

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ  
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2023

Том 46  
Выпуск 3

### *1. Первые теоретические основы МТР*

В первых трёх статьях Е.И. Тамма и А.Д. Сахарова [1—3] указано, что работа выполнена в 1951 г. Все три статьи имеют одинаковые названия «Теория магнитного термоядерного реактора (МТР)» и только разбиты на три части. Эти основополагающие работы следует рассматривать вместе, они взаимосвязаны.

В первой части рассмотрено движение заряженных частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях с учётом столкновений. Показано, что потоки частиц и тепла в направлении, перпендикулярном магнитному полю, обратно пропорциональны  $B^2$ . Показано существование температурного скачка вблизи стенки — температура ионов много больше температуры стенки. Рассмотрена малая модель МТР в виде прямой цилиндрической трубы с продольным магнитным полем и ВЧ-нагревом плазмы электрическим полем, параллельным полю  $B$ .

Во второй части рассмотрены два канала (D—D)-реакций и вторичные реакции. Рассмотрена скорость до протекания реакций. Получена формула потока тепла в классическом виде для столкновительной теплопроводности. Показано, что выгодно работать при наименьшей температуре ионов, обеспечивающей самоподдерживающиеся реакции. Немного детальнее обсуждался температурный скачок у стенки. Рассмотрена схема МТР в виде тороидальной камеры больших размеров.

В третьей части детально исследовано изменение теплопроводности, связанное с дрейфом, и показано, что в отсутствие продольного поля теплопроводность такая же, как у прямого цилиндра. Отмечено, что диффузия определяется исключительно электрон-ионными столкновениями, а теплопроводность — в основном ион-ионными столкновениями. Статья имеет, главным образом, методическое значение и даёт точное доказательство справедливости общей картины движений, происходящих в неравномерно нагретой плазме в магнитном поле.

Суммируя основные идеи, изложенные в трёх частях «Теории магнитного термоядерного реактора», необходимо отметить, что в этой работе:

- предложена и обоснована идея термоизоляции плазмы магнитным полем, основанная на классических представлениях о процессах переносов перпендикулярно магнитному полю;
- предложена тороидальная геометрия МТР;
- обращено серьёзное внимание на процессы перезарядки, показано, что унос энергии из-за них может быть больше, чем прямой сток по классической теплопроводности;
- показана роль тормозного излучения как основного механизма уноса энергии в условиях обеспечения термоизоляции;
- рассмотрены первичные (D—D)- и вторичные (D—<sup>3</sup>He)- и (D—T)-реакции и показано, что возможна самоподдерживающаяся реакция при температуре ионов  $T > 40$  кэВ — из баланса выделяющейся термоядерной энергии и энергии, уносимой тормозным излучением;
- показана возможность наработки трития или <sup>233</sup>U и отмечена энергетическая выгодность использования этого в атомных реакторах;
- детально обсуждён дрейф заряженных частиц в тороидальном магнитном поле и предложены методы борьбы с ним, в том числе и возможность генерации тока в плазме, направленного вдоль тороидального поля;
- указано на возможность возникновения неустойчивостей, хотя и оговорено, что эта проблема только поставлена.

Уже из этого перечисления видно, как много в этих статьях было заложено из того, что нашло дальнейшее подтверждение и развитие. Конечно, с сегодняшней точки зрения некоторые положения кажутся неполными, но как многое подтвердилось! Тороидальная камера с сильным продольным магнитным полем и электрическим током в плазме вдоль этого поля — это основные черты современных токамаков. Детальное понимание роли магнитных полей, соотношение их величин, устойчивость электрического разряда и многое другое были достигнуты позже, но основные-то идеи оказались верными.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тамм И.Е. Теории магнитного термоядерного реактора. Ч. I. — В сб.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций Т. 1. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 3.
2. Сахаров А.Д. Теория магнитного термоядерного реактора. Ч. II. — Там же, с. 20.
3. Тамм И.Е. Теория магнитного термоядерного реактора. Ч. III. — Там же, с. 31.

*(Продолжение следует)*

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 3

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, Россия

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

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

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

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

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

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

Двухлетний импакт-фактор журнала в РИНЦ: 0,620

© Редколлегия журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез», 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. Krasheninnikov, 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. Tazhibayeva, 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

## ВОСПОМИНАНИЯ

### *Денис Петрович Иванов*

В 2023 г. НИЦ «Курчатовский институт» отмечает восьмидесятилетие. Редакция журнала «ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез» в каждом выпуске 2023 г. печатает материал, посвящённый истории института. В этом номере мы решили не ограничиваться короткой информацией и в рамках публикации исторических материалов опубликовать воспоминания одного из старейших сотрудников НИЦ «Курчатовский институт», человека, стоявшего у истоков термоядерных исследований, — Дениса Петровича Иванова, умершего 8 февраля 2023 г. Эти воспоминания написаны в 2014 г. Мы практически полностью перепечатываем их из книги воспоминаний выпускников физфака МГУ 1952 г., вышедшей в электронном виде: «Выпускники физфака МГУ им. М.В. Ломоносова 1952 года. Сост. Ю.М. Романовский. Ред. Л.Б. Розенфельд. Изд. 2-е, дополненное. — М.: Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2017».



