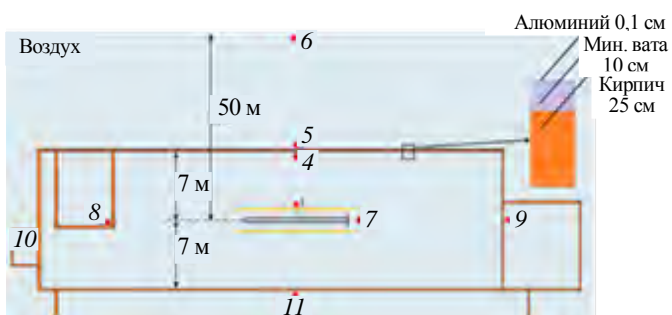


Рис. 4. Поперечное сечение модели части здания с установкой МИН: 3—11 — области регистрации МЭД

При расчётах МЭД использовали коэффициенты перевода флюенса в эффективную дозу из НРБ-99/2009 [2] при облучении параллельными пучками нейтронного и γ -излучения в передней и задней геометрии.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Эффективные дозы от импульсного излучения МИН. На первом этапе представленного расчётного алгоритма вычислены значения МЭД за один импульс от мгновенного нейтронного и вторичного γ -излучения для различной толщины РЗ из борированного полиэтилена. На основании полученных результатов получена зависимость суммарной годовой эффективной дозы облучения персонала, находящегося в 50 м от центра МИН (область б на рис. 4), от толщины РЗ (статистическая

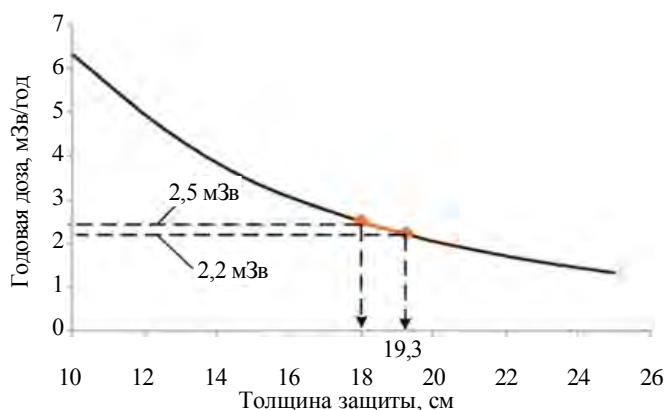


Рис. 5. Зависимость от толщины РЗ годовой эффективной дозы на расстоянии 50 м от установки МИН

погрешность расчёта МЭД не превышала 1%).

Данная зависимость показана на рис. 5, из которой следует, что годовая доза облучения при эксплуатации установки не будет превышать 2,5 мЗв при толщине полиэтилена более 18 см.

Для обеспечения «запаса» на дополнительное облучение персонала γ -излучением активированных материалов предельное значение годовой дозы составит 2,2 мЗв, что обеспечивается толщиной РЗ более 19,3 см. При разработке проекта установки принято решение о выборе толщины РЗ 20 см. На втором этапе алгоритма

получены эффективные дозы за импульс установки МИН и за год её работы при выбранной толщине РЗ с внешней стальной облицовкой 0,5 см. Результаты приведены в табл. 2, где жирным шрифтом показано полученное значение годовой эффективной дозы в 50 м от МИН, удовлетворяющее нормативным требованиям.

Т а б л и ц а 2. Прогнозируемые эффективные дозы от нейтронного и γ -излучения в различных областях здания и прилегающей территории за один импульс установки МИН и за год её работы, мЗв

Область регистрации	Режим 1			Режим 2			Режим 1 + + Режим 2 за год
	1 импульс		За год	1 импульс		За год	
	<i>n</i>	γ	<i>n</i> + γ	<i>n</i>	γ	<i>n</i> + γ	
Вблизи МИН	1,2 · 10 ⁵	1,6 · 10 ³	1,5 · 10 ⁶	1,1 · 10 ³	13,0	5,5 · 10 ⁵	2,0 · 10 ⁶
Внутренняя поверхность РЗ	2,1 · 10 ⁴	4,3 · 10 ²	2,6 · 10 ⁵	2,2 · 10 ²	3,7	1,1 · 10 ⁵	3,6 · 10 ⁵
Внешняя поверхность РЗ	8,6 · 10 ²	99,0	1,1 · 10 ⁴	2,3	9,4 · 10 ⁻¹	1,6 · 10 ³	1,3 · 10 ⁴
Внешняя стена внутри	46,0	4,3	6,0 · 10 ²	1,1 · 10 ⁻¹	4,0 · 10 ⁻²	74,0	6,7 · 10 ²
Внешняя стена снаружи	12,0	1,0	1,5 · 10 ²	3,0 · 10 ⁻²	9,9 · 10 ⁻³	19,0	1,7 · 10 ²
50 м от центра установки	1,4 · 10 ⁻¹	1,5 · 10 ⁻²	1,9	2,62 · 10 ⁻⁴	1,66 · 10 ⁻⁴	2,1 · 10 ⁻¹	2,1
Торец РЗ снаружи	28,0	1,5	3,5 · 10 ²	9,3 · 10 ⁻²	1,4 · 10 ⁻²	51,0	4,0 · 10 ²
Соседнее помещение	1,2	2,1 · 10 ⁻²	14,0	2,9 · 10 ⁻³	1,3 · 10 ⁻⁴	1,5	16,0
Соседнее помещение	1,8	2,6 · 10 ⁻²	22,0	5,0 · 10 ⁻³	1,8 · 10 ⁻⁴	2,5	24,0
Соседнее помещение	6,4 · 10 ²	2,6 · 10 ⁻³	8,0 · 10 ⁻¹	2,5 · 10 ⁻⁴	2,6 · 10 ⁻⁵	1,3 · 10 ⁻¹	9,3 · 10 ⁻¹
Соседнее помещение	13,0	1,0	1,7 · 10 ²	2,9 · 10 ⁻²	9,6 · 10 ⁻³	19	1,9 · 10 ²
Над крышей помещения с МИН	5,3	4,5 · 10 ⁻¹	68,0	8,7 · 10 ⁻³	4,4 · 10 ⁻⁴	6,3	75,0

Активационный анализ. На основании расчётных нейтронных спектров в материалах МИН, РЗ и конструкционных материалах помещения на третьем этапе алгоритма с помощью программы TRACT получены радионуклидные составы (для Режимы 1 показаны на рис. 6), выходы и спектры γ -излучения активированных материалов (для Режимы 1 показаны на рис. 7), определены их удельные активности и энерговыделения.

Составы конструкционных материалов задавали максимально приближенными к реальным с учётом примесных элементов. Так, в качестве исходных составов материалов установки МИН и РЗ взяты данные, представленные в государственных стандартах, например, для меди из ГОСТа 839-2014, для стеклотекстолита из ГОСТа 12652-74, для стали из ГОСТа 380-2005.

Расчёты показали, что радиационная обстановка внутри помещения определяется последним импульсом установки, т.е. активность материалов становится пренебрежимо малой через 30 сут после импульса в Режиме 1 и через 18 ч после импульса в Режиме 2. Так, для Режимы 1 интегральная удельная активность материалов МИН сразу после импульса составляет $\sim 4 \cdot 10^{10}$ Бк/кг, а через 30 сут — $\sim 10^4$ Бк/кг (рис. 8). Для Режимы 2 интегральная активность материалов МИН сразу после импульса составляет $\sim 7,5 \cdot 10^6$ Бк/кг, а через 18 ч — $\sim 5 \cdot 10^4$ Бк/кг.

В связи с этим оценка радиационной обстановки вблизи активированных материалов проводилась после одиночного импульса МИН. При этом для Режимы 1 на конец облучения одиночным импульсом максимальная активность наблюдается у СТЭФа, наименьшая активность — у стали торцевой, через 30 сут максимальная активность у стали, а наименьшая у меди (рис. 9). Для Режимы 2 наблюдается аналогичная картина, за исключением того, что на конец облучения максимальная активность наблюдается у меди, которая в ~ 2 раза превышает активность СТЭФа.

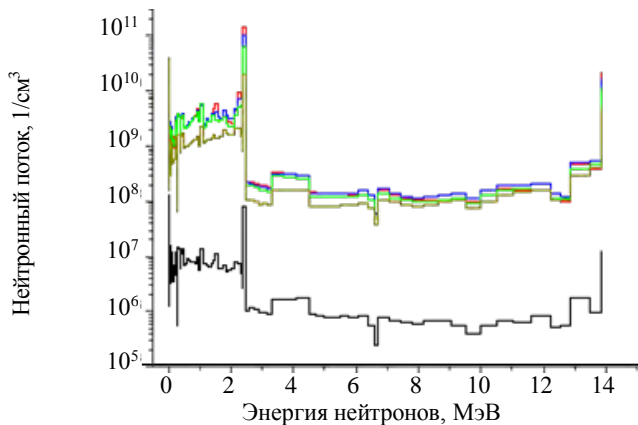


Рис. 6. Нейтронные спектры в материалах МИН в Режиме 1: — сталь (оболочка); — СТЭФ (внутренний слой); — медь; — СТЭФ (внешний слой); — сталь (торец)

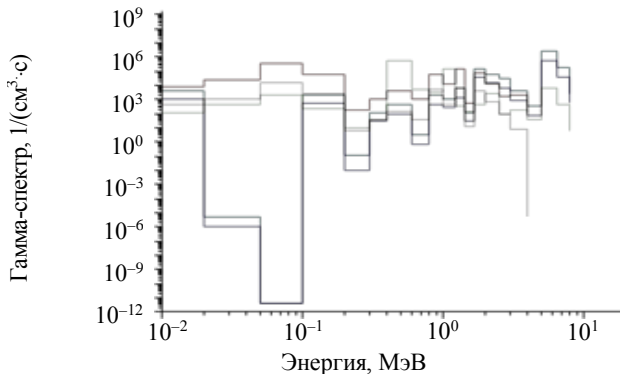


Рис. 7. Спектры гамма-излучения материалов МИН через 1 с после импульса в Режиме 1: — сталь (оболочка); — СТЭФ (внутренний слой); — медь; — СТЭФ (внешний слой); — сталь (торец)

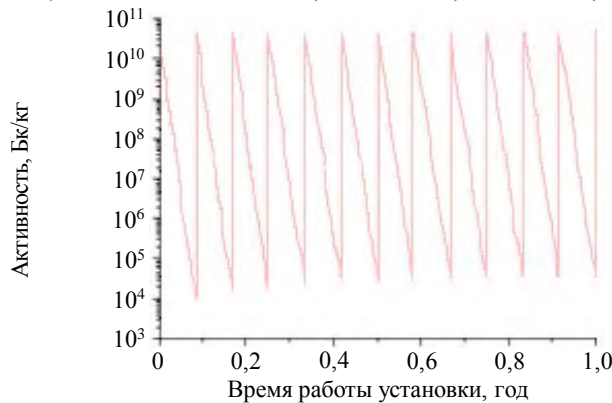


Рис. 8. Распределение интегральной активности материалов МИН в Режиме 1 за год работы установки

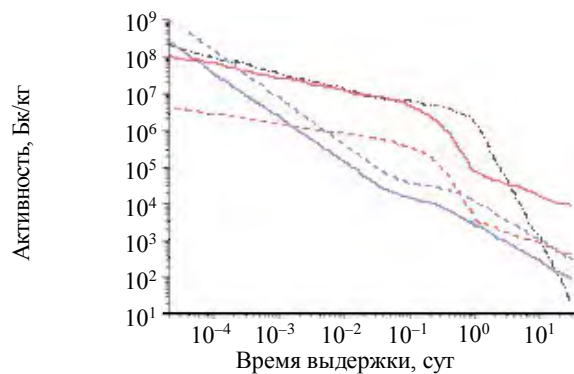


Рис. 9. Спад активности облучённых материалов установки МИН в Режиме 1 после одиночного импульса нейтронов: — сталь (оболочка); — медь; — СТЭФ (внутренний слой); — СТЭФ (внешний слой); — сталь (торец)

Выполнен анализ радионуклидного состава и радиационных характеристик (активности и гамма-энерговыведения) каждого материала на конец облучения и на время выдержки 30 сут и 18 ч для установки в Режиме 1 и Режиме 2 соответственно. Основные вклады в интегральные активности и гамма-энерговыведения материалов установки в Режиме 1 и 2 вносят изотопы, представленные в табл. 3 и 4 соответственно.

Т а б л и ц а 3. Вклад изотопов в интегральные радиационные характеристики материалов установки в Режиме 1

Материал	Время выдержки	
	1 с	30 сут
	Активность	
Медь	⁶⁶ Cu (77%), ⁶² Cu (13%)	⁶⁰ Co (78%), ⁶³ Ni (8%)
Сталь	^{60m} Co (38%), ^{183m} W (29%), ⁵² V (12%)	⁵¹ Cr (48%), ⁵⁸ Co (33%)
СТЭФ	¹⁶ N (94%)	³⁷ Ar (99%)
	Гамма-энерговыведение	
Медь	⁶² Cu (57%), ⁶⁶ Cu (26%), ¹⁶ N (7%)	⁶⁰ Co (90%)
Сталь	⁵² V (37%), ^{56m} M (23%), ²⁸ Al (22%)	⁵⁸ Co (67%), ⁶⁰ Co (21%)
СТЭФ	¹⁶ N (97%)	⁹⁵ Zr (55%), ⁴⁷ Ca (30%), ⁴⁷ Sc (9%)

Т а б л и ц а 4. Вклад изотопов в интегральные радиационные характеристики материалов установки в Режиме 2

Материал	Время выдержки	
	1 с	18 ч
	Активность	
Медь	⁶⁶ Cu (94%), ⁶² Cu (13%)	⁶⁴ Cu (100%)
Сталь	^{60m} Co (25%), ^{183m} W (70%)	⁵⁶ Mn (42—75%)
СТЭФ	¹⁶ N (80%), ²⁸ Al (20%)	⁹⁴ Zr (100%)
	Гамма-энерговыведение	
Медь	⁶⁶ Cu (87%), ⁶⁴ Cu (6%), ⁶² Cu (5%)	⁶⁴ Cu (100%)
Сталь	^{183m} W (34—60%), ⁵⁶ Mn (23—34%), ⁵² V (16—25%)	⁵⁶ Mn (78—98%)
СТЭФ	¹⁶ N (90%), ²⁸ Al (10%)	⁴⁸ Ca (78—90%), ⁴¹ Ca (10—22%)

МЭД от излучения активированных материалов. На четвёртом этапе алгоритма выполнены расчёты МЭД от γ -излучения активированных материалов с использованием тех же моделей, что и на втором этапе расчётов, но с пространственным распределением источников гамма-излучения, соответствующим расположению материалов в конструкциях МИН (сталь, медь, СТЭФ), радиационной защиты (полиэтилен, сталь), в кирпичных стенах и бетонных конструкциях помещений. При этом предполагалось, что в результате импульсного облучения нейтронным потоком материалы МИН и РЗ активировались во всём объёме, а стены и пол — на глубину 1 и 2 см соответственно (данные значения взяты из [10]). Источники моделировали изотропными с гамма-спектрами, полученными из расчётов по программе TRACT (см. рис. 7).

Полученные значения МЭД от активированных материалов после импульса МИН на высоте центра установки в помещениях, а также на прилегающей к зданию территории для различного времени выдержки представлены в табл. 5. В таблице жирным шрифтом отмечены значения МЭД, удовлетворяющие нормативным требованиям и указывающие на допустимые времена запрета пребывания персонала в данных областях.

Т а б л и ц а 5. МЭД после импульса МИН, мкЗв/ч

Время выдержки, ч	Область регистрации			
	Поверхность МИН (область 1)	Центр РЗ (область 3)	Соседние помещения (область 11)	Стена здания (область 5)
	Режим 1			
2,8·10 ⁻⁴	9,49·10 ⁵	8,78·10 ⁵	6,69·10 ⁴	5,49·10 ⁴
1	2,07·10 ²	3,03·10 ²	2,92	2,74
2	1,53·10 ²	2,42·10 ²	2,49	2,33
4	1,09·10 ²	1,43·10 ²	1,52	1,53
8	6,43·10 ¹	5,21·10 ¹	7,13·10⁻¹	6,32·10⁻¹
16	4,33·10 ¹	1,01·10¹	2,77·10 ⁻¹	2,33·10 ⁻¹
24	2,00·10 ¹	3,47	1,64·10 ⁻¹	1,20·10 ⁻¹
	Режим 2			
2,8·10 ⁻⁴	1,05·10 ³	2,17·10 ³	1,14·10 ²	9,85·10 ¹
1	1,96	7,53·10⁻¹	8,90·10⁻³	8,70·10⁻³
2	1,58	5,85·10 ⁻¹	7,44·10 ⁻³	7,39·10 ⁻³

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты расчётов доз от импульсного излучения МИН с РЗ толщиной 20 см (см. табл. 2) позволяют сделать следующие выводы:

— прогнозируемая суммарная годовая эффективная доза от импульсов установки МИН (Режим 1 + Режим 2) с толщиной РЗ 20 см на расстоянии 50 м от здания (размер «запретной зоны») составляет 2,1 мЗв, что удовлетворяет требованиям НРБ-99/2009 и ОСПОРБ-99/2010 по предельному дозовому воздействию на персонал группы Б с учётом коэффициента запаса, равного 2;

— во время импульса установки МИН радиационная обстановка как в здании, так и на прилегающей территории определяется, в основном, нейтронным излучением, доза от которого на порядок превышает дозу от γ -излучения;

— эффективная доза от излучения установки МИН в Режиме 1 превышает эффективную дозу от излучения установки МИН в Режиме 2 в 10 раз.

На основании полученных результатов расчётов МЭД от облучённых материалов (см. табл. 5) можно сделать следующие выводы:

— в помещении, где располагается установка, мощность дозы от γ -излучения активированных материалов не будет превышать 12 мкЗв/ч через 16 ч (рис. 10, а) после импульса МИН в Режиме 1 и через 1 ч после импульса в Режиме 2;

— в других близлежащих помещениях и на территории, прилегающей к зданию, где планируется пребывание персонала группы Б, мощность дозы от γ -излучения активированных материалов не будет превышать 1,2 мкЗв/ч через 5 ч (рис. 10, б) после импульса МИН в Режиме 1 и через 1 ч после импульса в Режиме 2;

— значения мощности дозы от активированных материалов после импульса МИН в Режиме 2 в 100—1000 раз меньше соответствующих значений после импульса установки в Режиме 1;

— сразу после импульса в Режиме 2 мощность дозы у внешней поверхности РЗ превышает мощность дозы у поверхности установки из-за активации стальной оболочки РЗ (в Режиме 1 такое явление наблюдается для времени выдержки 1—4 ч);

— мощность дозы в соседнем помещении и за внешней стеной здания практически совпадает, что говорит о том, что минеральная вата и алюминий не вносят существенного вклада в ослабление γ -излучения.

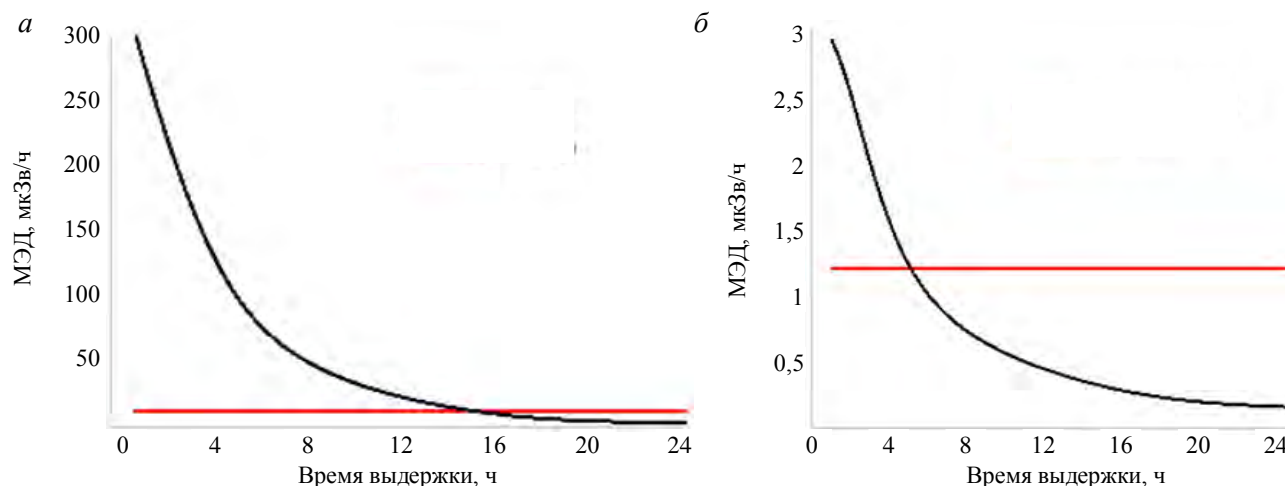


Рис. 10. Зависимость МЭД остаточного γ -излучения у поверхности РЗ: — — МЭД у РЗ, — — 12 мкЗв/ч (а) и в соседнем помещении: — — МЭД в сосед. пом., — — 1,2 мкЗв/ч (б) от времени выдержки после импульса МИН в Режиме 1

Таким образом, после импульса МИН в Режиме 1 запретный период для персонала группы А, работающего в непосредственной близости от установки, составляет 16 ч, а для персонала группы Б, работающего в соседних помещениях, — 5 ч, после импульса МИН в Режиме 2 запретный период для всего персонала составляет 1 ч.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью оценки радиационной обстановки около импульсного источника нейтронов установки МИН разработан и применён расчётно-аналитический алгоритм, основанный на совместном использовании двух программ для ЭВМ TDMCC и TRACT, входящих в состав ПК КОРИДА. Анализ результатов вариантных расчётов позволил обосновать толщину радиационной защиты из борированного полиэтилена 20 см. На последующих этапах алгоритма с выбранными параметрами защиты выполнены совместные расчёты по программам TDMCC и TRACT, оценены дозовые нагрузки на персонал от активированных конструкционных материалов для различного времени выдержки, определено время запрета доступа на рабочие места персонала групп А и Б — 16 и 5 ч соответственно после импульса установки МИН.

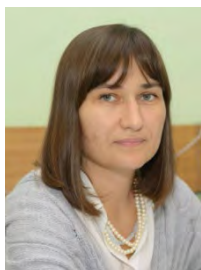
Полученные оценки дозовых воздействий на персонал вошли в Отчёт по обоснованию безопасности при сооружении радиационного источника МИН.

Разработанный алгоритм, реализованный средствами ПК КОРИДА, может быть использован при оценках радиационной обстановки около других импульсных или стационарных источников нейтронного излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Житлухин А.М.** Современное состояние исследований импульсных термоядерных устройств на базе потоков плотной замагниченной плазмы. Доклад на научном семинаре ГК «Росатом» «Управляемый термоядерный синтез и плазменные технологии». Москва, 2023; URL: https://fusion.rosatom.ru/docs/30-06-2023/1_30.06.2023.pdf (дата обращения 26.10.2023).
2. **Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009).** СанПиН 2.6.1.2523-09.
3. **Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности ОСПОРБ-99/2010.** Санитарные правила и нормы СП 2.6.1.2612-10.
4. **Федеральный закон «О радиационной безопасности населения»** от 09.01.1996 № 3-ФЗ.
5. **Общие положения обеспечения безопасности радиационных источников** НП-039-16.
6. **Житник А.К., Рослов В.И., Семенова Т.В. и др.** Программа TDMCC (Time Dependent Monte Carlo Code). Свидетельство о государственной регистрации № 2010614412, ФГУП «РФЯЦ — ВНИИЭФ».
7. **Блохин А.И., Блохин П.А., Сипачев И.В.** Возможности расчётного кода TRACT для решения задач характеристики радионуклидного состава РАО и ОЯТ. — Радиоактивные отходы, 2018, № 2 (3), с. 95—104.
8. **Аракелян А.А., Блохин А.И., Блохин П.А. и др.** Развитие программного комплекса КОРИДА и опыт его применения при решении задач с ОЯТ и РАО. — Радиоактивные отходы, 2022, № 3 (20), с. 107—113.
9. **Семенова Т.В., Житник А.К., Артемьева Е.В., Волков Н.А., Ломтева К.С., Шукаева О.Н.** Верификация программы TDMCC для решения задач радиационной защиты от заданных источников нейтронного и фотонного излучения. — В сб.: Труды XVII международной конференции «Супервычисления и математическое моделирование. Российский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ (Саров), 2019, с. 490—498.
10. **Веселкин А.П., Егоров Ю.А., Емельянов И.Я., Орлов Ю.В., Панкратьев Ю.В.** Спектры быстрых нейтронов за материалами и композициями защиты ядерных реакторов. Атлас. — М.: Атомиздат, 1970.

ИБРАЭ РАН, 115191 Москва, ул. Большая Тульская 52, Россия



Полина Александровна Кизуб, н.с., аспирантка kizub@ibrae.ac.ru
 Павел Анатольевич Блохин, ведущий специалист блохин@ibrae.ac.ru
 Владимир Юрьевич Коновалов, главный специалист konovalov@ibrae.ac.ru
 Сабина Темергалиевна Казиева, м.н.с., аспирантка kazieva@ibrae.ac.ru
 Анатолий Иванович Блохин, в.н.с., к.ф.-м.н. bai@ibrae.ac.ru
 Юрий Евгеньевич Юван, в.н.с, д.т.н. yuvan@ibrae.ac.ru

Статья поступила в редакцию 13 сентября 2023 г.

После доработки 1 октября 2023 г.

Принята к публикации 12 октября 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 4, с. 92—100.

УДК 533.9.08

СИСТЕМА МНОГОКАДРОВОЙ РЕГИСТРАЦИИ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

А.М. Харрасов, В.В. Мялтон, В.И. Крауз

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В статье представлены результаты разработки диагностического комплекса для исследования динамики плазмы. Основной принцип работы комплекса заключается в проецировании изображения плазменного объекта на вход прибора с дальнейшим разделением оптического излучения на несколько каналов с помощью полупрозрачных зеркал. Изображение в каждом канале регистрируется фотографической системой, в которой в качестве быстрого затвора служит электронно-оптический преобразователь. Использование системы задержек позволяет наблюдать динамику исследуемого процесса в многокадровом режиме с одного ракурса. Комплекс апробирован в исследованиях динамики плазменного потока на установке плазменный фокус ПФ-3.

Ключевые слова: плазменный фокус, Z-пинч, скоростная фоторегистрация, плазменный поток.

THE SYSTEM OF MULTI-FRAME REGISTRATION OF FAST PROCESSES IN A PLASMA FOCUS BASED ON ELECTRON-OPTICAL CONVERTERS

A.M. Kharrasov, V.V. Myalton, V.I. Krauz

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The article presents the results of the development of a diagnostic complex for studying plasma dynamics. The basic operating principle of the complex is to project an image of a plasma object at the input of the device with further division image into several channels using translucent mirrors. Images in each channel are recorded by a photographic system in which an electron-optical converter used as a fast shutter. The use of a delay system allows observing the dynamics of the studied process in multi-frame mode from one angle. The diagnostic complex was tested in research of the dynamics of plasma flow on the plasma focus PF-3 installation.

Key words: plasma focus, Z-pinch, high-speed photographic, plasma flow.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-4-101-107

ВВЕДЕНИЕ

Установки типа «плазменный фокус» (ПФ) [1] хорошо известны как источники разнообразных излучений: нейтронного, рентгеновского в широком диапазоне спектра, пучков заряженных частиц и интенсивных плазменных потоков. Большой интерес в последнее время уделяется плазменным потокам, которые активно используются при моделировании астрофизических процессов, в радиационном материаловедении и в других областях. В частности, установки ПФ могут быть использованы для моделирования поведения материалов в экстремальных условиях, аналогичных, например, условиям в термоядерных реакторах [2]. В рамках программ Евратома был проведён цикл экспериментов по исследованию взаимодействия плазменных потоков с материалами, являющихся перспективными конструкционными материалами для ИТЭР, в который были вовлечены практически все ПФ-коллективы из стран, входящих в Евратом. В частности, на установке PF-1000 (базовая установка Международного центра по исследованию плотной замагниченной плазмы, находящаяся в Институте физики плазмы и лазерного микросинтеза, Варшава) были проведены исследования различных повреждений материалов, представляющих интерес для технологии термоядерного синтеза (графит, композит из углеродного волокна (КФУ), чистый вольфрам (W) и его сплавы, сплавы Al—Mg—Li и др.), в зависимости от плотности потока мощности и других характеристик плазменных потоков [3—5]. Большой цикл экспериментов выполнен на установке Флора в ФИАН совместно с ИМЕТ, например, по исследованию ванадия [6]. Также на этой установке были исследованы процессы накопления и адсорбции-десорбции лёгких газов под воздействием дейтериевого потока в ПФ на конструкционные материалы [7], что имеет существенное значение при моделировании процессов накопления в материале первой стенки. Таким образом, очевидно, что потоки, генерируемые в ПФ-разряде, могут быть весьма полезным инструментом в материаловедческих исследованиях в программе УТС.

Другим направлением использования плазменных потоков является их применение для модификации материалов и придания им новых свойств, в том числе нанесения различных плёнок и нанопокровов [8, 9]. Не менее интересным направлением является и моделирование джетов молодых звёздных объектов, активно развиваемое в НИЦ «Курчатовский институт» на установке ПФ-3 [10].

Для повышения эффективности использования этих потоков необходимо знание их параметров и механизмов генерации. На установке ПФ-3 в НИЦ «Курчатовский институт» были проведены измерения энергии и импульса плазменного потока [11], а также плотности и температуры плазмы потока [12]. Не менее важную информацию можно получить с помощью скоростных оптических регистраторов, прежде всего о структуре и форме потока. На установке ПФ-3 используются два типа скоростных оптических регистраторов: регистраторы с щелевой развёрткой типа СФЭР-6 и К008 [13], а также регистраторы, работающие в кадровом режиме на базе электронно-оптических преобразователей ЭП-16 (далее ЭОП) [14]. Данная статья посвящена усовершенствованию и модернизации диагностического комплекса на базе ЭОП.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ЭОП

Стадии формирования пинча и генерации потока на установке ПФ-3 были исследованы в работах [14, 15]. Для исследования распространения потока на значительные расстояния установка была модернизирована [16]: к разрядной камере установки была добавлена многосекционная камера с набором диагностических патрубков, позволяющая исследовать динамику параметров плазменного потока на расстояниях до 100 см от места генерации (рис. 1).

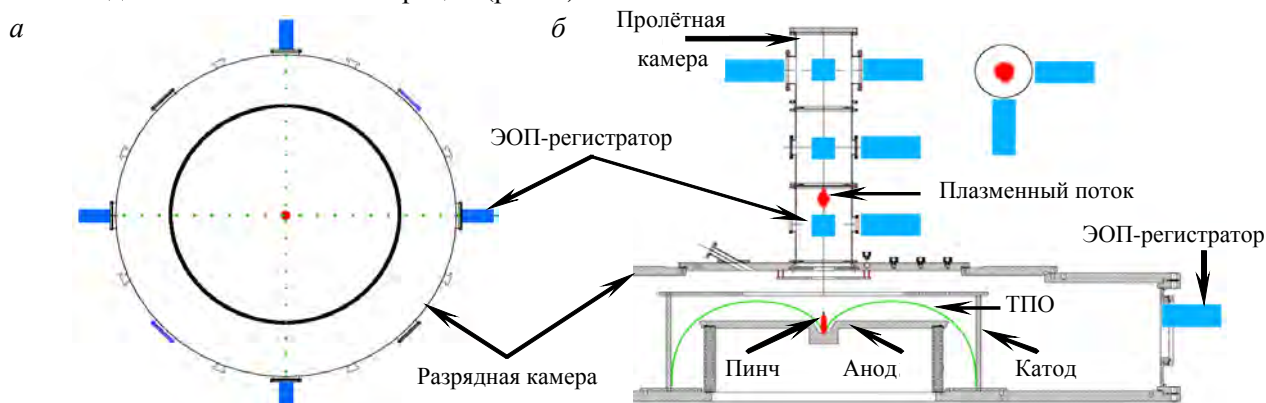


Рис. 1. Схема расположения ЭОП: а — вид сверху; б — вид сбоку

Для регистрации быстропротекающих плазменных явлений требуется система, позволяющая регистрировать процессы с экспозицией кадра порядка десятков наносекунд и временами между кадрами сотни наносекунд. На установке ПФ-3 использовался комплекс кадровой регистрации, состоящий из шести ЭОП-регистраторов на базе ЭП-16, трёх генераторов наносекундных импульсов на основе двойной формирующей линии, кабельных линий задержки, обеспечивающих последовательное срабатывание регистраторов. Схема диагностики подразумевает использование четырёх регистраторов в прианодной части установки для исследования процессов схождения токовой плазменной оболочки и пинчевания разряда. Регистраторы в этом случае расположены по периметру установки под углом 90° друг к другу. Кабельные линии обеспечивают последовательное срабатывание регистраторов, задержка между срабатываниями составляет 150 нс [14].

Для регистрации динамики плазменного потока в пролётной диагностической камере есть возможность установить регистраторы в каждой секции пролётной камеры. Это позволяет получить данные о развитии плазменного потока на расстояниях 35, 65 и 95 см от поверхности анода, фактически на пролётной базе почти 1 м от места генерации джета. Для лучшей локализации потока, детального исследования его структуры в каждой секции можно установить по два регистратора под углом 90° либо 180° друг к другу и вести съёмку с задержкой между кадрами либо без неё.

При всех достоинствах у диагностического комплекса есть недостатки:

- получаемые при регистрации данные отличаются не только моментом съёмки, но и ракурсом наблюдения за объектом, что вносит неопределённость в интерпретацию результатов диагностики;
- существующая конструкция регистраторов довольно громоздка, что затрудняет эксплуатацию и настройку.

Поэтому нами был разработан комплекс многокадровой регистрации с одного ракурса с возможностью регулировки задержек между кадрами.

СХЕМА МНОГОКАДРОВОЙ РЕГИСТРАЦИИ

Для реализации многокадровой диагностики потребовалась модернизация конструкции ЭОП. В новом конструктиве колба электронно-оптического преобразователя обжата держателями, установленными на направляющие шпильки. Изображение на фотокатод проецируется объективом, установленным в алюминиевый держатель. Для работы регистратора в однокадровом режиме изготовлен переходник, позволяющий крепить регистратор к фланцу вакуумной камеры. Питание ЭОП-регистратора осуществляется через разъём СР-75.

Новая конструкция компактнее предыдущей, позволяет легко заменять оптику и фокусироваться на различные расстояния от регистрируемого объекта (рис. 2). Также неоспоримым преимуществом подобной конструкции является возможность расширения её динамического диапазона за счёт установки фильтров.

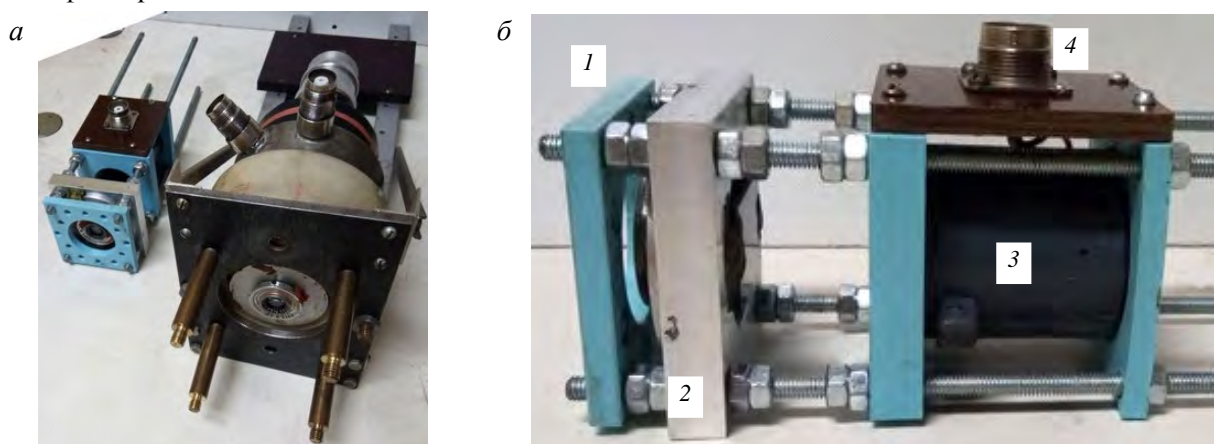


Рис. 2. ЭОП-регистраторы: сравнение новой конструкции со старой (а); конструктив разработанного ЭОП-регистратора (б): 1 — переходник с фланца CF-40 на крепление регистратора, 2 — крепление объектива, 3 — электронно-оптический преобразователь ЭП-16, 4 — разъём СР-75

Одной из основных задач при создании диагностики был вывод изображения из диагностической камеры. В условиях вибрации на установке и для повышения гибкости системы был выбран следующий способ вывода изображения: использовался упорядоченный световод с рабочим диаметром 15 мм, на один торец которого («принимающий») изображение из вакуумной камеры проецировалось короткофокусным объективом, другой конец («передающий») заводился в экранированный бокс с регистраторами.

Изображение с передающего торца световода разделялось зеркалами с различными коэффициентами отражения на шесть каналов равной интенсивности. В каждом канале был установлен ЭОП-регистратор описанной конструкции. Из-за ограниченного пространства в боксе и для оптимизации количества каналов регистрации, проецирующие объективы были расположены сразу после первого разделения изображения. В настоящее время используются пять каналов регистрации. Изображение с экранов ЭОП регистрируется цифровыми фотоаппаратами Canon EOS 650D. Оптическая схема диагностического комплекса показана на рис. 3, а её реализация — на рис. 4.