Родился 3 августа 1930 г. в Москве в семье химиков (мама работала в институте Карпова, а отец — на химфаке МГУ). После возвращения в Москву из эвакуации в Ташкент и Ашхабад, а потом в Свердловск в феврале 1943 г. я поступил в 6-й класс 113-й школы. При разделении школ на мужские и женские мне крупно повезло оказаться в школе № 126, которую я и закончил в 1947 г. Мы были первым послевоенным выпуском школы, и у нас был замечательный преподаватель физики — директор школы Иван Петрович Максимов. Не имея времени на подготовку демонстрационных экспериментов, он предложил делать это всем желающим. А перед войной школа получила много нового оборудования для физического кабинета, но на время её работы госпиталем его убрали в препараторскую, и никто не знал, что там и для чего. После уроков он запускал нас туда «на раскопки», и мы сами по книжкам разбирались, что же можно сделать с полевым спектроскопом, катушкой Румкорфа и другими обнаруженными там интереснейшими приборами. Кроме того, он понимал необходимость технического образования и пригласил к нам преподавателя автодела. В физкабинете поставили разрезанный двигатель от полуторки, научили вождению, и мы даже получили юношеские права. С ними в совхозе «Озёры» на Оке, куда мы выезжали с июня по октябрь все годы войны, стали работать не в поле, а в механическом цехе по ремонту комбайнов и тракторов, а также по очереди ездили подручными шофёра, помогая ему чинить дряхлую полуторку, которая была единственным средством связи и доставки хлеба, запчастей и т.п. в пять участков этого большого совхоза, но редко могла доехать 5—10 км до них без ремонта по пути. И приём, который нам оказывали, когда мы наконец добивались до места, показывал важность нашей работы и приучал к ответственности за неё.

Всерьёз я стал интересоваться наукой после того, как я сделал в школе удачный доклад о делении ядер урана, а потом мама подсунула мне вышедшую в 1946 г. книжку «Атомная энергия для военных целей». После этого решение идти после школы в физики было очевидным. Однако МГУ казался слишком теоретическим, а МВТУ или Механический институт (нынешний МИФИ) — слишком инженерными. И тут вдруг в газете объявление об организации в МГУ Физико-технического факультета — как специально для нас. Из нашей школы туда пошли 6 человек, и все поступили несмотря на очень серьёзный конкурс.

Всерьёз я стал интересоваться наукой после того, как я сделал в школе удачный доклад о делении ядер урана, а потом мама подсунула мне вышедшую в 1946 г. книжку «Атомная энергия для военных целей». После этого решение идти после школы в физики было очевидным. Однако МГУ казался слишком теоретическим, а МВТУ или Механический институт (нынешний МИФИ) — слишком инженерными. И тут вдруг в газете объявление об организации в МГУ Физико-технического факультета — как специально для нас. Из нашей школы туда пошли 6 человек, и все поступили несмотря на очень серьёзный конкурс.

Курс общей физики нам читал Л.Д. Ландау, а экспериментальной — П.Л. Капица. Однажды на его лекции, несколько отвлёкшись, я вдруг услышал слово «плазма» и пришёл в недоумение: куда это его понесло в чисто биологические термины, как я считал до этого, не зная, что в последствии вся моя жизнь будет связана с этим словом. Он в основном рассказывал нам разные приключения известных физиков и лишь иногда, поворачиваясь к доске, начинал писать на ней непонятные каракули и левой рукой

тут же стирал их. Видно, от него у меня пошла нелюбовь к формулам. Математический анализ нам читал С.М. Никольский, аналитическую геометрию — Б.Н. Делоне, функции комплексных переменных — М.А. Лаврентьев, а сопромат — В.И. Феодосьев, и его лекции я любил больше всего. К тому же экспериментальная база на ФТФ была ещё не готова и на практикум мы ездили на физфак, а разрывные машины были уже свои.

Уже в середине первого курса в феврале 1948 г. после длительной проверки нас отправили на практику в Лабораторию № 2 Академии наук, как тогда назывался нынешний НИЦ «Курчатовский институт». С тех пор постоянно работаю в нём, занимаясь этой самой плазмой, а вторую половину жизни в — основном строительством установок токамак для её получения.

В 1951 г. после преобразования ФТФ в МФТИ нашу специальность, называвшуюся «строение вещества», перевели на физический факультет. Это сопровождалось очень тяжёлыми и неприятными событиями: все студенты еврейской национальности были просто отчислены и выброшены на улицу. Среди них было много моих друзей. У лучшего из них, ещё со школы — Рудика Эскина — отчисление совпало с обострением туберкулёза и ссорой с любимой женщиной, и всё это довело его до самоубийства.