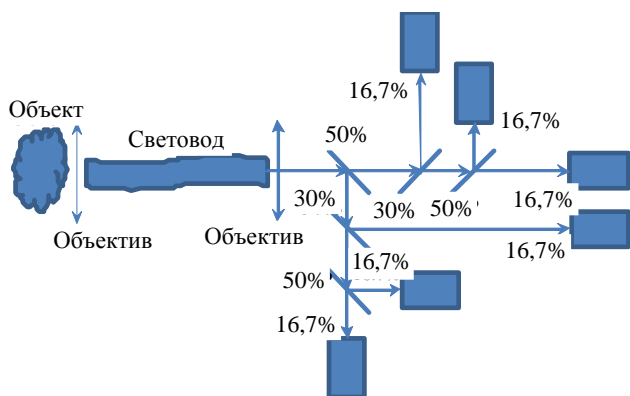


Рис. 3. Оптическая схема диагностического комплекса

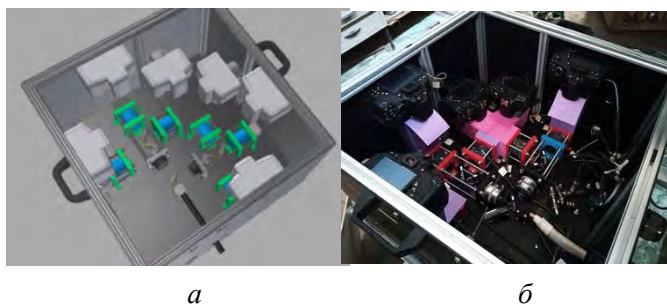


Рис. 4. 3D-модель разработанного комплекса (а) и фотография его реализации (б)

ЭОПы подбирались с близкими характеристиками. Однако потребовалось дополнительное выравнивание интенсивности изображения на регистраторах нейтральными фильтрами. Для сравнительной оценки интенсивности изображения на регистраторах проведено фотографирование тест-объекта, в качестве которого использовалась газоразрядная лампа. Настройка и фокусировка регистраторов проводились при стационарном режиме работы ЭОП-регистраторов. Для этого использовался отдельный блок питания — источник постоянного высокого напряжения на 5 кВ. В эксперименте же использовались генераторы, обеспечивающие сигналы амплитудой 5 кВ и длительностью 10—30 нс. Лампа находилась на расстоянии от торца световода, соответствующем съёмке плазменного потока в пролётной камере установки. Результат показан на рис. 5.

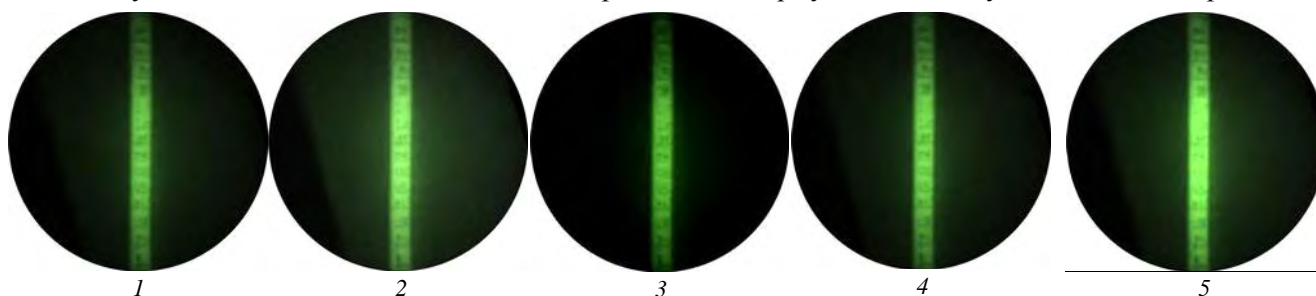


Рис. 5. Фотография газоразрядной лампы каждым ЭОП-регистратором

Характерные параметры процессов в ПФ-разряде следующие: скорость токовой плазменной оболочки (ТПО) около 10^7 см/с, время жизни пинча 100—300 нс, плазменный поток распространяется с торможением от $5 \cdot 10^6$ см/с (35 см от места генерации) до $5 \cdot 10^5$ см/с (95 см). Это накладывает определённые требования к сигналам управления ЭОП: длительность импульса питания 10—30 нс, амплитуда импульса 5—10 кВ. При такой длительности экспозиции и скорости потока $5 \cdot 10^6$ см/с дополнительная пространственная погрешность в его локализации составляет 1,5 мм, что меньше определённого нами пространственного разрешения оптической системы (2 мм).

В качестве решения было выбрано использование генератора на формирующих линиях. Для управления регистраторами в диагностическом комплексе использовались два генератора, имеющих три независимых канала с двумя выводами для питания ЭОП в каждом канале. Задержки срабатывания между ЭОП-регистраторами обеспечивались блоками генератора задающих импульсов (ГЗИ) и кабельными линиями.

Разряд на установке ПФ-3 характеризуется достаточно большой длительностью (~10 мкс) и большим разбросом во времени прихода ТПО на ось установки от разряда к разряду (диаметр анода 92 см), что затрудняет синхронизацию работы комплекса с различными стадиями разряда. Поэтому для улучшения синхронизации использовалась регистрация излучения оболочки на финальной стадии её схождения к оси. Для этого в прианодной части установки установлен световой коллиматор, отслеживающий излучение в видимом диапазоне на расстоянии 25 см от оси и 2 см от поверхности анода. Свет со светового коллиматора принимается фотоэлектронным умножителем, сигнал с которого с помощью электронной схемы преобразовывается в одиночный импульс напряжения заданной формы и подаётся на ГЗИ. Схема синхронизации показана на рис. 6.

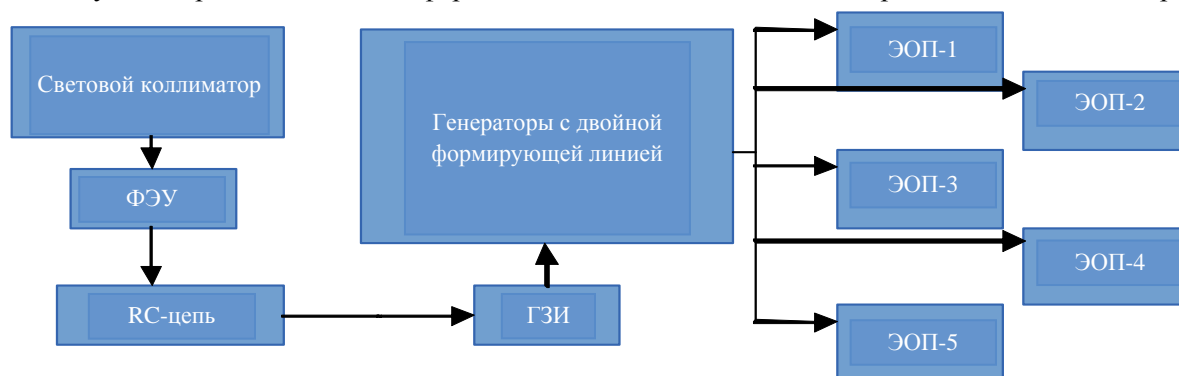


Рис. 6. Принципиальная схема синхронизации диагностического комплекса с разрядом в установке

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Прежде всего была проведена юстировка комплекса в рабочих условиях. Юстировка проводилась при установке комплекса в первой секции пролётной камеры на диагностическом патрубке, центр которого находится на высоте 35 см над плоскостью анода. Получены юстировочные кадры без задержки между срабатыванием регистраторов. Видно, что удалось достичь близких характеристик изображений

во всех каналах регистрации. Максимальное различие в суммарной интенсивности между изображениями не превышает 17%. Результаты показаны на рис. 7.

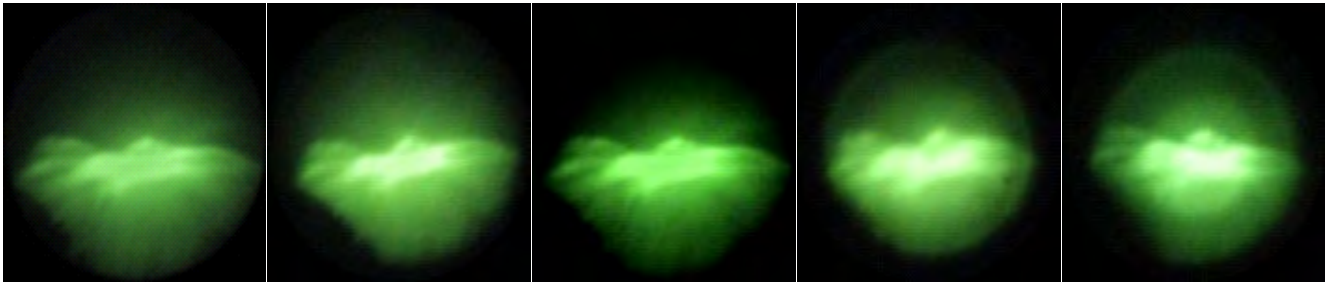


Рис. 7. Регистрация плазменного потока без задержек между кадрами. Разряд 2023-05-25_11(He, 3 Торр, 9 кВ, 360 кДж). Область видимости на кадрах составляет 14 см

Проведены эксперименты по регистрации динамики плазменных потоков на уровне 35 см от места генерации. В качестве рабочего газа использованы неон и гелий, зарядное напряжение 9 кВ, энергия, запасаемая в источнике питания, 360 кДж. Принимая во внимание оптическую схему диагностического комплекса (область видимости 15 см по объекту) и параметры потока на высоте 35 см (мгновенная скорость $(3-5)10^6$ см/с), для 5-кадровой регистрации были выбраны задержки между кадрами в диапазоне 0,6—1 мкс. На рис. 8 показана схема подключения ЭОПов с указанием реализованных в эксперименте задержек и времени экспозиции.

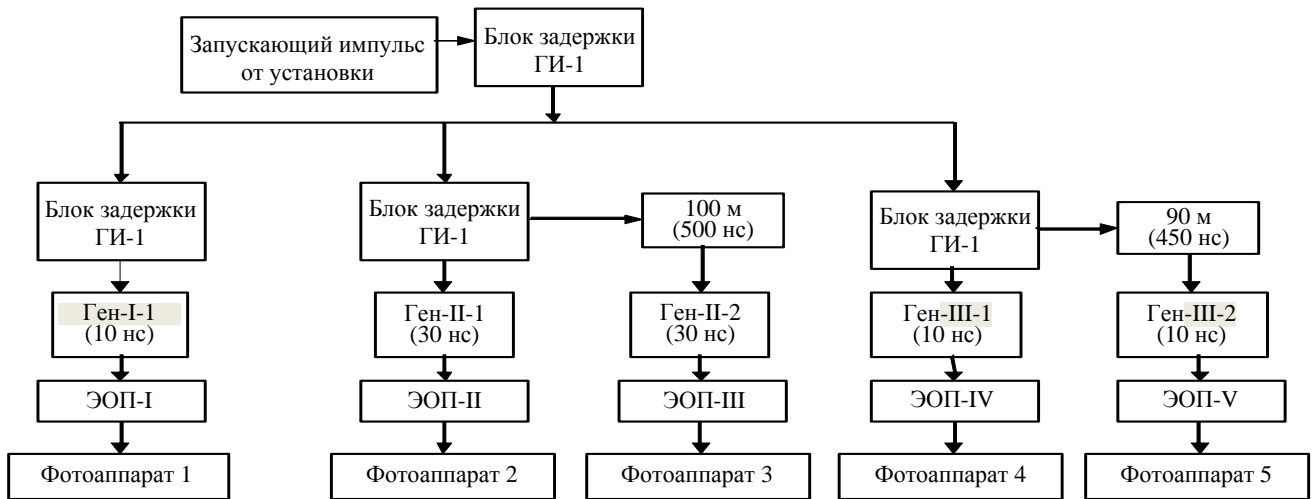


Рис. 8. Схема подключения ЭОП

Структура плазменного потока и динамика его прохождения через область наблюдения при разряде в неоне при распространении в фоновом газе показаны на рис. 9. При анализе результатов следует учи-

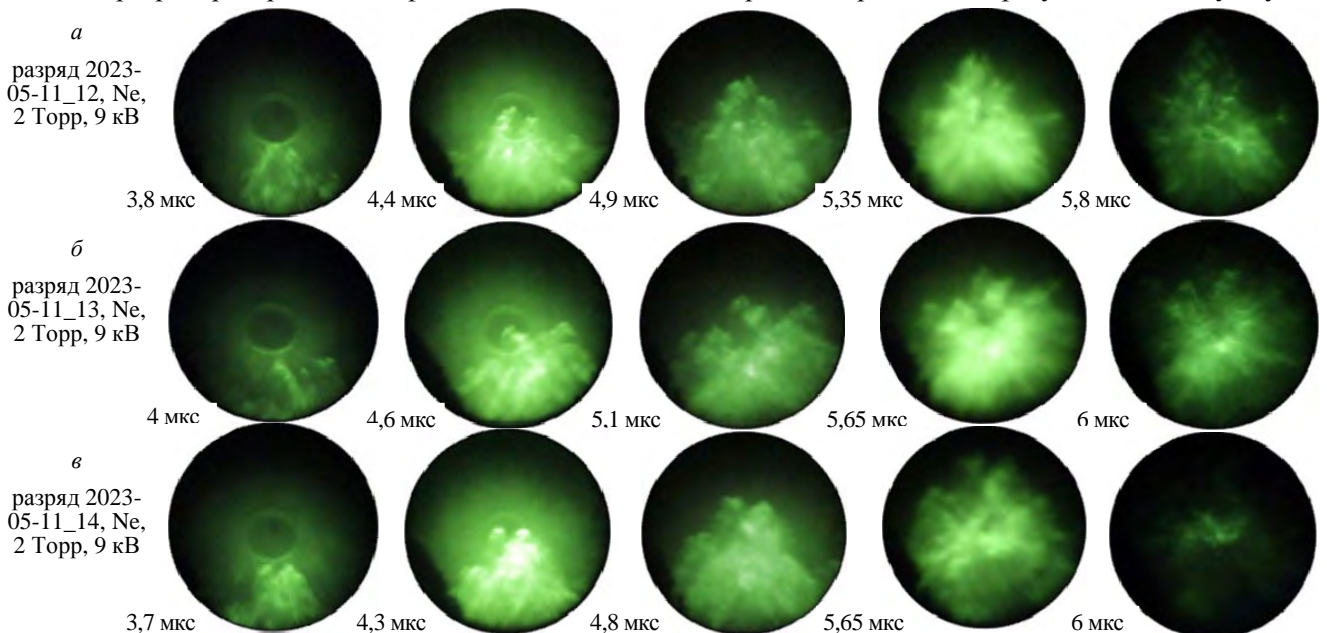


Рис. 9. Динамика плазменного потока в неоне. Время указано относительно «особенности» (момента максимального сжатия пинча и предполагаемой генерации плазменного потока). Область видимости на кадрах составляет 14 см

тывать, что на интенсивность изображения может влиять как длительность экспозиции, так и уменьшение напряжения запуска ЭОП-регистратора в кабельной линии от генератора до ЭОП: чем длиннее кабель (больше реализуемая задержка), тем сильнее падает интенсивность. Этим объясняется некоторое различие в интенсивности свечения некоторых снимков по сравнению с результатами рис. 7. При подобранных задержках удаётся зарегистрировать как головную часть потока в момент его появления в области наблюдения (первые кадры), так и его хвостовую часть. Так, на последнем кадре рис. 9, в поток практически покидает область видимости.

С учётом задержки между первым и пятым кадром 2,3 мкс и скорости распространения переднего фронта потока $4,2 \cdot 10^6$ см/с, оцененной по первым трём кадрам, видно, что плазменный сгусток достаточно компактен не только в поперечном, но и в продольном направлении. Его продольный размер не превышает 10 см. Фронт потока неоновой плазмы имеет конусовидную форму, достаточно часто наблюдаются несколько параллельных потоков. Поток имеет «кружевную» структуру, что, как было показано в работе [17], связано с развитием неустойчивостей, развивающихся при наличии эффективного радиационного охлаждения, характерного для разряда в неоне.

Оценка скорости потока по нескольким последовательным кадрам в различных разрядах даёт значение $(3,5—5)10^6$ см/с, что находится в хорошем соответствии с измерениями по световым коллиматорам.

ВЫВОДЫ

Целью данной работы была демонстрация работоспособности описанной методики. В результате выполнения работы создан диагностический комплекс, позволяющий получать от одного до пяти снимков плазмы с регулируемой задержкой между кадрами под одним ракурсом наблюдения. Проведены испытания диагностического комплекса, в ходе которых выполнены исследования динамики структуры плазменного потока на установке ПФ-3 при его пролёте на пролётной базе 15 см. Конструкция прибора позволяет легко производить его перестановку на различные диагностические окна без дополнительной сложной настройки, в том числе и на других экспериментальных стендах. В частности, предполагается проведение исследований схождения ТПО к оси в прианодной области, образования пинча и формирования плазменного потока. Эти исследования необходимы для понимания механизма формирования плазменных потоков в плазменном фокусе.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филиппов Н.В., Филиппова Т.И., Виноградов В.П. Плотная высокотемпературная плазма в области нецилиндрической кумуляции Z-пинча. — Nuclear Fusion, 1962, Part 2, p. 577—587.
2. Chernyshova M., Gribkov V.A., Kowalska-Strzeciwiak E. et al. Interaction of powerful hot plasma and fast ion streams with materials in dense plasma focus devices. — Fusion Eng. Design, 2016, vol. 113, p. 109—118.
3. Gribkov V.A., Dubrovsky A.V., Malinowski K. et al. In-line and following-up tests of perspective fusion-reactor materials in plasma focus devices. — Czech J. Phys., 2006, vol. 56, p. 1401—1416.
4. Sadowski M.J., Gribkov V.A., Kubes P., Malinowski K., Skladnik-Sadowska E., Scholz M., Tsarenko A., Zebrowski J. Application of intense plasma-ion streams emitted from powerful PF-type discharges for material engineering. — Physica Scripta, 2006, T123, p. 66—78.
5. Gribkov V.A. et al. Comparative analysis of damageability produced by powerful pulsed ion/plasma streams and laser radiation on the plasma-facing W samples. — Radiat. Phys. and Chemistry, 2018, vol. 150, p. 20—29.
6. Боровицкая И.В. и др. Воздействие высокотемпературной импульсной дейтериевой плазмы на ванадий. — Перспективные материалы, 2003, № 2, с. 36
7. Боровицкая И.В. и др. Воздействие импульсных потоков азотной плазмы и ионов азота на структуру и механические свойства ванадия. — Металлы, 2018, № 2, с. 54—64.
8. Михайлов Б.П., Иванов Л.И., Боровицкая И.В., Крохин О.Н., Руднев И.А., Троицкий А.В., Антонова Л.Х., Никитин В.Я., Майоров А.Н., Покровский С.В. Влияние ударно-волнового воздействия на критический ток висмутовых (2223) ВТСП-лент первого поколения. — Доклады Академии наук, 2012, т. 442, № 5, с. 614—616.
9. Rawat R.S. High energy density pulsed plasmas in plasma focus: novel plasma processing tool for nanophase hard magnetic material synthesis. — Nanoscience and Nanotechnology Letters, 2012, vol. 4, p. 251—274.
10. Бескин В.С., Крауз В.И., Ламзин С.А. Лабораторное моделирование струйных выбросов из молодых звёзд на установках с плазменным фокусом. — УФН, 2023, т. 193, № 4, с. 345—381.