Ко времени перехода на физфак у нас был уже только один лекционный день и пять дней практики. Так что на физфаке я даже не успел толком познакомиться со всеми, тем более что появившиеся вокруг многочисленные девушки меня не очень интересовали, так как я уже был безнадежно влюблён в нашу единственную Таню Морозову, с которой мы были рядом с поступления на Физтех, и на практике, и потом на работе. Поскольку сейчас её уже нет, я кратко опишу и её дальнейший путь в науке. После выполнения совместной дипломной работы по нейтрализации пучка быстрых ионов (у меня — просто перезарядкой в газе, а у неё — пропусканием ионного пучка через разряд в газе) нас обоих направили в БЭП, как тогда назывался очень секретный отдел термоядерных исследований. Сначала она вместе с Юрой Скворцовым занималась быстрыми процессами — высоковольтным пробоем твёрдой мишени. Однако они не были успешными, и после их закрытия она перешла на другое направление быстрых процессов с использованием образующейся в быстром сильноточном разряде устойчивой плазменной конфигурации — «Плазменный фокус», которая была открыта



Рис. 1. Л.А. Арцимович и Н.А. Явлинский, конец 1950-х гг.

и изучалась Николаем Васильевичем Филипповым. Вскоре она вышла за него замуж, и они вместе работали в этом интересном направлении всю жизнь, собрав вокруг себя небольшую, но очень дружную и работоспособную группу. Работа имела довольно много практических приложений. Наиболее важным из них было использование плазменного фокуса как источника жёсткого рентгеновского излучения, особенно когда после запрещения ядерных испытаний военные остро нуждались в способах имитации излучения при взрыве для проверки защиты ракет и др. техники от «ослепления». И эта маленькая, но энергичная женщина и мать четверых детей не раз выступала перед сонмом солидных седых генералов, выясняя необходимые им параметры источника и доказывая широкие возможности использования плазменного фокуса.

Моим же руководителем с самого начала был замечательный человек — Натан Аронович Явлинский (рис. 1). Зная меня ещё по практике, он предоставил мне практически полную самостоя-

тельность. Сначала я работал на прямой трубе с продольным магнитным полем. Измеряя диамагнитный эффект, мы пытались получить температуру плазмы. Но эффект был обратным — плазма оказывалась парамагнитной из-за неустойчивости тока. Кроме того, из-за роли инерции плазмы вычисляемая температура получалась отрицательной. Натан Аронович пытался убедить меня написать диссертацию об этом, но с подачи другого моего руководителя — тоже замечательного человека Игоря Николаевича Головина — начались работы на токамаках. В первом из них — ТМП, построенном в 1955 г., я играл весьма скромную роль — моделировал форму индуктора для получения нулевого поперечного поля на оси, а также моделировал на прямой трубе возникновение в фарфоровой камере поперечного электрического поля и возможность его устранения спиралью из нержавеющей стали внутри фарфоровой камеры. Кроме того, вместе с В.Д. Шафрановым мы провели проверку его критерия устойчивости на прямой трубе, уменьшив её электроды до полдиаметра и сбросив ток с 200 до 50 кА. Но она не встретила понимания (может быть, потому, что И.Н. Головина и Н.А. Явлинского близко не оказалось), и мы рассказали результаты сразу Арцимовичу. А он сказал: «Подумаешь — тлеющий разряд получили! Он у нас в источниках всегда устойчив!» И мы сникли, а ТМП продолжал работать на слишком больших токах.

В дальнейшем с согласия и при поддержке Н.А. Явлинского я стал пытаться получить в токамаке плазменный шнур, оторванный от стенок путём его сжатия нарастающим продольным магнитным полем. Сначала на маленьких кварцевых торах, где сжатие получалось, но только тогда, когда переменное поле на втором полупериоде становилось больше начального и образовывалась интересная стабильная конфигурация с разным направлением тороидального поля внутри и снаружи, получившая позднее название тороидальный пинч с обращённым полем. Она считается перспективной и исследуется по сей день, но для нас это было просто «любопытным отходом», хотя и была одной из моих первых публикаций после снятия секретности с нашей тематики в 1956 г. Потом я продолжал эти эксперименты на всё более крупных токамаках, рисуя в эскизах их устройство и сооружая их. В 1960—1962 гг. я руководил проектированием и сооружением серии малых токамаков ТМ-2, ТМ-1 и ТМ-3. Сначала был запущен ТМ-2 с постоянным полем, на котором вскоре был получен устойчивый плазменный шнур. Но Натан Аронович запретил мне участвовать в этих экспериментах до написания диссертации, но вместо этого я стал строить и запускать ТМ-1 с нарастающим полем. Однако сжать плазму долго никак не получалось, и только в 1963 г., уменьшив время нарастания поля до 5 мс, удалось получить увеличение плотности и обострение её профиля (сначала мы считали, что это должен быть просто «столик» уменьшенного диаметра, потому что плазму считали классически замагниченной) и ослабление взаимодействия со стенкой. Эти результаты были доложены на 2-й Термоядерной конференции в Калеме, Англия<sup>1</sup> и послужили темой моей кандидатской диссертации, защищённой в 1967 г.