11. Крауз В.И., Виноградов В.П., Мялтон В.В., Виноградова Ю.В., Харрасов А.М. Исследование импульса и энергии плазменного потока, генерируемого в плазмофокусном разряде. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 3, с. 48—56.
12. Ананьев С.С., Велихов Е.П., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Мялтон В.В. Параметры плазменных струй, истекающих из плазменного фокуса, в экспериментах на установке ПФ-3. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 2, с. 58—68.
13. Ананьев С.С., Данько С.А., Мялтон В.В., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В. Исследования импульсных плазменных потоков, создаваемых в нецилиндрических Z-пинчевых системах, электронно-оптическими методами. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2013, т. 36, № 4, с. 102—110.
14. Виноградов В.П., Крауз В.И., Мокеев А.Н., Мялтон В.В., Харрасов А.М. Исследование динамики плазменной оболочки плазмофокусного разряда в различных газах. — Физика плазмы, 2016, т. 42, № 12, с. 1033—1045.
15. Ананьев С.С., Крауз В.И., Мялтон В.В., Харрасов А.М. Исследование формирования плазменных потоков, генерируемых в плазмофокусном разряде. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 1, с. 21—35.
16. Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., Velikhov E., Ananyev S., Dan'ko S., Kalinin Yu., Kharrasov A., Mitrofanov K., Vinogradova Yu. — In: 42nd EPS Conference on Plasma Physics. Lisbon, Portugal, 22—26 June 2015, vol. 39E, ISBN 2-914771-98-3, P.4.401; <http://ocs.ciemat.es/EPS2015PAP/pdf/P4.401.pdf>.
17. Крауз В.И., Харрасов А.М., Ламзин С.А., Додин А.В., Мялтон В.В., Ильичев И.В. Лабораторное моделирование структуры джетов молодых звёзд. — Физика плазмы, 2022, т. 48, вып. 6, с. 506—518.



Айрат Мухаметович Харрасов, н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
kharrasov_am@nrcki.ru



Виктор Владимирович Мялтон, с.н.с., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премий им. И.В. Курчатова в области инженерных и технологических разработок (1968 г.) и в области научных исследований (2012 г. и в 20017 г.); НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
myalton_vv@nrcki.ru



Вячеслав Иванович Крауз, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова в области научных исследований (2012 г. и 2017 г.); НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Krauz_VI@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 9 сентября 2023 г.

После доработки 11 октября 2023 г.

Принята к публикации 12 октября 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 4, с. 101—107.

УДК 621.039

РАЗРАБОТКА КОНТАКТНОГО СОЕДИНЕНИЯ ОБМОТОЧНОГО ПРОВОДА ВЫСОКОПОЛЕВОЙ ВТСП-2 МАГНИТНОЙ КАТУШКИ

*А.В. Березовский, А.С. Бурсиков, О.С. Васильева, Д.В. Глушаев, Е.Р. Запретилина, А.А. Ланцетов,
А.А. Медников, И.Ю. Родин, Т.А. Хон, Д.Л. Юрин*

АО «НИИЭФА», Санкт-Петербург, Россия

Одним из наиболее перспективных направлений применения высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является разработка систем, способных создавать магнитное поле с индукцией свыше 20 Тл. Высокополевые магниты востребованы в различных областях науки и техники, и в целом ряде случаев использование ВТСП является безальтернативным решением с технической и/или экономической точки зрения. К таким устройствам, в частности, относятся электромагнитные системы (ЭМС) перспективных установок управляемого термоядерного синтеза (УТС) — токамаков и стеллараторов, известных проектов ARC, SPARC, ST160+, FFHRd1 и отечественного ТРТ. Особенностью подобных систем является использование высококачественного обмоточного провода, представляющего собой сложную конструкцию, включающую параллельное соединение большого числа базовых проводников, стабилизирующую матрицу, механическую структуру, а часто и каналы для прокачки хладагента. Крупные ЭМС «потребляют» десятки километров провода, обмотки состоят из нескольких секций, что предполагает наличие контактного соединения (КС), разработка которого является важной задачей при проектировании обмотки. В зависимости от назначения магнита, типа обмоточного провода и условий работы установки к конструкции КС могут предъявляться весьма специфические требования, однако главными являются надёжность, низкое омическое сопротивление, минимальное влияние на распределение тока в проводе. В статье анализируется опыт предыдущих разработок, формулируются требования к КС крупных ЭМС, рассматриваются вопросы выбора конструктивных решений для КС установки ТРТ. Заключительные разделы посвящены выполнению экспериментальной программы исследования КС ТРТ, включая описание образцов и испытательного стенда. Рассмотрены вопросы технологии формирования торцевого контакта стопок ВТСП-2-лент с медными элементами КС. Представлены первые результаты экспериментальной проверки принятых инженерных решений.

Ключевые слова: токамак с реакторными технологиями (ТРТ), сверхпроводимость, высокотемпературный сверхпроводник (ВТСП), контактное соединение, магнитная катушка.

DEVELOPMENT OF AN ELECTRICAL JOINT OF A WINDING WIRE OF HIGH-FIELD HTS-2 MAGNETIC COIL

*A.V. Berezovskii, A.S. Bursikov, O.S. Vasileva, D.V. Glushaev, E.R. Zapretilina, A.A. Lantsetov, A.A. Mednikov,
I.Yu. Rodin, T.A. Khon, D.L. Urin*

JSC «NIEFA», Saint-Petersburg, Russia

Development of magnetic systems that can produce field with induction over 20T seems to be one of the most promising HTS application. The high-field magnets are in a good demand for science and technology projects, and, in some cases, using of HTS conductor is the only solution for those systems from technical or/and economical point of view. Magnets for large fusion projects such as ARC, SPARC, ST160+, FFHRd1 and developing in Russian Federation tokamak TRT are among them. Specific feature of such systems is employing of a conductor that is able to carry transport current of 30—100 kA level. The high current HTS conductor has rather complicate design: it includes hundreds of wires (tapes) connected in parallel, conductive stabilizer and mechanical structure, and often, channels for coolant circulation. The large magnets consume tens kilometers of cable, consist of several sections and that implies their connection by electrical joints. The design of such joint is an important and often complex problem because of number specific requirements. The most critical among them are reliability, low resistance, and minimal disturbance to homogeneity of current distribution. This paper presents some analysis of previously performed projects, specifies requirements to joint design for large electromagnetic systems, and considers some aspects of design and development of joints for TRT. The last chapter reflects the status of the TRT joint investigation program including description of samples and test facility. Some questions related to technology of the edge-type joint manufacturing as well as the first results of sample tests are discussed.

Key words: tokamak with reactor technology (TRT), superconductivity, high-temperature superconductor (HTS), electrical joint, magnet coil.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-4-108-118

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее перспективных направлений применения высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является разработка систем, способных создавать магнитные поля с индукцией свыше 20 Тл.

Высокополевые магниты востребованы в различных областях науки и техники, и в целом ряде случаев использование ВТСП является для них безальтернативным решением с технической и/или экономической точки зрения. Правильнее будет сказать, что ВТСП расширили возможности оптимального выбора обмоточных проводов электромагнитных систем (ЭМС) и необходимых для их функционирования систем криогенного обеспечения (СКО). К ВТСП можно отнести довольно широкий спектр материалов, но в этой статье будут рассматриваться ВТСП второго поколения (ВТСП-2, YBCO/ReBCO), которые промышленно производятся в Российской Федерации и используются или предполагаются к применению в крупных научных проектах. В статье обобщается опыт отечественных и зарубежных исследований в части разработки КС для высокополевых магнитных систем, формулируются требования к ним, рассматриваются возможные пути решения задачи конструирования сложных КС сильноточных обмоточных проводов, приводятся некоторые результаты текущей программы разработки КС для отечественной установки ТРТ.

КОНТАКТНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ ОБМОТОК, ВЫПОЛНЕННЫХ ИЗ ВТСП-2-ЛЕНТЫ

Известно, что ВТСП-2 выпускаются в виде лент шириной 4—12 мм и толщиной от 40 до 200 мкм. Толщина сверхпроводящего слоя 1—4 мкм. Слоистая структура ВТСП-2-ленты достаточно сложна и, что важно в контексте данной статьи, несимметрична [1]. Сверхпроводник, нанесённый на одну сторону ленты, «закрит» тонким слоем серебра и, как правило, стабилизирующей медью. С противоположной стороны ленты находится подложка с существенно более высокой резистивностью (сталь, хастеллой, NiW и т.п.). Это обстоятельство следует иметь в виду при формировании электрического контакта ВТСП-2-лент.

Для изготовления даже небольшого по габаритам высокополевого магнита требуется несколько километров ВТСП-ленты. Современные существующие и проектируемые установки лазерного нанесения ВТСП-2-слоя предполагают техническую возможность изготовления единичного куска провода длиной до 1 км. Однако на практике получить ленту, удовлетворяющую жёстким требованиям к однородности токовых характеристик по всей длине, достаточно сложно, и коммерчески доступные ВТСП-2-провода, как правило, имеют длину 250—350 м. Таким образом, практически любая ВТСП-2-ЭМС содержит несколько электрических КС.

Разнообразие ВТСП магнитных систем предполагает различные варианты выполнения обмоток. Во многих случаях возможно изготовление обмоток непосредственно из ВТСП-2-лент. При необходимости создать электрический контакт две ленты могут быть спаяны друг с другом непосредственно или, когда это неудобно, через мостики из другой ВТСП-2-ленты, как показано на рис. 1. При соблюдении стандартной технологии пайки (сборка лент ВТСП-слоем друг к другу, лужение ПОС-61, прижим, нагрев) сопротивление КС двух лент составит 20—40 нОм·см².

Даже в случае, когда обмотка магнита выполнена лентой, изготовление КС требует разработки конструкторских решений и использования специальной оснастки. Очевидно, что электрический контакт должен быть надёжен — хорошо закреплён механически, создавать минимальную нагрузку на СКО — иметь малое омическое сопротивление, хорошо охлаждаться — не быть причиной локального разогрева обмотки. Обмотка основного магнита компактного ВТСП-2-соленоида с



Рис. 1. Пример КС двух ВТСП-2-лент с помощью «мостиков»

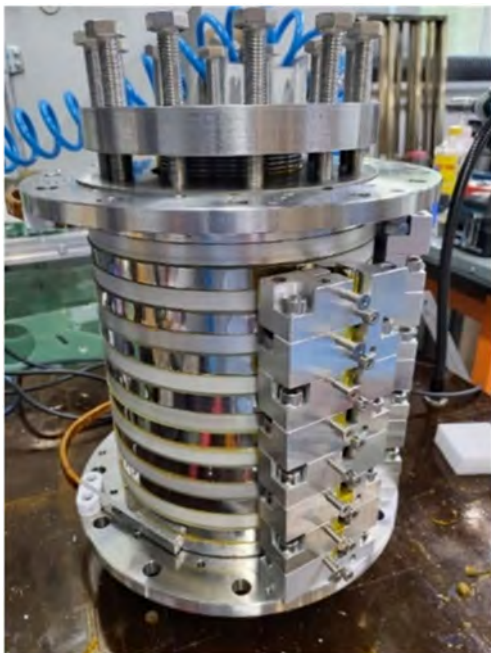


Рис. 2. Обмотка основного магнита ВТСП-2-соленоида с магнитным полем 20 Тл подготовлена для выполнения пайки КС

магнитным полем 20 Тл [2] перед пайкой КС показана на рис. 2. Обмотка состоит из восьми двойных галет, намотанных 12-мм ВТСП-2-проводом с дополнительным механическим усилением. Двойные галеты изготовлены из одного куска провода и не имеют КС на внутреннем радиусе. Электрическое соединение двойных галет между собой, а также провода торцевых галет с токовыми вводами (контактными кольцами) находится на внешней поверхности магнита и осуществляется через сверхпроводящие полукруглые переключки. Переключки сформированы из пяти ВТСП-2-лент шириной 12 мм (толщина подложки 40 мкм, толщина медного покрытия 20 мкм) с напаянной со стороны подложки медной фольгой толщиной 100 мкм.

КОНТАКТНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ ОБМОТОК, ВЫПОЛНЕННЫХ ИЗ СИЛЬНОТОЧНЫХ ВТСП-2-ПРОВОДОВ

Единая ВТСП-2-лента в высокополевым магните при температуре 4,2—20 К способна нести рабочий ток 500—1000 А. Использование единой ленты в качестве обмоточного провода представляется разумным для систем, аналогичных описанной. Однако для более крупных магнитных систем, таких как разнообразные по конфигурации, режимам работы и назначению элементы ЭМС ускорительных комплексов, а также обмотки перспективных и проектируемых установок УТС, требуются обмоточные провода более сложной конструкции. Особенностью крупных систем является необходимость использования сильноточного обмоточного провода с величиной рабочего тока 10—30 кА для ускорителей и 40—80 кА для установок УТС. Это очевидным образом предполагает параллельное соединение нескольких десятков, а то и сотен единичных лент. Сильные магнитные поля в комбинации с высокими значениями рабочего тока ожидаемо приводят к серьёзной механической нагрузке на провод ($I \times B$). Поэтому ленты обмоточного провода, как правило, плотно упакованы в стопки или скручены в плотные субкабели типа CORC. Сборки ВТСП-2-лент могут быть уложены в пазы силовой структуры магнита или собраны в провод, из которого будет выполняться обмотка магнита. Провод представляет собой сложную конструкцию, включающую, помимо сборки ВТСП-2-лент, стабилизирующую матрицу, механическую структуру, каналы для прокачки хладагента и герметичный корпус. Провод может состоять из нескольких стопок/субкабелей, уложенных специальным образом — твистированных или транспонированных [3—7].

Крупные магнитные системы содержат множество КС, различных по функциям и конструкции, расположенных в обмотке и вне её, соединяющих ВТСП-провода, одинаковые или отличные по конструкции, связывающие ВТСП-провод с нормальнопроводящими шинами и т.д. Соответственно к конструкции КС предъявляется ряд весьма специфических требований.

Во-первых, КС является продолжением обмоточного провода и должно включать все элементы и выполнять все функции обмоточного провода, т.е. не только нести ток, но и обеспечивать надёжную работу и механическую прочность системы, а при наличии каналов охлаждения (циркуляционное охлаждение магнита) должна быть соблюдена непрерывность и герметичность ветви охлаждения обмотки.

Во-вторых, очевидно, что основной функцией КС является обеспечение электрического контакта всех токопроводящих элементов провода, как сверхпроводниковых, так и нормальнопроводящих. Далее будут приведены конструкции обмоточных проводов, разрабатываемых в рамках эскизного проекта отечественного токамака с реакторными технологиями ТРТ [8]. Обмоточные провода имеют достаточно массивную медную матрицу, которая одновременно играет роль механической структуры провода и нормальнопроводящего шунта в случае аварийного (защитного) вывода энергии из магнита. Очевидно, что площадь поперечного сечения меди (матрицы) в КС не должна быть меньше, чем в соединяемых проводах.

Основными характеристиками контакта являются величина омического сопротивления и связанные с ней тепловыделения. Чтобы проиллюстрировать уровень интересующей нас величины активного сопротивления, приведём некоторые результаты предварительного анализа, проведённого для ЭМС ТРТ. Обмотки магнитной системы — обмотка индуктора (ОИ), обмотки управления (ОУ), обмотка тороидального поля (ОТП) содержат примерно 200 КС. Из них около ста соединений приходится на ОТП, которая несёт рабочий ток ~ 75 кА в течение всего рабочего цикла установки. При величине омического сопротивления контакта ~ 2 нОм суммарная тепловая нагрузка на систему СКО за рабочий цикл (~ 30 мин) составит 1,2 кВт. Заметим, что суммарная тепловая нагрузка также включает теплопритоки и тепловыделения в обмотках, не имеющие отношения к омическим потерям в контактах. Стоимость СКО, рассчитанной на уровень тепловой нагрузки 1,2 кВт, составит по предварительным оценкам 450 млн руб. При величине контактных сопротивлений 5 нОм тепловая нагрузка оценивается в 2,9 кВт, стоимость СКО в 900 млн руб., при сопротивлении 10 нОм — 5,7 кВт/1,5 млрд руб., 20 нОм — 11 кВт/ ~ 3 млрд руб.

Помимо приемлемой для СКО величины омического сопротивления, к электрическому контакту предъявляется ещё одно специфическое требование — электрический контакт должен быть выполнен таким образом, чтобы возмущения в обмотке, связанные с наличием контакта, не сказывались на работоспособности системы. Здесь следует упомянуть два момента. Первый связан с распределением рабочего тока между параллельными лентами провода. Очевидно, что рабочий ток в лентах провода в режиме постоянного или медленно меняющегося тока/поля будет распределён в обратной пропорции к величинам контактных сопротивлений индивидуальных лент с медью/другими лентами в КС. Чем больше разброс величин контактных сопротивлений лент, тем больше вероятность того, что ток по лентам распределён неравномерно. Неравномерное распределение тока в проводе снижает токонесущую способность провода и/или уменьшает проектные «запасы», обеспечивающие надёжность работы системы. Второй момент связан с индуцированными токами и дополнительными тепловыделениями в контакте, если КС находится в меняющемся магнитном поле. В обмоточном проводе при изменении магнитного поля также теряется энергия (выделяется тепло), однако особенности конструкции КС могут привести к тому, что эти тепловыделения окажутся существенно выше «средних по проводу», а индуцированные токи добавляют неоднородности в распределение транспортного тока.

В-третьих, КС является частью обмотки сложной ЭМС, что накладывает на конструкцию КС дополнительные условия и ограничения. Часто соединения элементов обмотки (галет, слоёв) оказываются «вписанными» в обмотку, т.е. повторяют кривизну обмотки, а место для размещения контакта ограничено габаритными размерами одного-двух поперечных сечений провода. Важным вопросом является доступ к КС во время монтажа катушки, разделения токовых и криогенных коммуникаций, а также средств диагностики состояния сверхпроводящей обмотки. Следует помнить, что ЭМС часто является лишь одной из множества подсистем большой установки и общая компоновка машины (например, токамака) требует увязки не только пространственного расположения элементов этих подсистем, но и диктует последовательность проведения их сборки.

Несмотря на всю важность сформулированных требований, основной задачей разработки КС остаётся выбор технологии формирования низкоомного электрического контакта между сверхпроводящими элементами двух проводов или провода и шины.