В 1967 г. я был командирован в США по обмену на 4 месяца в Принстон. Там был полный пессимизм относительно возможности избежать диффузии Бома. Когда я говорил американцам, как легко перестроить их стелларатор в токамак, чтобы получить хорошее удержание плазмы, они весело смеялись, принимая это за шутку. Однако через три года именно так они и сделали. Вернувшись из Америки, я удивился тому, что у нас на самой большой установке, где параметры плазмы уже приближаются к термоядерным, работают только два физика, а не 20, как у них на стеллараторе. Поэтому я оставил «свою» ТМ-1 дипломникам, а сам перешёл на Т-3. Тем более что она как раз реконструировалась в ТЗА, причём встретился ряд трудностей, требовавших сложных конструктивных решений. В дальнейшем я стал на ней ведущим экспериментатором (ответственным за плазменный режим) во время получения на ней первых термоядерных нейтронов летом 1968 г. и при проведении совместного эксперимента с англичанами по определению температуры по томпсоновскому рассеянию лазерного света в 1969 г. Эти эксперименты подтвердили наши измерения температуры и действительно термоядерную природу обнаруженных нами нейтронов и привели к признанию концеп-

<sup>1</sup> Речь идёт о Второй Международной конференции МАГАТЭ по физике плазмы и УТС (Калэм, Великобритания, 1965 г.).

ции токамаков и переориентировке на них термоядерной программы во всём мире. В 1971 г. за них была присуждена Государственная премия.

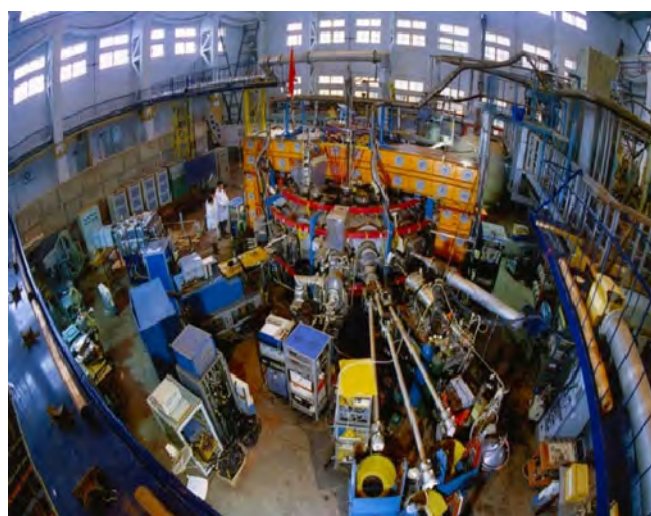
После этого наряду с дальнейшими экспериментами начались проработки инженерных проблем термоядерного реактора. Одной из важнейших среди них было создание большого магнита с использованием сверхпроводников. Ещё в 1961 г., когда была только что открыта возможность практического использования сверхпроводимости, с подачи Натана Ароновича я сделал прикидку СП магнита для токамака и доложил её на секции ГК. После трагической гибели Натана Ароновича в 1962 г. эта проблема осталась мне как бы его завещанием, и в 1968 г. мы начали обсуждение проекта такого магнита, названного Токамак-7, несмотря на всеобщие сомнения в его реальности. В 1978 г. на 8 лет раньше подобных установок за рубежом он был построен и успешно испытан.

Далее одновременно с участием в экспериментах на Т-7, в том числе по безиндукционной генерации тока нижегибридными волнами, я принял активное участие в проектировании и сооружении новой большой установки Т-15: выборе конструкции сверхпроводникового кабеля, организации его производства, изготовлении и испытаниях модельных, затем прототипных и, наконец, всех штатных СП-катушек этой установки, для чего пришлось предварительно реконструировать испытательный стенд. Одновременно с этим я участвовал в проектировании всей установки, так что на участие в экспериментах на Т-7 времени уже не хватало. В 1988 г. сборка Т-15 была закончена и начались её испытания, сначала неудачные из-за недоработанности криогенной системы. И только в 1991 г. нам удалось охладить магнит и ввести в него проектный ток. После этого начались эксперименты с плазмой. Однако настали трудные времена, и из-за уменьшения финансирования экспериментальные кампании становились всё короче и короче. Тем не менее в 1995 г. был получен ток 1 МА с тремя гиротронами и одним инжектором ионов. Но после этого финансирование прекратилось совсем и установку пришлось законсервировать. К сожалению, сегодня о восстановлении её работы уже не приходится говорить ввиду полного отсутствия технического персонала. Поэтому её предполагается заменить установкой поменьше, с тёплыми обмотками для облегчения эксплуатации.