Естественным представляется вариант индивидуального соединения (паяный контакт) ВТСП-2-лент с шиной или с другой лентой. На рис. 3 показан контакт лабораторного образца провода типа Рёбель с токоподводящей шиной. Контакт «задаёт» принудительное (однородное) распределение тока. Каждый

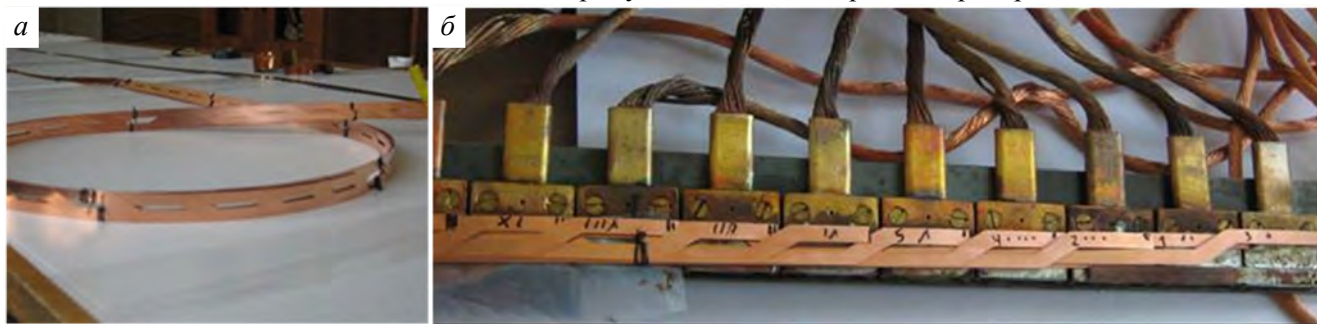


Рис. 3. Контакт провод—шина для провода типа Рёбель перед распайкой лент (а), провод перевернут, чтобы показать маркировку лент (б)

элемент провода припаян к медной площадке, изолированной от соседних площадок. Ток к площадке подводится через мерный медный провод. Все подводящие провода имеют одинаковое электрическое сопротивление, на порядок превышающее сопротивление паяного контакта лента—пластина. Подобный контакт хорош для лабораторных исследований, но вряд ли пригоден для крупной ЭМС.

Конструкция паяного соединения индивидуальных лент между собой, применяемая к обмотке крупной магнитной системы с рабочим током провода ~90 кА, разрабатывалась в рамках проекта FFHRd1 [9]. Обмоточный провод типа STARS представляет собой плоскую стопку (в некоторых версиях две/три плоско уложенные стопки) широких лент, плотно упакованных в медной матрице прямоугольного сечения, заключённую в стальной кожух. Принцип формирования контакта обмотки FFHRd1/STARS [10] показан на рис. 4. Ленты соединяемых проводов раскладываются «лесенкой», лудятся, закрываются аналогичным образом подготовленной ответной частью КС, зажимаются в специальной структуре, обеспечивающей заданный прижим (давление), и прогреваются.

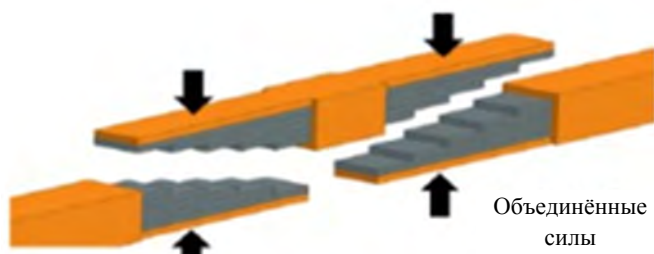


Рис. 4. Схема укладки лент в контакте типа FFHRd1/ STARS

При соблюдении режимов нагрева/давления описанная технология позволяет получать контакты с омическим сопротивлением 1—3 нОм.

Следует заметить, что задача соединения пайкой ВТСП-2-лент и медных деталей токовых вводов успешно решается для силовых энергетических кабелей. Однако конструкция силовых кабелей и условия их работы принципиально отличаются от того, с чем приходится иметь дело в высокополевых магнитах, поэтому такие контакты здесь обсуждаться не будут.

Несмотря на то, что паяный контакт типа FFHRd1/STARS демонстрирует очень хороший уровень омического сопротивления, изготовление подобного контакта во многих случаях невозможно по нескольким причинам. Во-первых, не все обмоточные провода имеют столь простую и удобную для формирования контакта структуру, во-вторых, не все магнитные системы позволяют обеспечить свободный доступ к обмотке, необходимый для размещения массивной оснастки и оборудования. Часто требуется компактная конструкция, относительно простая в «сборке». Примером такой конструкции могут служить контактные соединения обмоток ИТЭР, показанные на рис. 5 [11, 12]. Формирование контактного соединения можно условно разделить на два этапа. Первый — это подготовка провода и формирование половинки контактного соединения. Этот этап включает достаточно много сложных и трудоёмких технологических операций, однако выполняются они на участке изготовления секции там, где есть свободный доступ к концам провода и удобно размещать громоздкое оборудование. Второй этап — формирование собственно КС элементов обмотки из двух готовых однотипных частей.

Такой принцип формирования КС был бы удобен и рассматривается применительно к ВТСП-2-проводам более сложной, чем STARS, конструкции, однако простое копирование идеи невозможно. Дело в различной структуре НТСП- (ИТЭР) и ВТСП-проводов. НТСП-провод ИТЭР типа кабель-в-оболочке (СІСС) представляет собой многостадийную скрутку большого числа проводов (стрендов). Все стренды кабеля имеют хорошую гальваническую связь друг с другом через сложную систему многочисленных электрических контактов внутри провода. Транспортный ток, пройдя через нормальнопроводящую часть КС, имеет возможность достаточно свободно протекать «поперёк» кабеля, заходя в те стренды, которые не имели прямого контакта с медью. В стопке ВТСП-2-лент, в силу асимметричной структуры ленты хорошо проводящая сторона ленты (ВТСП-слой, серебро, медь) видит высокорезистивную «спину» соседней

контактной структуре, во-вторых, не все магнитные системы позволяют обеспечить свободный доступ к обмотке, необходимый для размещения массивной оснастки и оборудования. Часто требуется компактная конструкция, относительно простая в «сборке». Примером такой конструкции могут служить контактные соединения обмоток ИТЭР, показанные на рис. 5 [11, 12]. Формирование контактного соединения можно условно разделить на два этапа. Первый — это подготовка провода и формирование половинки контактного соединения. Этот этап включает достаточно много сложных и трудоёмких технологических операций, однако выполняются они на участке изготовления секции там, где есть свободный доступ к концам провода и удобно размещать громоздкое оборудование. Второй этап — формирование собственно КС элементов обмотки из двух готовых однотипных частей.

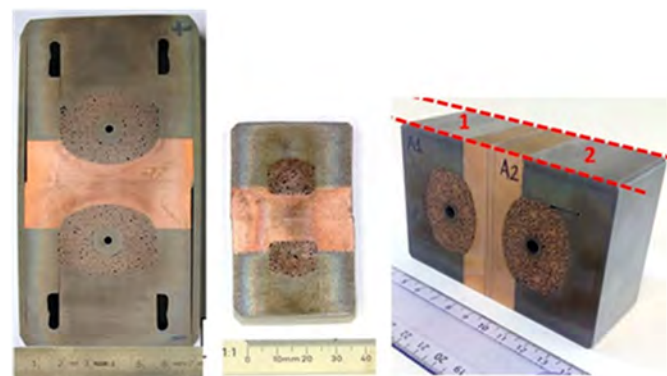


Рис. 5. Принцип формирования КС обмотки полоидального поля ИТЭР

Такой принцип формирования КС был бы удобен и рассматривается применительно к ВТСП-2-проводам более сложной, чем STARS, конструкции, однако простое копирование идеи невозможно. Дело в различной структуре НТСП- (ИТЭР) и ВТСП-проводов. НТСП-провод ИТЭР типа кабель-в-оболочке (СІСС) представляет собой многостадийную скрутку большого числа проводов (стрендов). Все стренды кабеля имеют хорошую гальваническую связь друг с другом через сложную систему многочисленных электрических контактов внутри провода. Транспортный ток, пройдя через нормальнопроводящую часть КС, имеет возможность достаточно свободно протекать «поперёк» кабеля, заходя в те стренды, которые не имели прямого контакта с медью. В стопке ВТСП-2-лент, в силу асимметричной структуры ленты хорошо проводящая сторона ленты (ВТСП-слой, серебро, медь) видит высокорезистивную «спину» соседней

контактной структуре, во-вторых, не все магнитные системы позволяют обеспечить свободный доступ к обмотке, необходимый для размещения массивной оснастки и оборудования. Часто требуется компактная конструкция, относительно простая в «сборке». Примером такой конструкции могут служить контактные соединения обмоток ИТЭР, показанные на рис. 5 [11, 12]. Формирование контактного соединения можно условно разделить на два этапа. Первый — это подготовка провода и формирование половинки контактного соединения. Этот этап включает достаточно много сложных и трудоёмких технологических операций, однако выполняются они на участке изготовления секции там, где есть свободный доступ к концам провода и удобно размещать громоздкое оборудование. Второй этап — формирование собственно КС элементов обмотки из двух готовых однотипных частей.

ленты (медь, подложка). Таким образом, протекание транспортного тока поперёк стопки затруднено, и ожидать равномерного затекания тока во все ленты невозможно. Для формирования хорошего контакта ВТСП-2-провода с другим проводом или шиной необходимо добиться того, чтобы каждая лента стопки имела электрический контакт с медной частью КС, причём важно, чтобы величина контактного сопротивления для индивидуальных лент не сильно отличалась. Принцип формирования такого (торцевого) контакта показан на рис. 6. Транспортный ток, протекающий в сверхпроводящем слое ленты, выходит в слой стабилизирующей меди и через торец медного слоя — в медную шину или элемент КС, к которому подходит аналогичный провод.

Примером провода на небольшой ток (5—8 кА), конструкция которого хорошо подходит для организации КС торцевого типа, может служить провод типа «наклонная стопка» [13], показанный на рис. 7. Тридцать пять ВТСП-2-лент, уложенных под небольшим углом к горизонтали (см. рис. 7), запаяны в медный кожух. Наклон лент создаёт хорошие условия для формирования контакта между лентами и кожухом. При испытаниях в жидком гелии величина контактного сопротивления между образцом провода и медной шиной была на уровне 16—22 нОм. Следует заметить, что контакт находился вне зоны сильного поля.

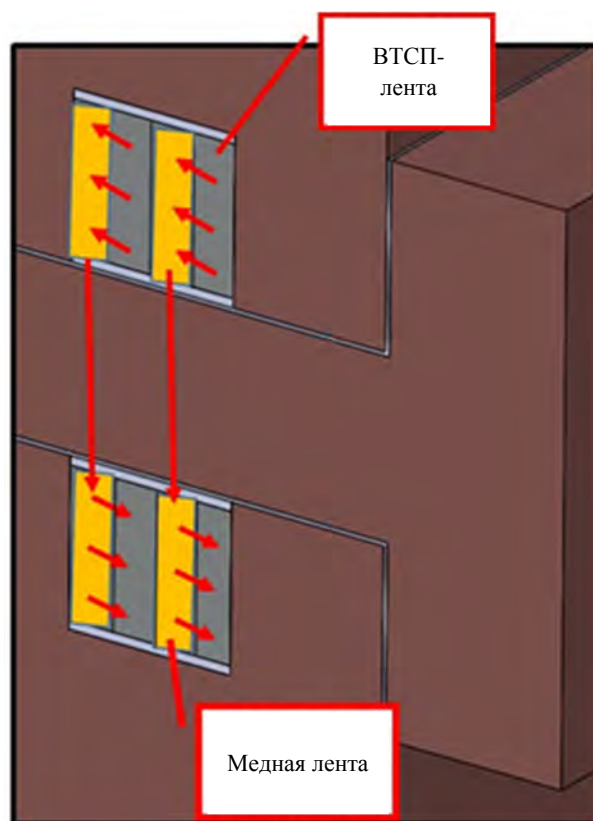


Рис. 6. Принцип формирования торцевого КС

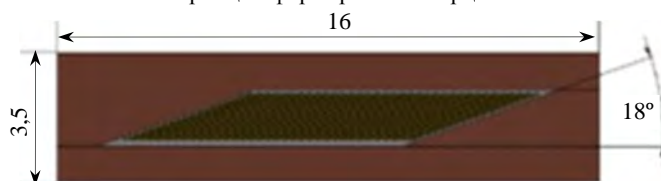


Рис. 7. Конструкция кабеля «косая стопка»

ПРОВОДНИКИ И КОНТАКТНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ ДЛЯ ТОКАМАКА ТРТ

Рассмотрим более подробно предложения по конструкции КС для обмоток находящегося на стадии эскизного проектирования отечественного токамака ТРТ. В настоящее время два типа провода рассматриваются в качестве кандидатов для изготовления обмоточного провода ЭМС ТРТ: VSS (V-Shaped elements in Structure) [14] и MiST (Meanders in Structure Transposed). Провод типа VSS, два варианта конструкции которого показаны на рис. 8, представляет собой сборку плоских стопок в медной структуре. Стопки (ленты) ориентированы радиально, стопки скручены (твистированы). В проводе типа MiST ленты



Рис. 8. Варианты конструкции обмоточного провода ТРТ типа VSS

(профилированные элементы) также собраны в стопки. Стопки уложены в медную структуру по типу элементов в кабеле типа Рёбель, т.е. транспонированы. Принцип формирования провода типа MiST, а также макет провода на 5—8 кА из двух стопок ВТСП-2-лент показан на рис. 9. Изготовление КС индивидуальной распайкой лент для провода типа MiST теоретически возможно — стопки плоско-ориентированы. Оно будет реализовано при изготовлении короткого образца для стендовых испытаний, но когда речь идёт о большой и сложной ЭМС, иметь КС такого типа крайне нежелательно. Изготовление КС индивидуальной распайкой лент для провода типа VSS практически нереализуемо. Поэтому для обоих типов провода приоритетом является разработка КС торцевого типа. Следует сказать, что КС торцевого типа для провода типа VIPER, который в некотором смысле похож на VSS, было изготовлено для испытаний образца провода [15].

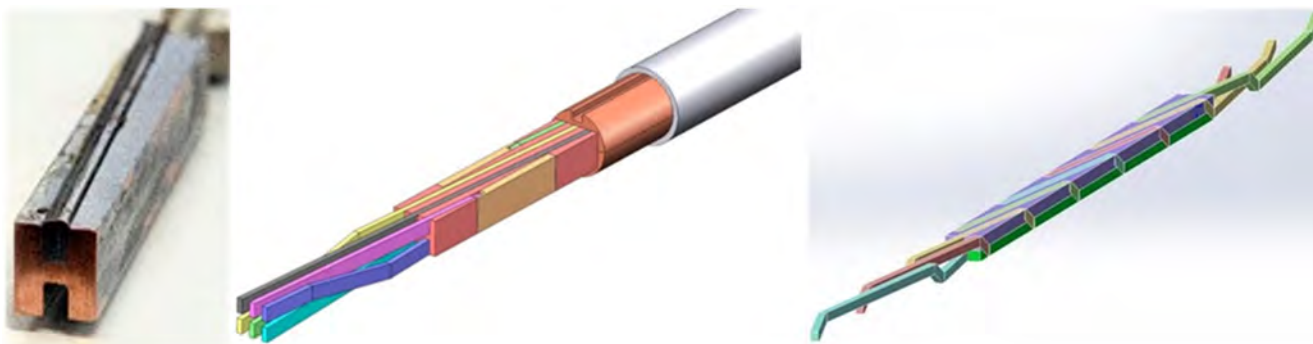


Рис. 9. Вариант конструкции обмоточного провода ТРТ типа MiST

Как следует из рис. 6, важными факторами, влияющими на величину омического сопротивления КС торцевого типа, являются качество (технология) изготовления паяной части контакта в месте соединения ВТСП-2-стопки и медной ответной части КС и толщина медного стабилизирующего слоя в ВТСП-2-ленте, определяющая площадь поперечного сечения пути выхода тока из лент.

Для отработки технологии создания контактного соединения сильноточных токонесущих элементов выбрана модель, состоящая из пяти лент. Конструкция модели контакта показана на рис. 10.

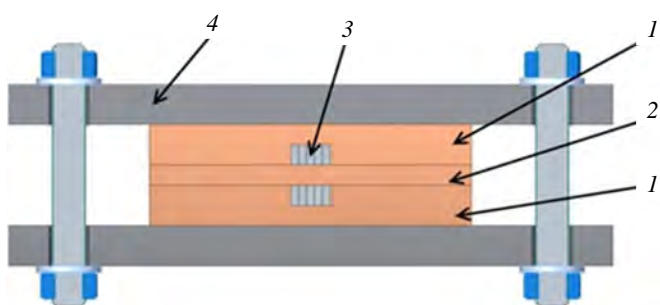


Рис. 10. Сечение модели КС из пяти ВТСП-лент: 1 — шина проводника из меди (10×50×150 мм); 2 — контактная пластина из меди (4×50×150 мм); 3 — набор из пяти ВТСП-лент (на основе соединений YBCO 4 мм); 4 — силовая «структура»

В «механическом» контакте между шиной и контактной пластиной укладывалась индиевая фольга Ин-00. Сборка из шин и контактной пластины стягивалась силовой структурой. В «паяном» контакте индий был заменён на припой ПОС-61. Сборка из шин и контактной пластины стягивалась силовой структурой и прогревалась до температуры $T = 215\text{ }^{\circ}\text{C}$.

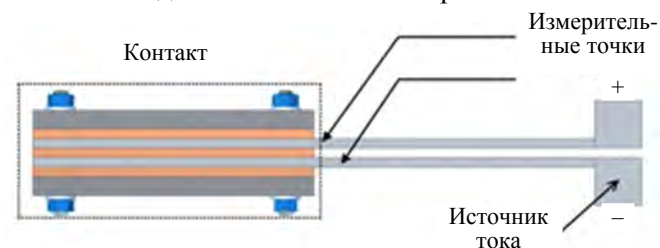


Рис. 11. Схема измерений модели КС

Для увеличения токонесущего медного слоя в паз шины проводника шириной 2 мм и глубиной 5 мм параллельно рабочей поверхности каждой ВТСП-ленты укладывался отрезок медной ленты 0,1×4. Все медные детали образца и ВТСП-ленты были предварительно покрыты оловом толщиной 6—9 мкм. Ленты в паз шины проводника укладывались плотным пакетом. В сборе пакет из лент и шина проводника разогревались до $T = 215\text{ }^{\circ}\text{C}$ и пропаявались припоем ПОС-61.

Были изготовлены и испытаны два типа контакта, состоящих из двух шин и контактной пластины между ними: «механический» и «паяный». В «механическом» контакте между шиной и контактной пластиной укладывалась индиевая фольга Ин-00. Сборка из шин и контактной пластины стягивалась силовой структурой. В «паяном» контакте индий был заменён на припой ПОС-61. Сборка из шин и контактной пластины стягивалась силовой структурой и прогревалась до температуры $T = 215\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Испытания проводились в жидком азоте при $T = 77\text{ К}$, измерительный ток $I \sim 500\text{ А}$. Схема измерений показана на рис. 11.

В результате испытаний «механический» контакт имел сопротивление 360 нОм, «паяный» контакт 230 нОм.

На основании этих результатов было выбрано направление работы с «паяными» контактами. Для уменьшения сопротивления глубина паза для укладки ВТСП-лент уменьшена до 4,1 мм, чтобы сократить до минимума количество припоя ПОС-61. Данное изменение позволило получить значение сопротивления около 100 нОм. Данные результаты позволили ожидать, что сопротивление аналогичного КС с количеством лент 100—120 шт. будет на уровне 10—20 нОм.

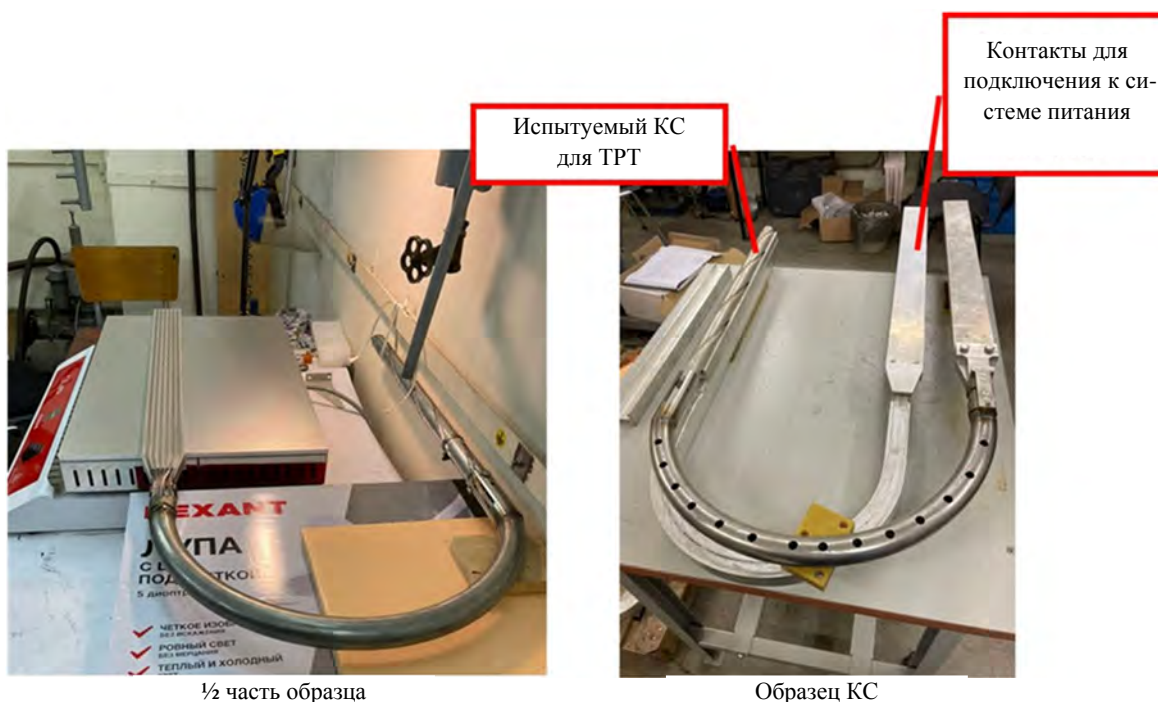
По результатам проведённых исследований был предложен принцип введения дополнительных медных лент в пазы провода, показанный на рис. 12. Он был использован при изготовлении полномасштабных макетных образцов КС, описанных далее.

Разработка КС для ЭМС ТРТ проводится в рамках комплексной программы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года» по договору между ГК «Росатом» и АО «НИИЭФА» на тему «Разработка, изготовление и испытание опытных образцов контактного соединения обмоточного провода высокополевой ВТСП магнитной катушки». Разработка включает изготовление макетных образцов трёх типов КС, а также серьёзную экспериментальную работу по измерениям величины контактных сопротивлений при токах, близких к рабочим. Были изготовлены и проходят испытания три типа КС торцевого типа: образец «межгалетного» КС из двух проводников типа MiST; образец КС типа «обмотка—ВТСП-шина» из проводников типа MiST и VSS; образец КС типа «ВТСП-шина—токовый ввод» из проводника типа VSS и медной шины, имитирующей ввод в криостат.

Макет КС представляет собой несколько упрощённую по сравнению с контактом обмотки конструкцию — в нём отсутствуют каналы охлаждения, внешняя силовая структура и герметичный кожух. Основное внимание уделено вопросу формирования структуры, отвечающей за электрический контакт двух макетных проводов. Длина макета соответствует длине КС обмотки — один шаг транспозиции и составляет ~500—600 мм. Макет содержит половину от количества лент штатного провода 120 шт. Процесс сборки макета КС для токовых испытаний на стенде показан на рис. 13.



Рис. 12. Вариант КС торцевого типа с введением дополнительного медного слоя толщиной 100 мкм между ВТСП-лентами



½ часть образца

Образец КС

Рис. 13. Сборка макета КС для токовых испытаний на стенде

ВЫВОДЫ

Опираясь на опыт зарубежных исследований и отечественных разработок высокополевых магнитных систем, были сформулированы требования к КС обмоток ЭМС отечественного токамака ТРТ, находящегося на стадии эскизного проектирования. Были рассмотрены возможные пути решения задачи конструирования сложных КС сильноточных обмоточных проводов. В рамках проведённых исследований были разработаны макеты трёх типов контактных соединений для всех возможных случаев использования в ЭМС ТРТ: «межгалетное» КС, КС типа «обмотка—ВТСП-шина» и КС типа «ВТСП-шина—токовый ввод». Разработка велась для двух вариантов обмоточного провода, заложенных в конструкцию ЭМС ТРТ. Результаты испытаний дают основание считать, что разрабатываемая конструкция КС ТРТ позволит гарантированно обеспечить токопередачу в десятки килоампер в магнитных полях до 2 Тл и диапазоне температуры 5—20 К. Величины сопротивления разработанных макетов КС, полученные в результате экспериментальных исследований, не превышают 20 нОм, что соответствует исходным требованиям к данной разработке.

Полученное для макетов КС типа «межгалетные» и «обмотка—ВТСП-шина» сопротивление около 1—2 нОм и 2—4 нОм соответственно даёт основание ожидать величину сопротивления рабочих КС обмоток ТРТ на уровне не выше 5—7 нОм. С учётом того, что существенную часть тепловой нагрузки на СКО ТРТ вносят «межгалетные» КС и соединения типа «обмотка—ВТСП-шина» обмоток тороидального поля, ожидаемый уровень омических тепловыделений позволит снизить требования к производительности криогенной станции ТРТ и, как следствие, её габариты, потребляемую ею мощность и стоимость СКО.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Molodyk A., Samoilenkov S., Markelov A., Degtyarenko P. et al.** Development and large volume production of extremely high current density $YBa_2Cu_3O_7$ superconducting wires for fusion; *www.nature.com/scientificreports*, <https://doi.org/10.1038/s41598-021-81559-z>.
2. **Baburin K., Zapretilina E., Khitrov N., Kolomentseva D., Mednikov A., Moizykh M., Ovsyannikov V., Rodin I., Shcherbakov V.** 20 Tesla, 40 mm cold bore all-HTS magnet. — In: *Magnet Technology Conference № 28*. Aix-en-Provence, France, 10—15 September 2023.
3. **Shi Yi., Liu F., Liu H., Tan Y., Zhang X., Jin H., Yu M., Lei L., Guo L.** Quasi-round HTS conductor using REBCO tapes for fusion magnet application. — *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, January 2020, vol. 30, Issue: 1; doi: 10.1109/TASC.2019.2931998.
4. **Nickel D.S., Fietz W.H., Weiss K.-P., Wolf M.J.** Impact of bending on the critical current of HTS crossconductors. — *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, August 2021, vol. 31, № 5.
5. **Weiss J.D., Van der Laan D.C., Hazelton D., Knoll A., Carota G., Abraimov D., Francis A., Small M.A., Bradford G., Jaroszynsky J.** Introduction of the next generation of CORC® wires with engineering current density exceeding 650 Amm 2 at 12 T based on SuperPower's ReBCO tapes containing substrates of 25 μm thickness. — *Supercond. Sci. Technol.*, 2020, vol. 33, 044001 (9 p.); <https://doi.org/10.1088/1361-6668/ab72c6>.
6. **Uglietty D.** A review of commercial high temperature superconducting materials for large magnets: from wires and tapes to cables and conductors. — *Supercond. Sci. Technol.*, 2019, vol. 32, 053001 (29 p.); <https://doi.org/10.1088/1361-6668/ab06a2>.
7. **Bruzzone P., Fietz W.H., Minervini J.V., Novikov M., Yanagi N., Zhai Y., Zheng J.** High Temperature Superconductors for fusion magnets. — *Nuclear Fusion*, 2018, vol. 58(10); doi: 10.1088/1741-4326/aad835.
8. **Бондарчук Э.Н., Воронова А.А., Григорьев С.А., Запретилина Е.Р., Кавин А.А., Китаев Б.А., Ковальчук О.А., Кожуховская Н.М., Коновалов С.В., Красильников А.В., Лабусов А.Н., Максимова И.И., Минеев А.Б., Муратов В.П., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Трофимов В.А., Чердаков А.К., Черненко В.В.** Инженерно-технические аспекты электромагнитной системы установки ТРТ. — *Физика плазмы*, 2021, т. 47, № 12.
9. **Terazaki Y., Yanagi N., Ito S., Hamaguchi S., Tamura H., Mito T., Hashizume H., Sagara A.** Current-carrying capability of the 100 kA-class HTS STARS conductor for the helical fusion reactor FFHRd1. — *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 871, 29th International Symposium on Superconductivity. Tokyo, Japan, 13—15 December 2016; doi: 10.1088/1742-6596/871/1/012099.
10. **Sato S., Ito S., Hashizume H.** Investigation of trade-off solution in mechanical edge joint of STARS conductors. — *J. of Physics: Conference Series*, vol. 1559. 14th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS2019), 1—5 September 2019, Glasgow, UK; doi: 10.1088/1742-6596/1559/1/012110.
11. **Bursikov A.S., Egorov S.A., Klimchenko Yu.A., Kovalchuk O.A., Marushin E.L., Mednikov A.A., Rodin I.Yu.** Technology and tooling to manufacture low-ohm ($<2\text{ n}\Omega$) Electrical Joints of the ITER PF1 Coil. — *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2013, vol. 23, № 3, p. 1051—1055; doi: 10.1109/TASC.2013.2248413.
12. **Kovalchuk O.A., Marushin E.L., Mednikov A.A., Rodin I.Y., Stepanov D.B., Safonov A.V., Pyin Y., Bruzzone P., Stepanov B.** Test of PF1 coil electrical joint. — *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2018, vol. 28, № 3.

13. Baburin K., Kolomentseva D., Moyzykh M., Samoilenkov S., Shcherbakov V. et al. Inclined Stack in the Channel Conductor (ISICC). — In: Magnet Technology Conference № 28. Aix-en-Provence, France, 10—15 September 2023.
14. Sytnikov V.E., Lelekhov S.A. New HTS conductor design for large scale applications. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2021, vol. 31, № 5, 4201405.
15. Hartwig Z.S., Vieira R.F., Sorbom B.N., Badcock R.A. et al. VIPER: an industrially scalable high-current high-temperature superconductor cable Supercond. — Sci. Technol., 2020, vol. 33, 11LT01 (8 p.); <https://doi.org/10.1088/1361-6668/abb8c0>

АО «НИИЭФА» им. Д.В. ЕФРЕМОВА, 196641 САНКТ-ПЕТЕРБУРГ, пос. МЕТАЛЛОСТРОЙ, ДОРОГА НА МЕТАЛЛОСТРОЙ 3, РОССИЯ



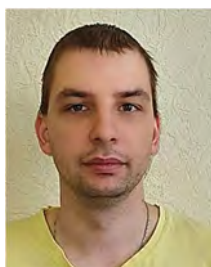
Алексей Васильевич Березовский, ведущий исследователь
berezovsky@sintez.niiefa.spb.su



Андрей Сергеевич Бурсиков, заместитель начальника отдела — начальник испытательного стенда, ветеран атомной энергетики и промышленности
bursikov@sintez.niiefa.spb.su



Ольга Сергеевна Васильева, инженер-исследователь 1-й категории
vasileva@sintez.niiefa.spb.su



Дмитрий Владимирович Глушаев, начальник испытательного стенда
alex.glushaev@sintez.niiefa.spb.su



Елена Руслановна Запретилина, главный специалист, к. техн. н., ветеран атомной энергетики и промышленности
zapretilina@sintez.niiefa.spb.su



Андрей Анатольевич Ланцетов, начальник лаборатории, ветеран атомной энергетики и промышленности
lantsetov@sintez.niiefa.spb.su



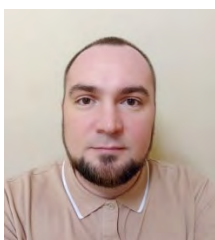
Андрей Алексеевич Медников, главный специалист по сверхпроводниковым магнитным системам
mednikov@sintez.niiefa.spb.su



Игорь Юрьевич Родин, советник генерального директора, научный руководитель приоритетного направления «сверхпроводимость» ГК «Росатом», к. техн. н., ветеран атомной энергетики и промышленности
rdin@sintez.niiefa.spb.su



Татьяна Александровна Хон, инженер-исследователь 2-й категории
t.hon@sintez.niiefa.spb.su



Данила Леонидович Юрин, инженер-конструктор 1-й категории
yurin@sintez.niiefa.spb.su

Статья поступила в редакцию 23 сентября 2023 г.
После доработки 1 октября 2023 г.
Принята к публикации 12 октября 2023 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 4, с. 108—118.

ПАМЯТИ ДЖОЛИНАРДА АНДРЕЕВИЧА ЩЕГЛОВА
02.12.1937—21.08.2023



Ушёл из жизни яркий физик-экспериментатор, ведущий научный сотрудник Курчатовского института, ветеран исследований по проблеме управляемого термоядерного синтеза, лауреат Государственной премии СССР, доктор физико-математических наук Джолиnard Андреевич Щеглов.

Джолиnard Андреевич родился 2 декабря 1937 г. в Приморском крае, село Раздольное в семье военнослужащего. В 1955 г. окончил с серебряной медалью школу в Уфе и поступил в Уфимский нефтяной институт. В 1957 г. поступил в МФТИ на факультет молекулярной и химической физики. После окончания МФТИ в 1963 г. по специальности экспериментальная ядерная физика работал в отделе плазменных исследований (установки токамак) и отделе ОГРА ИАЭ им. И.В. Курчатова. В 1969 г. он защитил кандидатскую диссертацию под руководством академика Л.А. Арцимовича по специальности физика и химия плазмы, а в 1984 г. защитил докторскую диссертацию.

Научные работы Д.А. Щеглова охватили широкий круг задач диагностики высокотемпературной плазмы методами активной и пассивной спектроскопии, прежде всего томсоновского рассеяния лазерного излучения и резонансной лазерной флюоресценции. Д.А. Щеглов — соавтор (вместе с Э.И. Кузнецовым) известной монографии «Методы диагностики высокотемпературной плазмы» (М.: Атомиздат, 1974), участник оргкомитетов конференций по диагностике плазмы. Кроме термоядерных исследований, Д.А. Щеглов принимал активное участие в создании диагностической спектроскопической аппаратуры для научного модуля космической орбитальной станции «Мир», а также участвовал в работах по созданию атмосферного лидара для измерения загрязнений атмосферы двуокисью азота и ртутью и работах по созданию основанной на лазерных методах системы для детектирования и идентификации биологических и химических материалов.

Д.А. Щеглов — лауреат Государственной премии СССР в области физики за цикл работ «Создание методов лазерной диагностики и исследование высокотемпературной плазмы в физическом эксперименте» (1986 г.), ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат конкурса им. И.В. Курчатова (2003 г.).

Джолиnard Андреевич хорошо известен в научной среде спектроскопистов плазмы как авторитетный и разносторонний эксперт, отличавшийся редкой скрупулёзностью и ответственностью за свои результаты.

Коллеги и друзья сохраняют память о Джолинарде Андреевиче, его таланте физика-экспериментатора и его преданности науке.

**ПЕРЕЧЕНЬ АВТОРОВ И НАЗВАНИЯ СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ
В ВАНТ. СЕР. ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ, 2023, Т. 46**

А

- Аксенова А.Е.** (см. Богданович Р.Б.) 2023, вып. 1, с. 12
- Ананьев С.С.** (см. Иванов Б.В.) 2023, вып. 1, с. 49
- Ананьев С.С., Иванов Б.В.** МЕТОДИКА РАСЧЁТА КОЛИЧЕСТВА ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В СИСТЕМАХ ТРИТИЕВОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА ТОКАМАКА ДЕМО-ТИН 2023, вып. 4, с. 68
- Анашкин И.О., Кочин В.А., Образцов И.С.** СИСТЕМА ОТКАЧКИ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ УСТАНОВКИ ТОКАМАК Т-15МД 2023, вып. 3, с. 47
- Андреев В.Ф.** (см. Докука В.Н.) 2023, вып. 1, с. 106
- Андреев Е.Н.** (см. Неверов В.С.) 2023, вып. 2, с. 23
- Андреев Е.Н.** (см. Вуколов К.Ю.) 2023, вып. 3, с. 11
- Антонов П.А.** (см. Васина Я.А.) 2023, вып. 3, с. 65
- Арбузова Т.В.** (см. Нагорный Н.В.) 2023, вып. 2, с. 7
- Архипов О.П.** (см. Стребков Ю.С.) 2023, вып. 1, с. 29
- Афанасенко Р.С.** (см. Вуколов К.Ю.) 2023, вып. 3, с. 11
- Афремов Д.А.** (см. Стребков Ю.С.) 2023, вып. 1, с. 29
- Ахмедов И.С., Рыжов Н.И., Юдина Т.А., Долганов К.С., Киселев А.Е.** АНАЛИЗ АВАРИИ С ПОТЕРЕЙ ВАКУУМА НА ИТЭР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ПРОГРАММЫ ДЛЯ ЭВМ СОКРАТ-В1/В2 2023, вып. 2, с. 38
- Ахтырский С.В.** (см. Неверов В.С.) 2023, вып. 2, с. 23