Уже в 1987 г. ввиду приближения пуска Т-15 и необходимости сосредоточить на ней людей и ресурсы установку Т-7 (рис. 2) пришлось остановить и вывести из эксплуатации. Мне с большим трудом удалось убедить администрацию не выбрасывать её в металлолом, а попытаться найти заинтересованных в её дальнейшем использовании. Таким оказался Институт физики плазмы в г. Хэфэй в Китае. В 1989 г. начались переговоры, и с 1991 по 1994 г. были осуществлены её передача, реконструкция, переделка, сборка и запуск под названием НТ-7 (см. рис. 2), и с того времени она успешно работала вплоть до 2012 г. За время её переделки я пять раз ездил в Китай, принимая участие во всех этапах этой работы. Когда во время сборки после весьма напряжённых первых месяцев китайцы (оказавшиеся очень хоро-



а



б

Рис. 2. Токамак Т-7: а — в экспериментальном зале в НИЦ «Курчатовский институт», Москва, 1978—1990 гг.; б — уже в качестве НТ-7 в Институте физики плазмы, г. Хэфэй, 1995—2013 гг.

шими учениками) поняли, как всё надо делать, и их вопросы стали редкими, у меня возникло свободное время, и по просьбе их руководства я написал техзадание на её будущую реконструкцию — создание более крупной установки, получившей позднее название EAST (рис. 3) и сооружённой ими практически самостоятельно.



Рис. 3. Денис Петрович Иванов на фоне токамака EAST. Китай, 2011 г.

В июне 1994 г. к нам в институт приехала делегация из Индии во главе с их министром атомной энергетики. Они попросили оказать и им помощь в проектировании и сооружении установки токамак со сверхпроводящим магнитом. Велихов и Кадомцев попросили меня помочь им, и уже в августе я поехал туда сначала на 1,5, потом на 3 и в 1996 г. уже на 6 месяцев. Но после успешной защиты эскизного проекта они решили делать рабочее проектирование своими силами.

В 1995 г. меня послали по обмену в США, где проектировалась установка ТРХ, на которой предполагалась проверка технических решений, предложенных в проекте ИТЭР. Но в конце августа этот проект был закрыт в связи с решением Рейгана перекинуть финансирование на инерционный термояд, нуждающийся в технике двойного применения. И у меня на глазах за две недели от группы 40 человек, готовивших испытания СП-кабеля для ТРХ, осталось 10 человек, а остальные перешли в подразделение по проектированию мощного лазера, где праздновали крупнейший правительственный заказ в истории Ливерморской Лаборатории. Вернувшись в Принстон, где все были в шоке, я рассказал им о работах по проектированию таких установок в Китае и Индии. И не прошло и двух месяцев, как проект ТРХ был продан американцами (видимо, не без моей подачи), но не в Китай или Индию, а в крохотную Корею, о которой я и подумать не мог, что она может в одиночку взяться за проект, оказавшийся непосильным для США. И, однако, это было так. Вскоре они пригласили для консультаций и меня. Но когда я стал выдавать им критику американского проекта, они сначала очень обиделись и решили, что я хочу их поспорить с американцами. Пришлось даже обращаться за поддержкой к главному инженеру ТРХ Синнесу, который написал им обо мне очень трогательное рекомендательное письмо. После этого они шесть раз приглашали меня для консультаций вплоть до пуска установки KSTAR в 2008 г.

Хуже получилось у индусов. Рабочий проект они сделали, но не прислали на отзыв, не организовали его обсуждение и пренебрегли данными им ранее рекомендациями. В результате сборка, законченная в 2005 г., оказалась неудачной. В 2006 г. им пришлось разобрать установку, после чего они два года обсуждали, что и как им надо переделать. В конце 2008 г. они разогнали старое руководство и решили создать новое из молодёжи. Те попросили вновь пригласить меня, и все зимы с 2009 по 2012 г. я провёл у них.

Но, к сожалению, снова после первых успехов с переделкой и испытаниями всех СП-катушек они снова решили, что теперь уже могут всё сами, перестали советоваться и считаться с моим мнением. Встретив трудности при сборке, они отменили все наши совместно принятые решения о том, что и как собирать и контролировать. В результате они сделали сборку очень неаккуратно. Но не желают признавать это и думать о системе коррекции магнитного поля. В результате у них получена плазма с очень низким током и параметрами и их повышение идёт крайне медленно, а отношения с ними, в начале весьма дружеские, за последний год сильно испортились.

Тем не менее в общем я доволен тем, что наш опыт в создании СП-магнитов для токамаков не пропал вместе с решениями отдать Т-7 и остановить и демонтировать Т-15 и распадом её коллектива, а хоть в какой-то мере передан тем, кому он нужен.