Б

- Багрянский П.А.** (см. Иваненко С.В.) 2023, вып. 1, с. 86
- Березнев В.П.** (см. Богданович Р.Б.) 2023, вып. 1, с. 12
- Березовский А.В., Бурсиков А.С., Васильева О.С., Глушаев Д.В., Запретилина Е.Р., Ланцетов А.А., Медников А.А., Родин И.Ю., Хон Т.А., Юрин Д.Л.** РАЗРАБОТКА КОНТАКТНОГО СОЕДИНЕНИЯ ОБМОТОЧНОГО ПРОВОДА ВЫСОКОПОЛЕВОЙ ВТСП-2 МАГНИТНОЙ КАТУШКИ 2023, вып. 4, с. 108
- Бобров Е.А.** (см. Бландинский В.Ю.) 2023, вып. 2, с. 111
- Бобырь Н.П.** (см. Иванов Б.В.) 2023, вып. 1, с. 49
- Богатов С.А., Киркин А.М., Курындин А.В., Линге И.И., Приходько А.В., Синегрибов С.В., Шпиньков В.И.** ПРОБЛЕМЫ БЕЗОПАСНОСТИ И ПОДХОДЫ К РАБОТКЕ РЕГУЛИРУЮЩИХ ДОКУМЕНТОВ ДЛЯ ЛИЦЕНЗИРОВАНИЯ УСТАНОВОК УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА 2023, вып. 3, с. 32
- Богданович Р.Б., Аксенова А.Е., Березнев В.П., Блохин А.И., Блохин П.А., Вепрев Д.П., Воривончик М.В., Ефремова О.В., Колташев Д.А., Мосунова Н.А., Петрова М.Н., Сорокин А.А., Усов Э.В., Чуданов В.В.** ТРЕБОВАНИЯ К ИНТЕГРАЛЬНОМУ КОДУ EUCLID-F ДЛЯ ДЕТЕРМИНИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА АВАРИЙ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ 2023, вып. 1, с. 12
- Бландинский В.Ю., Бобров Е.А., Давиденко В.Д., Дьячкова О.В., Карпушкин Т.Ю., Цибульский С.В.** ПОТЕНЦИАЛ СОВМЕСТНОЙ РАБОТЫ РЕАКТОРОВ ВВЭР И РЕАКТОРОВ СИНТЕЗА 2023, вып. 2, с. 111
- Блохин А.И.** (см. Богданович Р.Б.) 2023, вып. 1, с. 12
- Блохин А.И.** (см. Кизуб П.А.) 2023, вып. 4, с. 92
- Блохин П.А.** (см. Богданович Р.Б.) 2023, вып. 1, с. 12
- Блохин П.А.** (см. Кизуб П.А.) 2023, вып. 4, с. 92
- Бурмистров Д.А.** (см. Лиджигорьев С.Д.) 2023, вып. 2, с. 63
- Бурсиков А.С.** (см. Березовский А.В.) 2023, вып. 4, с. 108

В

- Ванеев Ю.Е.** (см. Кизуб П.А.) 2023, вып. 4, с. 92
- Васильев А.Д.,** Долганов К.С., Киселёв А.Е., Кондратенко П.С., Матвеев Л.В., Семёнов В.Н. ВОЗМОЖНОСТЬ СТРАТИФИКАЦИИ ВОДОРОДА В УСЛОВИЯХ АВАРИИ С ИСТЕЧЕНИЕМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ИЗ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ В ВАКУУМНУЮ КАМЕРУ ТОКАМАКА 2023, вып. 2, с. 72
- Васильева О.С.** (см. Березовский А.В.) 2023, вып. 4, с. 108
- Васина Я.А.** (см. Вертков А.В.) 2023, вып. 1, с. 76
- Васина Я.А.,** Щербак А.Н., Пришвицын А.С., Джигайло Н.Т., Петрова Н.П., Джурик А.С., Скопинцев Д.А., Антонов П.А., Зорин А.В., Лазарев В.Б. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СБОРУ ЛИТИЯ СЕТЧАТЫМ КОЛЛЕКТОРОМ В КАМЕРЕ ТОКАМАКА Т-11М 2023, вып. 3, с. 65
- Велихов Е.П.** 65 ЛЕТ В КУРЧАТОВСКОМ ИНСТИТУТЕ, 45 ЛЕТ ОТДАНО ЖУРНАЛУ «ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. СЕРИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ». ПАМЯТИ БОРИСА НИКОЛАЕВИЧА КОЛБАСОВА 2023, вып. 1, с. 5
- Вепрев Д.П.** (см. Богданович Р.Б.) 2023, вып. 1, с. 12
- Вертков А.В.,** Жарков М.Ю., Курячий А.В., Джурик А.С., Васина Я.А., Лазарев В.Б., Лешов Н.В., Мирнов С.В. УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ИНЖЕКТОР ЛИТИЕВЫХ МИКРОКАПЕЛЬ И ЕГО ПЕРВЫЕ ИСПЫТАНИЯ НА ТОКАМАКЕ Т-11М 2023, вып. 1, с. 76
- Вертков А.В.** (см. Демидов А.С.) 2023, вып. 2, с. 53
- Вершинин И.В.** (см. Стребков Ю.С.) 2023, вып. 1, с. 29
- Вишня А.С.,** Лебедев А.В., Семенов О.И., Миронова Е.Ю., Калина Л.Ю., Гусев Д.М., Ежова З.В., Портоне С.С. РАЗРАБОТКА КОМПЛЕКСНОГО ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ СОВМЕСТНОЙ РАБОТЫ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ ПО УПРАВЛЯЕМОМУ ТЕРМОЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ 2023, вып. 4, с. 16
- Воривончик М.В.** (см. Богданович Р.Б.) 2023, вып. 1, с. 12
- Воробьёв В.А.** (см. Ковалев А.О.) 2023, вып. 1, с. 64
- Воробьёв В.А.,** Обудовский С.Ю., Джурик А.С., Николаев А.И., Кормилицын Т.М., Кашук Ю.А. О ВОЗМОЖНОСТИ КАЛИБРОВКИ ФЛУКТУАЦИОННОГО КАНАЛА НЕЙТРОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ 2023, вып. 1, с. 106
- Вуколов К.Ю.,** Андреев Е.Н., Афанасенко Р.С., Орловский И.И., Родионов Р.Н. ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ОПТИКУ В ИТЭР 2023, вып. 3, с. 11
- Высоких Ю.Г.** (см. Ковалев А.О.) 2023, вып. 1, с. 64

Г

- Гаврилов В.В.** (см. Лиджигорьев С.Д.) 2023, вып. 2, с. 63
- Глушаев Д.В.** (см. Березовский А.В.) 2023, вып. 4, с. 108
- Гольпяпин Я.В.** (см. Диев Д.Н.) 2023, вып. 3, с. 74
- Григорян Л.А.** (см. Нагорный Н.В.) 2023, вып. 2, с. 7
- Гриняев К.В.** (см. Тюменцев А.Н.) 2023, вып. 3, с. 92
- Гроо Д.А.** (см. Демидов А.С.) 2023, вып. 2, с. 53
- Гужев Д.И.** (см. Нагорный Н.В.) 2023, вып. 2, с. 7
- Гусев Д.М.** (см. Вишня А.С.) 2023, вып. 4, с. 16

Д

- Давиденко В.Д.** (см. Бландинский В.Ю.) 2023, вып. 2, с. 111
- Данилов И.В.** (см. Стребков Ю.С.) 2023, вып. 1, с. 29
- Дегтярев Н.А.** (см. Тюменцев А.Н.) 2023, вып. 3, с. 92
- Дедов А.В.** (см. Демидов А.С.) 2023, вып. 2, с. 53
- Демидов А.С.,** Захаренков А.В., Комов А.Т., Тупотилов Д.А., Дедов А.В., Гроо Д.А., Вертков А.В., Жарков М.Ю. ОХЛАЖДЕНИЕ ДИСПЕРГИРОВАН-

НЫМ ПОТОКОМ ПОВЕРХНОСТИ, ПОДВЕРЖЕННОЙ ВЫСОКОЙ ТЕПЛО-
ВОЙ НАГРУЗКЕ

Джигайло Н.Т. (см. Васина Я.А.)	2023, вып. 3, с. 65
Джурик А.С. (см. Вертков А.В.)	2023, вып. 1, с. 76
Джурик А.С. (см. Воробьев В.А.)	2023, вып. 1, с. 106
Джурик А.С. (см. Васина Я.А.)	2023, вып. 3, с. 65
Днев Д.Н., Гольпяпин Я.В., Макаренко М.Н., Наумов А.В., Поляков А.В., Шавкин С.В. ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ ИСПЫТАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ ВТСП ТОКОНЕСУЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ ПЕРСПЕКТИВНЫХ ТОКАМАКОВ	2023, вып. 3, с. 74
Дитенберг И.А. (см. Тюменцев А.Н.)	2023, вып. 3, с. 92
Длугач Е.Д. (см. Шленский М.Н.)	2023, вып. 2, с. 97
Докука В.Н., Хайрутдинов Р.Р., Хайрутдинов Э.Н., Андреев В.Ф., Ли А.М., Чектыбаев Б.Ж., Ольховик Д.А. РАСЧЁТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ СЦЕНАРИЯ РАЗРЯДА С ВЫХОДОМ НА ПЛАТО ТОКА НА УСТАНОВКЕ КТМ	2023, вып. 1, с. 106
Докука В.Н., Мирнов С.В., Скопинцев Д.А., Хайрутдинов Р.Р., Соколов М.М., Хайрутдинов Э.Н., Хвостенко П.П. РАСЧЕТЫ СЦЕНАРИЕВ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ТРЕУГОЛЬНОСТЬЮ ДЛЯ ТОКАМАКА Т-15МД	2023, вып. 4, с. 25
Долганов К.С. (см. Ахмедов И.С.)	2023, вып. 2, с. 38
Долганов К.С. (см. Васильев А.Д.)	2023, вып. 2, с. 72
Дьячкова О.В. (см. Бландинский В.Ю.)	2023, вып. 2, с. 111
Е	
Ежова З.В. (см. Нагорный Н.В.)	2023, вып. 2, с. 7
Ежова З.В. (см. Вишня А.С.)	2023, вып. 4, с. 16
Ефремова О.В. (см. Богданович Р.Б.)	2023, вып. 1, с. 12
Ж	
Жарков М.Ю. (см. Вертков А.В.)	2023, вып. 1, с. 76
Жарков М.Ю. (см. Демидов А.С.)	2023, вып. 2, с. 53
Жильцов Н.С. (см. Иваненко С.В.)	2023, вып. 1, с. 86
З	
Запретилина Е.Р. (см. Березовский А.В.)	2023, вып. 4, с. 108
Захаренков А.В. (см. Демидов А.С.)	2023, вып. 2, с. 53
Земцов И.А. (см. Неверов В.С.)	2023, вып. 2, с. 23
Зорин А.В. (см. Васина Я.А.)	2023, вып. 3, с. 65
Зубарев П.В. (см. Иваненко С.В.)	2023, вып. 1, с. 86
И	
Иваненко С.В., Соломахин А.Л., Жильцов Н.С., Зубарев П.В., Коваленко Ю.В., Курские Г.С., Солоха В.В., Ткаченко Е.Е., Шулятьев К.Д., Пурыга Е.А., Хильченко А.Д., Минаев В.Б., Багрянский П.А. ДИСПЕРСИОННЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2	2023, вып. 1, с. 86
Иванов В.О. (см. Стребков Ю.С.)	2023, вып. 1, с. 29
Иванов Б.В., Ананьев С.С., Бобырь Н.П. ОЦЕНКА УРОВНЯ ГОТОВНОСТИ ТЕХНОЛОГИЙ ТРИТИЕВОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА ДЛЯ РЕАКТОРА ДЕМО-ТИН. ЧАСТЬ 3	2023, вып. 1, с. 49
Иванов Б.В. (см. Ананьев С.С.)	2023, вып. 4, с. 68
К	
Казиева С.Т. (см. Кизуб П.А.)	2023, вып. 4, с. 92
Калина Л.Ю. (см. Вишня А.С.)	2023, вып. 4, с. 16
Карпушкин Т.Ю. (см. Бландинский В.Ю.)	2023, вып. 2, с. 111
Кащук Ю.А. (см. Ковалев А.О.)	2023, вып. 1, с. 64
Кащук Ю.А. (см. Воробьев В.А.)	2023, вып. 1, с. 106

Кизуб П.А. , Блохин П.А., Коновалов В.Ю., Казиева С.Т., Блохин А.И., Ванеев Ю.Е. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ ОКОЛО ИМПУЛЬСНОГО ГЕНЕРАТОРА НЕЙТРОНОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА КОРИДА	2023, вып. 4, с. 92
Киркин А.М. (см. Богатов С.А.)	2023, вып. 3, с. 32
Киселёв А.Е. (см. Ахмедов И.С.)	2023, вып. 2, с. 38
Киселёв А.Е. (см. Васильев А.Д.)	2023, вып. 2, с. 72
Ковалев А.О. , Родионов Р.Н., Воробьёв В.А., Портнов Д.В., Кормилицын Т.М., Высокых Ю.Г., Обудовский С.Ю., Кащук Ю.А. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕРМОЯДЕРНОЙ МОЩНОСТИ ИТЭР ПРИ ПОМОЩИ МОНИТОРОВ НЕЙТРОНОВ	2023, вып. 1, с. 64
Коваленко Ю.В. (см. Иваненко С.В.)	2023, вып. 1, с. 86
Козлов С.А. (см. Стребков Ю.С.)	2023, вып. 1, с. 29
Колташев Д.А. (см. Богданович Р.Б.)	2023, вып. 1, с. 12
Комов А.Т. (см. Демидов А.С.)	2023, вып. 2, с. 53
Кондратенко П.С. (см. Васильев А.Д.)	2023, вып. 2, с. 72
Коновалов В.Ю. (см. Кизуб П.А.)	2023, вып. 4, с. 92
Кормилицын Т.М. (см. Ковалев А.О.)	2023, вып. 1, с. 64
Кормилицын Т.М. (см. Воробьёв В.А.)	2023, вып. 1, с. 106
Коростелев А.Б. (см. Стребков Ю.С.)	2023, вып. 1, с. 29
Костюшин В.А. (см. Лиджигоряев С.Д.)	2023, вып. 2, с. 63
Кочин В.А. (см. Анашкин И.О.)	2023, вып. 3, с. 47
Красильников А.В. (см. Нагорный Н.В.)	2023, вып. 2, с. 7
Крат С.А. (см. Степаненко А.А.)	2023, вып. 4, с. 52
Крауз В.И. (см. Харрасов А.М.)	2023, вып. 4, с. 101
Крупин В.А. (см. Неверов В.С.)	2023, вып. 2, с. 23
Кузнецова Л.К. , Кукушкин А.Б., Лисица В.С., Лутченко А.В., Минеев А.Б., Миринов С.В., Филимонова Е.А., Хвостенко П.П. ВСПОМИНАЕМ ЮБИЛЕИ КОЛЛЕГ В ЮБИЛЕЙНЫЙ ГОД КУРЧАТОВСКОГО ИНСТИТУТА	2023, вып. 4, с. 5
Кукушкин А.Б. (см. Неверов В.С.)	2023, вып. 2, с. 23
Кукушкин А.Б. (см. Минашин П.В.)	2023, вып. 3, с. 55
Кукушкин А.С. (см. Неверов В.С.)	2023, вып. 2, с. 23
Кукушкин А.Б. (см. Кузнецова Л.К.)	2023, вып. 4, с. 5
Кукушкин А.Б. , Левашова М.Г., Лисица В.С., Сдвиженский П.А. ВЛИЯНИЕ ГРУППИРОВКИ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ НА РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ИОНОВ АРГОНА, НЕОНА И АЗОТА В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ	2023, вып. 4, с. 62
Курские Г.С. (см. Иваненко С.В.)	2023, вып. 1, с. 86
Курындин А.В. (см. Богатов С.А.)	2023, вып. 3, с. 32
Курячий А.В. (см. Вертков А.В.)	2023, вып. 1, с. 76
Кутеев Б.В. (см. Шленский М.Н.)	2023, вып. 2, с. 97
Л	
Лазарев В.Б. (см. Вертков А.В.)	2023, вып. 1, с. 76
Лазарев В.Б. (см. Васина Я.А.)	2023, вып. 3, с. 65
Ланцетов А.А. (см. Березовский А.В.)	2023, вып. 4, с. 108
Ларионов И.А. (см. Стребков Ю.С.)	2023, вып. 1, с. 29
Ларионов А.С. (см. Нагорный Н.В.)	2023, вып. 2, с. 7
Лебедев А.В. (см. Вишня А.С.)	2023, вып. 4, с. 16
Левашова М.Г. (см. Кукушкин А.Б.)	2023, вып. 4, с. 62
Леонов В.М. (см. Неверов В.С.)	2023, вып. 2, с. 23
Лешов Н.В. (см. Вертков А.В.)	2023, вып. 1, с. 76
Лешуков А.Ю. (см. Стребков Ю.С.)	2023, вып. 1, с. 29
Лешуков А.Ю. , Лопаткин А.В., Лукасевич И.Б., Размеров А.В., Стребков Ю.С.,	2023, вып. 1, с. 41

Сысоев А.Г. СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ НАРАБОТКИ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА В ГИБРИДНОМ ТЕРМОЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ С УРАНОМ И ТОРИЕМ

- Ли А.М.** (см. Докука В.Н.) 2023, вып. 1, с. 106
- Лиджигорьяев С.Д.**, Бурмистров Д.А., Гаврилов В.В., Костюшин В.А., Позняк И.М., Пушина А.В., Топорков Д.А. ЗАЩИТА ВОЛЬФРАМОВОЙ МИШЕНИ ОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ПОТОКА ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ АЗОТНОЙ ГАЗОВОЙ ЗАВЕСЫ 2023, вып. 2, с. 63
- Линге И.И.** (см. Богатов С.А.) 2023, вып. 3, с. 32
- Лисица В.С.** (см. Кузнецова Л.К.) 2023, вып. 4, с. 5
- Лисица В.С.** (см. Кукушкин А.Б.) 2023, вып. 4, с. 62
- Лисовой П.Д.** (см. Саврухин П.В.) 2023, вып. 4, с. 33
- Логинов Д.Ю.** (см. Стребков Ю.С.) 2023, вып. 1, с. 29
- Лопаткин А.В.** (см. Стребков Ю.С.) 2023, вып. 1, с. 29
- Лопаткин А.В.** (см. Лешуков А.Ю.) 2023, вып. 1, с. 41
- Лукаевич И.Б.** (см. Стребков Ю.С.) 2023, вып. 1, с. 29
- Лукаевич И.Б.** (см. Лешуков А.Ю.) 2023, вып. 1, с. 41
- Лутченко А.В.** (см. Кузнецова Л.К.) 2023, вып. 4, с. 5

М

- Макаренко М.Н.** (см. Романовский В.Р.) 2023, вып. 2, с. 87
- Макаренко М.Н.** (см. Диев Д.Н.) 2023, вып. 3, с. 74
- Матвеев Л.В.** (см. Васильев А.Д.) 2023, вып. 2, с. 72
- Медников А.А.** (см. Березовский А.В.) 2023, вып. 4, с. 108
- Межина Е.Р.** (см. Стребков Ю.С.) 2023, вып. 1, с. 29
- Минаев В.Б.** (см. Иваненко С.В.) 2023, вып. 1, с. 86
- Минашин П.В.**, Кукушкин А.Б. МОДЕЛИРОВАНИЕ КОДОМ GENRAY ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ T-15МД НА ЧАСТОТЕ 140 ГГц 2022, вып. 3, с. 55
- Минеев А.Б.** (см. Кузнецова Л.К.) 2023, вып. 4, с. 5
- Мирнов С.В.** (см. Вертков А.В.) 2023, вып. 1, с. 76
- Мирнов С.В.** ПАМЯТИ ЕВГЕНИЯ ПЕТРОВИЧА ГОРБУНОВА 2023, вып. 1, с. 9
- Мирнов С.В.** (см. Кузнецова Л.К.) 2023, вып. 4, с. 5
- Мирнов С.В.** (см. Докука В.Н.) 2023, вып. 4, с. 25
- Миронов А.Ю.** (см. Нагорный Н.В.) 2023, вып. 2, с. 7
- Миронова Е.Ю.** (см. Нагорный Н.В.) 2023, вып. 2, с. 7
- Миронова Е.Ю.** (см. Вишня А.С.) 2023, вып. 4, с. 16
- Мороз К.А.** (см. Тюменцев А.Н.) 2023, вып. 3, с. 92
- Мосунова Н.А.** (см. Богданович Р.Б.) 2023, вып. 1, с. 12
- Мялтон В.В.** (см. Харрасов А.М.) 2023, вып. 4, с. 101