Плохо только, что этот опыт практически не используется в проекте ИТЭР, в который меня не взяли по возрасту. Но оказалось, что в магнитной группе ИТЭР вообще всего один человек из России, несмотря на то, что у нас построены два таких магнита, у других участников по одному, а у США ни одного. Когда в 2006 г. перед началом сооружения было решено провести экспертное обсуждение проекта магнита ИТЭР, меня пригласили принять в нём участие в качестве независимого эксперта, я с удивлением обнаружил, что представители НИИЭФА, монополизировавшие участие в этом проекте, не только не послали в магнитную группу ни одного человека, но и полностью проигнорировали и не довели до мировой общественности весь наш опыт, значительно превышающий опыт других стран, по крайней мере в отношении магнитов циркуляционного типа. Оказалось, что руководители магнитной группы Хьюго и Митчелл вообще не знали о том, что магнит Т-15 был построен и работал на проектных параметрах, хоть и не долго, но не по техническим причинам. А аварии, имевшие место на нём, оказались для них просто откровением. В результате учёт этих аварий и меры их предотвращения на ИТЭР требуют изменений в проекте, на что руководство естественно идёт с крайним нежеланием, даже несмотря на их очевидную необходимость. 7 лет я добиваюсь некоторых изменений для повышения надёжности магнита ИТЭР, но лишь половину из них удалось пробить (перенос многих тысяч точек с повышенной вероятностью течи из общего вакуума криостата в отдельные объёмы, доступные для ремонта).

Сейчас я занимаюсь курированием проекта новой Т-15 (с тёплой обмоткой, несмотря на декларирование постоянного режима как основной задачи её программы) и концепционным (эскизным) проектированием СП-магнита для токамака — термоядерного источника нейтронов на поле 5 Тл (на оси плазмы, т.е. радиусе 2,75 м) и 11 Тл на обмотке с запасом энергии 6 ГДж в достаточно крутом торе, где всё на грани технических возможностей.

УДК 621.039.665

**ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ОПТИКУ В ИТЭР***К.Ю. Вуколов<sup>1,2,3</sup>, Е.Н. Андреев<sup>1,2</sup>, Р.С. Афанасенко<sup>1,2</sup>, И.И. Орловский<sup>1,2</sup>, Р.Н. Родионов<sup>4</sup>*<sup>1</sup>НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия<sup>2</sup>УТС-Центр, Москва, Россия<sup>3</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия<sup>4</sup>Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

Рассматриваются вопросы, связанные с влиянием радиационного облучения на пропускающую оптику, используемую в диагностических системах термоядерного реактора ИТЭР. Эта проблематика обсуждается на примере спектроскопии водородных линий в экваториальном порту № 11 ИТЭР. С помощью нейтронных расчётов на основе метода Монте-Карло определены радиационные условия для диагностических компонентов в экваториальном порту, включая зону портовой ячейки. Представлен краткий обзор радиационных эффектов и радиационных тестов оптических материалов. На основе результатов этих тестов и данных по радиационной обстановке сделаны оценки характеристик оптических элементов СВЛ в конце срока эксплуатации ИТЭР.

**Ключевые слова:** ИТЭР, диагностика плазмы, радиационная обстановка, нейтронные расчёты, оптическое стекло, оптоволоконно, радиационная стойкость.

**THE EFFECT OF RADIATION EXPOSURE ON OPTICS IN ITER***K.Yu. Vukolov<sup>1,2,3</sup>, E.N. Andreenko<sup>1,2</sup>, R.S. Afanasenko<sup>1,2</sup>, I.I. Orlovskiy<sup>1,2</sup>, R.N. Rodionov<sup>4</sup>*<sup>1</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia<sup>2</sup>International Fusion Projects Coordinating Centre, Moscow, Russia<sup>3</sup>Bauman Moscow State University, Moscow, Russia<sup>4</sup>Private Company «ITER Center», Moscow, Russia

The issues related to the influence of radiation exposure on the transmission optics used in plasma diagnostics at the ITER thermonuclear reactor are considered. This problem is discussed on the example of spectroscopy of hydrogen lines in the equatorial port No. 11 of ITER. Using neutron calculations based on the Monte Carlo method, radiation conditions for diagnostic components in the equatorial port, including the port cell zone, are determined. A brief review of radiation effects and radiation tests of optical materials is presented. Basing on the results of radiation tests and neutron calculations, the optical performance of the visible spectroscopy diagnostic components at the end of ITER lifetime is assessed.

**Key words:** ITER, plasma diagnostics, radiation situation, neutron calculations, optical glass, optical fiber, radiation resistance.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-3-11-31

**ВВЕДЕНИЕ**

В экспериментальном термоядерном реакторе ИТЭР дейтерий-тритиевая (D—T) плазма является источником нейтронов с энергией 14 МэВ и энергичных  $\alpha$ -частиц, которые должны удерживаться в плазме и нагревать её. Нейтроны, свободно покидая плазму, вступают в ядерные реакции с конструкционными материалами, что вызывает возникновение вторичного ионизирующего излучения, прежде всего гамма-излучения. Нейтроны и гамма-излучение создают целый ряд проблем для диагностического комплекса ИТЭР. К ним относятся деградация оптических и других компонентов диагностик плазмы (стёкла, оптоволоконно, детекторы, изоляторы, полупроводники и др.), радиационный нагрев и активация материалов конструкции установки.

Диагностический комплекс ИТЭР предназначен для получения расчётных режимов термоядерного горения, предотвращения аварий, обеспечения безопасности персонала и исследований процессов в высокотемпературной плазме. Для решения этих задач в ИТЭР будут широко применяться спектральные и оптические методы диагностики плазмы. Статья посвящена оценке влияния радиационных излучений на пропускающую оптику, используемую в диагностических системах ИТЭР. Данная проблематика рассматривается на примере диагностического оборудования для спектроскопии водородных линий (СВЛ).

Влияние радиационных излучений на оптику в ИТЭР проявляется, в основном, в постепенной потере пропускающей способности стекла и возникновении в нём люминесценции под облучением. Очевидно, что при разработке конструкции диагностик плазмы необходимо принимать во внимание радиационную обстановку в местах размещения оптических элементов. В настоящее время проект ИТЭР находится на той стадии проработки, когда радиационные условия могут быть рассчитаны с достаточно хорошей точностью. В статье приведены результаты нейтронных расчётов, выполненных для диагностики СВЛ в 11-м экваториальном патрубке (далее — порт).

ИТЭР — это ядерная установка, на которую распространяются требования по радиационной безопасности, в частности, регламентирующие максимально допустимый уровень активации конструкций установки. В ИТЭР для снижения радиационной нагрузки и уровня активации используется биологическая защита из поглощающих нейтроны и гамма-излучение элементов и применяются малоактивируемые и радиационно-стойкие материалы. Чтобы подтвердить соответствие разработанной конструкции диагностической системы требованиям безопасности, необходимо провести расчёты переноса нейтронного излучения. Один из ключевых параметров этих нейтронных расчётов — определение активации материалов в конце жизненного цикла термоядерного реактора.

Действие радиационных излучений на оптические свойства стёкол зависит от их типа, потоков и флюенсов, спектров и мощности поглощённой дозы. Степень этого воздействия зависит от состава оптического стекла, его чистоты и кинетики центров окраски, возникающих под облучением. Изменение пропускания под облучением проявляется в виде образования полос поглощения, распределённых по спектру. В статье дан краткий обзор радиационных эффектов и результатов радиационных тестов оптических материалов в условиях, приближенных к обстановке в ИТЭР. На основе результатов этих тестов и данных по радиационной обстановке сделаны оценки характеристик оптики СВЛ в конце срока эксплуатации ИТЭР.

## РАДИАЦИОННАЯ ОБСТАНОВКА В ЗОНЕ РАЗМЕЩЕНИЯ СВЛ

**Размещение и состав СВЛ.** Диагностика СВЛ [1] решает несколько ключевых задач для управления реактором: позволяет контролировать интенсивности свечения примесей в плазме, определяет момент перехода из L- в H-моду и измеряет изотопное отношение в пристеночной области плазмы [2]. В ИТЭР диагностика представлена тремя оптическими каналами, расположенными в двух диагностических защитных модулях (ДЗМ) экваториальных портов (ЭП): два канала в ДЗМ № 2 ЭП11 и один канал в ДЗМ № 1 ЭП12. На рис. 1 показан общий вид СВЛ в ЭП11.

Свет из различных областей наблюдения через вырезы в передней стенке ДЗМ попадает на вход соответствующего оптического канала и с помощью системы зеркал передаётся через вакуумное окно в межпортовое пространство и далее на детектирующее оборудование за биологической защитой в портовой ячейке. Конструкция СВЛ в ЭП11 подробно описана в [3]. На рис. 2<sup>1</sup> показано вертикальное сечение в области расположения двух каналов СВЛ в ДЗМ № 2 ЭП11.