Н

- Нагорный Н.В.**, Миронова Е.Ю., Портоне С.С., Семенов О.И., Ежова З.В., Миронов А.Ю., Ларионов А.С., Григорян Л.А., Гужев Д.И., Семенов Е.В., Николаев А.И., Нестеренко В.М., Арбузова Т.В., Семенов И.Б., Красильников А.В. РАЗРАБОТКА КОНЦЕПЦИИ ПОЛУЧЕНИЯ И ХРАНЕНИЯ НАУЧНЫХ ДАННЫХ УТС-ИССЛЕДОВАНИЙ В АППАРАТНО-ИНФРАСТРУКТУРНОЙ ПЛАТФОРМЕ ИНФОРМАЦИОННО-КОММУНИКАЦИОННОГО ПРОСТРАНСТВА 2023, вып. 2, с. 7
- Наумов А.В.** (см. Диев Д.Н.) 2023, вып. 3, с. 74
- Неверов В.С.**, Андреев Е.Н., Ахтырский С.В., Земцов И.А., Крупин В.А., Кукушкин А.Б., Кукушкин А.С., Леонов В.М., Немец А.Р., Нургалиев М.Р., Пшенов А.А. СОЗДАНИЕ ПРОГРАММНОГО МОДУЛЯ СИНТЕТИЧЕСКОЙ ОП-

ТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА T-15МД И РАСЧЁТ СИГНАЛОВ ПАССИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Немец А.Р. (см. Неверов В.С.)	2023, вып. 2, с. 23
Немцев Г.Е. (см. Ревякин П.А.)	2023, вып. 2, с. 15
Нестеренко В.М. (см. Нагорный Н.В.)	2023, вып. 2, с. 7
Николаев А.И. (см. Воробьёв В.А.)	2023, вып. 1, с. 106
Николаев А.И. (см. Нагорный Н.В.)	2023, вып. 2, с. 7
Нургалиев М.Р. (см. Неверов В.С.)	2023, вып. 2, с. 23

О

Образцов И.С. (см. Анашкин И.О.)	2023, вып. 3, с. 47
Обудовский С.Ю. (см. Ковалев А.О.)	2023, вып. 1, с. 64
Обудовский С.Ю. (см. Воробьёв В.А.)	2023, вып. 1, с. 106
Ольховик Д.А. (см. Докука В.Н.)	2023, вып. 1, с. 106
Орловский И.И. (см. Вуколов К.Ю.)	2023, вып. 3, с. 11

П

Петрова М.Н. (см. Богданович Р.Б.)	2023, вып. 1, с. 12
Петрова Н.П. (см. Васина Я.А.)	2023, вып. 3, с. 65
Пинжин Ю.П. (см. Тюменцев А.Н.)	2023, вып. 3, с. 92
Поддубный И.И. (см. Стребков Ю.С.)	2023, вып. 1, с. 29
Позняк И.М. (см. Лиджигорьяев С.Д.)	2023, вып. 2, с. 63
Поляков А.В. (см. Диев Д.Н.)	2023, вып. 3, с. 74
Портнов Д.В. (см. Ковалев А.О.)	2023, вып. 1, с. 64
Портоне С.С. (см. Нагорный Н.В.)	2023, вып. 2, с. 7
Портоне С.С. (см. Вишня А.С.)	2023, вып. 4, с. 16
Потапенко М.М. (см. Тюменцев А.Н.)	2023, вып. 3, с. 92
Приходько А.В. (см. Богатов С.А.)	2023, вып. 3, с. 32
Пришвицын А.С. (см. Васина Я.А.)	2023, вып. 3, с. 65
Пулинец А.А. (см. Стребков Ю.С.)	2023, вып. 1, с. 29
Пурыга Е.А. (см. Иваненко С.В.)	2023, вып. 1, с. 86
Пушина А.В. (см. Лиджигорьяев С.Д.)	2023, вып. 2, с. 63
Пшенов А.А. (см. Неверов В.С.)	2023, вып. 2, с. 23

Р

Размеров А.В. (см. Стребков Ю.С.)	2023, вып. 1, с. 29
Размеров А.В. (см. Лешуков А.Ю.)	2023, вып. 1, с. 41
Ревякин П.А., Родионов Р.Н., Немцев Г.Е. РАСЧЁТ АМПЛИТУДНЫХ СПЕКТРОВ АЛМАЗНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ВЕРТИКАЛЬНОЙ НЕЙТРОННОЙ КАМЕРЫ ИТЭР С УЧЁТОМ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ ПЛАЗМЫ	2023, вып. 2, с. 15
Родин И.Ю. (см. Березовский А.В.)	2023, вып. 4, с. 108
Родионов Р.Н. (см. Ковалев А.О.)	2023, вып. 1, с. 64
Родионов Р.Н. (см. Ревякин П.А.)	2023, вып. 2, с. 15
Родионов Р.Н. (см. Вуколов К.Ю.)	2023, вып. 3, с. 11
Романовский В.Р., Макаренко М.Н. МЕХАНИЗМЫ РАЗРУШЕНИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ, ОХЛАЖДАЕМЫХ ЖИДКИМИ ХЛАДАГЕНТАМИ, ПРИ ВВОДЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА	2023, вып. 2, с. 87
Романовский В.Р. О ТОКОНЕСУЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С РАЗМЫТОЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ	2023, вып. 3, с. 81
Рыжов Н.И. (см. Ахмедов И.С.)	2023, вып. 2, с. 38

С

Саврухин П.В., Шестаков Е.А., Лисовой П.Д., Тепикин В.И., Храменков А.В. ТОМОГРАФИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА НАДТЕПЛООВОГО РЕНТГЕНОВСКО-	2023, вып. 4, с. 33
---	---------------------

ГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД	
Свириденко М.Н. (см. Стребков Ю.С.)	2023, вып. 1, с. 29
Сдвиженский П.А. (см. Кукушкин А.Б.)	2023, вып. 4, с. 62
Семёнов В.Н. (см. Васильев А.Д.)	2023, вып. 2, с. 72
Семенов Е.В. (см. Нагорный Н.В.)	2023, вып. 2, с. 7
Семенов И.Б. (см. Нагорный Н.В.)	2023, вып. 2, с. 7
Семенов О.И. (см. Нагорный Н.В.)	2023, вып. 2, с. 7
Семенов О.И. (см. Вишня А.С.)	2023, вып. 4, с. 16
Синегрибов С.В. (см. Богатов С.А.)	2023, вып. 3, с. 32
Скопинцев Д.А. (см. Васина Я.А.)	2023, вып. 3, с. 65
Скопинцев Д.А. (см. Докука В.Н.)	2023, вып. 4, с. 25
Смирнов И.В. (см. Тюменцев А.Н.)	2023, вып. 3, с. 92
Соколов М.М. (см. Докука В.Н.)	2023, вып. 4, с. 25
Соломахин А.Л. (см. Иваненко С.В.)	2023, вып. 1, с. 86
Солоха В.В. (см. Иваненко С.В.)	2023, вып. 1, с. 86
Сорокин А.А. (см. Богданович Р.Б.)	2023, вып. 1, с. 12
Степаненко А.А., Крат С.А. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ КОНВЕКТИВНОГО ПЕРЕНОСА ПЛАЗМЕННЫХ ФИЛАМЕНТОВ НА ПЕРИФЕРИИ ТОКАМАКА МИФИСТ-0	2023, вып. 4, с. 52
Стребков Ю.С., Афремов Д.А., Архипов О.П., Вершинин И.В., Данилов И.В., Иванов В.О., Козлов С.А., Коростелев А.Б., Ларионов И.А., Лешуков А.Ю., Логинов Д.Ю., Лопаткин А.В., Лукасевич И.Б., Межина Е.Р., Поддубный И.И., Пулинец А.А., Размеров А.В., Свириденко М.Н., Сысоев А.Г., Черепнин Ю.С. РАЗРАБОТКА И РАСЧЁТНОЕ ОБОСНОВАНИЕ КОНЦЕПЦИИ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО БЛАНКЕТА ГИБРИДНОЙ РЕАКТОРНОЙ УСТАНОВКИ	2023, вып. 1, с. 29
Стребков Ю.С. (см. Лешуков А.Ю.)	2023, вып. 1, с. 41
Сысоев А.Г. (см. Стребков Ю.С.)	2023, вып. 1, с. 29
Сысоев А.Г. (см. Лешуков А.Ю.)	2023, вып. 1, с. 41
Т	
Тепкин В.И. (см. Саврухин П.В.)	2023, вып. 4, с. 33
Ткаченко Е.Е. (см. Иваненко С.В.)	2023, вып. 1, с. 86
Топорков Д.А. (см. Лиджигорьев С.Д.)	2023, вып. 2, с. 63
Тупотилов Д.А. (см. Демидов А.С.)	2023, вып. 2, с. 53
Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Смирнов И.В., Пинжин Ю.П., Гриняев К.В., Чернов В.М., Потапенко М.М., Мороз К.А., Дегтярев Н.А. ОСОБЕННОСТИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАСТИЧНОСТИ, МЕХАНИЗМЫ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ СПЛАВА V—CR—W—ZRC В ПРОЦЕССЕ ИСПЫТАНИЙ НА УДАРНУЮ ВЯЗКОСТЬ	2023, вып. 3, с. 92
У	
Усов Э.В. (см. Богданович Р.Б.)	2023, вып. 1, с. 12
Ф	
Филимонова Е.А. (см. Кузнецова Л.К.)	2023, вып. 4, с. 5
Х	
Хайрутдинов Р.Р. (см. Докука В.Н.)	2023, вып. 1, с. 106
Хайрутдинов Э.Н. (см. Докука В.Н.)	2023, вып. 1, с. 106
Хайрутдинов Р.Р. (см. Докука В.Н.)	2023, вып. 4, с. 25
Хайрутдинов Э.Н. (см. Докука В.Н.)	2023, вып. 4, с. 25
Харрасов А.М., Мялтон В.В., Крауз В.И. СИСТЕМА МНОГОКАДРОВОЙ РЕГИСТРАЦИИ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ	2023, вып. 4, с. 101
Хвостенко П.П. (см. Кузнецова Л.К.)	2023, вып. 4, с. 5

Хвостенко П.П. (см. Докука В.Н.)	2023, вып. 4, с. 25
Хильченко А.Д. (см. Иваненко С.В.)	2023, вып. 1, с. 86
Хон Т.А. (см. Березовский А.В.)	2023, вып. 4, с. 108
Храменков А.В. (см. Саврухин П.В.)	2023, вып. 4, с. 33
Ц	
Цибульский С.В. (см. Бландинский В.Ю.)	2023, вып. 2, с. 111
Ч	
Чектыбаев Б.Ж. (см. Докука В.Н.)	2023, вып. 1, с. 106
Черепнин Ю.С. (см. Стребков Ю.С.)	2023, вып. 1, с. 29
Чернов В.М. (см. Тюменцев А.Н.)	2023, вып. 3, с. 92
Чуданов В.В. (см. Богданович Р.Б.)	2023, вып. 1, с. 12
Ш	
Шавкин С.В. (см. Диев Д.Н.)	2023, вып. 3, с. 74
Шестаков Е.А. (см. Саврухин П.В.)	2023, вып. 4, с. 33
Шпиньков В.И. (см. Богатов С.А.)	2023, вып. 3, с. 32
Шулятьев К.Д. (см. Иваненко С.В.)	2023, вып. 1, с. 86
Шленский М.Н., Длугач Е.Д., Кутеев Б.В. РАЗВИТИЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГИБРИДНОГО РЕАКТОРА ДЕМО-ТИН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОДА NESTOR И МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО	2023, вып. 2, с. 97
Щ	
Щербак А.Н. (см. Васина Я.А.)	2023, вып. 3, с. 65
Ю	
Юдина Т.А. (см. Ахмедов И.С.)	2023, вып. 2, с. 38
Юрин Д.Л. (см. Березовский А.В.)	2023, вып. 4, с. 108
И	
Ivanov N.V., Kakurin A.M. (в журнале на английском). PARAMETRIC ANALYSIS OF THE AVERAGE HEAT LOAD ON PLASMA-FACING COMPONENTS IN THE H-MODE TOKAMAK FUSION REACTOR	2023, вып. 4, с. 46
К	
Kakurin A.M. (see. Ivanov N.V.)	2023, вып. 4, с. 46

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Кузнецова Л.К., Кукушкин А.Б., Лисица В.С., Лутченко А.В., Минеев А.Б., Мирнов С.В., Филимонова Е.А., Хвостенко П.П.</i> Вспоминаем юбилеи коллег в юбилейный год Курчатовского института.....	5
<i>Вишня А.С., Лебедев А.В., Семенов О.И., Миронова Е.Ю., Калина Л.Ю., Гусев Д.М., Ежова З.В., Портоне С.С.</i> Разработка комплексного программного обеспечения для совместной работы с экспериментальными данными по управляемому термоядерному синтезу	16
<i>Докука В.Н., Мирнов С.В., Скопинцев Д.А., Хайрутдинов Р.Р., Соколов М.М., Хайрутдинов Э.Н., Хвостенко П.П.</i> Расчёты сценариев с отрицательной треугольностью для токамака Т-15МД	25
<i>Саврухин П.В., Шестаков Е.А., Лисовой П.Д., Тепикин В.И., Храменков А.В.</i> Томографическая диагностика надтеплового рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД	33
<i>Иванов Н.В., Какурин А.М.</i> Параметрический анализ средней тепловой нагрузки на обращённые к плазме элементы конструкции термоядерного токамака-реактора в Н-режиме	46
<i>Степаненко А.А., Крат С.А.</i> Оценка параметров конвективного переноса плазменных филаментов на периферии токамака МИФИСТ-0	52
<i>Кукушкин А.Б., Левашова М.Г., Лисица В.С., Сдвиженский П.А.</i> Влияние группировки атомных уровней на радиационные потери ионов аргона, неона и азота в пристеночной плазме	62
<i>Ананьев С.С., Иванов Б.В.</i> Методика расчёта количества изотопов водорода в системах тритиевого топливного цикла токамака ДЕМО-ТИН	68
<i>Кизуб П.А., Блохин П.А., Коновалов В.Ю., Казиева С.Т., Блохин А.И., Ванеев Ю.Е.</i> Моделирование радиационной обстановки около импульсного генератора нейтронов с использованием программного комплекса КОРИДА.....	92
<i>Харрасов А.М., Мялтон В.В., Крауз В.И.</i> Система многокадровой регистрации быстропротекающих процессов в плазменном фокусе на основе электронно-оптических преобразователей	101
<i>Березовский А.В., Бурсиков А.С., Васильева О.С., Глушаев Д.В., Запретилина Е.Р., Ланцетов А.А., Медников А.А., Родин И.Ю., Хон Т.А., Юрин Д.Л.</i> Разработка контактного соединения обмоточного провода высокополевой ВТСП-2 магнитной катушки	108
Памяти Джолинарда Андреевича Щеглова.....	119
Перечень авторов и названия статей, опубликованных в ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46.....	120

CONTENTS

<i>Kuznetsova L.K., Kukushkin A.B., Lisitsa V.S., Lutchenko A.V., Mineev A.B., Mirnov S.V., Filimonova E.A., Khvostenko P.P.</i> Remembering the anniversaries of colleagues in the anniversary year of the Kurchatov Institute	5
<i>Vishnya A.S., Lebedev A.V., Semenov O.I., Mironova E.Yu., Kalina L.Yu., Gusev D.M., Ezhova Z.V., Portone S.S.</i> Development of a complex software for collaborative work with experimental fusion data	16
<i>Dokuka V.N., Mirnov S.V., Scopintsev D.A., Khayrutdinov R.R., Sokolov M.M., Khayrutdinov E.N., Khvostenko P.P.</i> Calculations of scenarios with negative triangularity for the T-15MD tokamak.....	25
<i>Savrukhin P.V., Shestakov E.A., Lisovoy P.D., Tepikin V.I., Khramenkov A.V.</i> Tomographic diagnostics of the suprathreshold X-ray radiation on the T-15MD tokamak.....	33
<i>Ivanov N.V., Kakurin A.M.</i> Parametric analysis of the average heat load on plasma-facing components in the H-mode tokamak fusion reactor	46
<i>Stepanenko A.A., Krat S.A.</i> Estimation of filamentary transport parameters at the edge of tokamak MEPhIST-0	52
<i>Kukushkin A.B., Levashova M.G., Lisitsa V.S., Sdvizhenskii P.A.</i> Influence of atomic levels grouping on radiation losses of argon, neon and nitrogen ions in near-wall plasma	62
<i>Ananyev S.S., Ivanov B.V.</i> Calculation of the hydrogen isotopes inventories in the tritium fuel cycle systems of the DEMO-FNS facility.....	68
<i>Kizub P.A., Blokhin P.A., Konovalov V.Yu., Kazieva S.T., Blokhin A.I., Vaneev Yu.E.</i> Simulation of the radiation environment for the pulsed neutron beam source using corida software	92
<i>Kharrasov A.M., Myalton V.V., Krauz V.I.</i> The system of multi-frame registration of fast processes in a plasma focus based on electron-optical converters	101
<i>Berezovskii A.V., Bursikov A.S., Vasileva O.S., Glushaev D.V., Zapretina E.R., Lantsetov A.A., Mednikov A.A., Rodin I.Yu., Khon T.A., Urin D.L.</i> Development of an electrical joint of a winding wire of high-field HTS-2 magnetic coil.....	108
In Memoriam of Jolinard Andreevich Shcheglov	119
List of authors and titles of papers published in Problems of Atomic Science and Technology. Series Thermonuclear Fusion, 2023, vol. 46.....	120

Вопросы атомной науки и техники
С е р и я: Термоядерный синтез
Том 46, выпуск 4

Ответственные за выпуск А.Б. Кукушкин, Е.А. Филимонова
Редактор Н.В. Бокша. Верстальщик И.Н. Альбицкая-Коростелева. Корректор Н.В. Бокша.
Программист-переводчик И.В. Скорюпина. IT-инженер Е.Н. Николаев.

Подписано в печать 14.12.23. Формат 60×90/8
Печать цифровая. Усл. печ. л. 12. Уч.-изд. л. 11. Тираж 146. Индекс 3648. 11 статей. Заказ 44
Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»