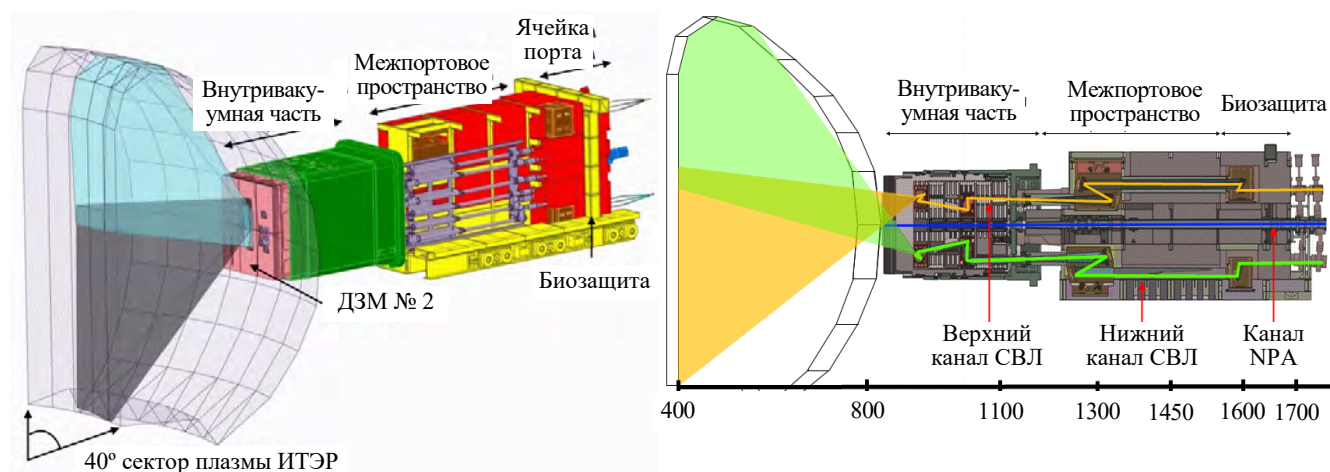


Рис. 1. Общий вид СВЛ в ЭП11

Рис. 2. Вертикальное сечение области ДЗМ № 2 ЭП11 в зоне расположения СВЛ. По горизонтальной оси координат дано расстояние от оси камеры ИТЭР, см. Жёлтым и зелёным обозначены каналы СВЛ, синим — канал NPA

Зеркала в каждом канале СВЛ формируют четыре оптических лабиринта, предотвращающие прямой пролёт нейтронов и гамма-квантов высокой энергии в область доступа обслуживающего персонала, тем самым снижая активацию конструктивных материалов. Пройдя все лабиринты, световой пучок доходит до регистрирующего оборудования, размещённого на двух оптических столах в портовой ячейке, где нейтронные нагрузки будут существенно ниже по сравнению с межпортовым пространством. Часть света поступает на видеокамеры с интерференционными фильтрами на входе, а другая — через объектив на вход оптоволо-

<sup>1</sup>На рис. 2, 4—10 по абсциссе и ординате приводится расстояние в привязке к осям камеры ИТЭР, см

конного коллектора, ведущего в диагностическую пультовую. На рис. 3 показан общий вид модели портовой ячейки ЭП11, использованной в нейтронных расчётах. На практике концы оптоволоконных коллекторов приходят на оптические столы, однако в расчётной модели было сделано упрощение — коллекторы показаны уложенными в лотки.

На радиационную обстановку в ЭП11 большое влияние оказывает диагностика NRA (Neutral particle analyzer — анализатор нейтральных атомов) [4]. Диагностический канал NRA представляет собой прямую полую трубу (см. рис. 2), проходящую в портовую камеру, где расположен анализатор (см. рис. 3). Наличие такого сквозного канала приводит к существенным проблемам при проектировании нейтронной защиты, так как энергичные нейтроны практически беспрепятственно распространяются по нему за биологическую защиту.

**Инструменты нейтронно-физического анализа.** Под нейтронно-физическим анализом понимают моделирование взаимодействия нейтронов с конструкционными материалами установки, определение радиационных нагрузок на диагностическое оборудование, величины активации материалов и уровня поглощённой дозы в местах доступа обслуживающего персонала.

Нейтронно-физический анализ для ЭП11 проводился на основе методики, описанной в [5], с использованием кода MCNP для расчёта переноса частиц по методу Монте-Карло [6] и конвертера конструкторских CAD-моделей SuperMC [7]. В качестве библиотеки ядерных данных (сечений взаимодействия) использовалась рекомендуемая Международной организацией ИТЭР библиотека FENDL 3.1d [8]. В отличие от библиотеки данных ENDF, широко применяемой в атомной индустрии, FENDL больше ориентирована для расчётов термоядерных установок. Проведённая валидация библиотеки FENDL на модельных экспериментах [9] показала, что ошибка расчётов, связанная с неточностью данных библиотеки, составляет в среднем <10%, а максимальное отклонение от экспериментальных данных составило ≈30%, что является хорошим показателем для точности нейтронных расчётов в области термоядерного синтеза.

**Нейтронный источник.** В качестве нейтронного источника рассматривалась D—T-плазма в основном режиме токамака с термоядерной мощностью 500 МВт [10]. Интенсивность источника в данном режиме составляет  $2 \cdot 10^{19}$  н./с [5]. В расчётах нейтронный источник предполагался изотропным по тору и задавался в виде набора 40 тороидов, прямоугольных в сечении (характерный размер сечения  $10 \times 20$  см).

Нейтронно-физический анализ проводился в  $40^\circ$ -ном тороидальном секторе модели установки ИТЭР (так называемая «С-модель» [11]), включающем плазму, вакуумную камеру, межпортовое пространство, биологическую защиту и портовую ячейку. На боковых сторонах сектора были установлены периодические граничные условия (частица, пересекающая границу расчётной области, появляется с другой стороны). Пространственное распределение плотности потока нейтронов в вертикальном сечении С-модели показано на рис. 4.

Проведение нейтронного расчёта, основанного на методе Монте-Карло, в сложной геометрии порта на значительном удалении от нейтронного источника (>10 м) является крайне ресурсоёмкой задачей. Для получения статистически достоверных результатов для портовой ячейки расчёт разбивался на два этапа. Сначала проводился анализ радиационных нагрузок в С-модели, включающей только внутривакуумную область и межпортовое

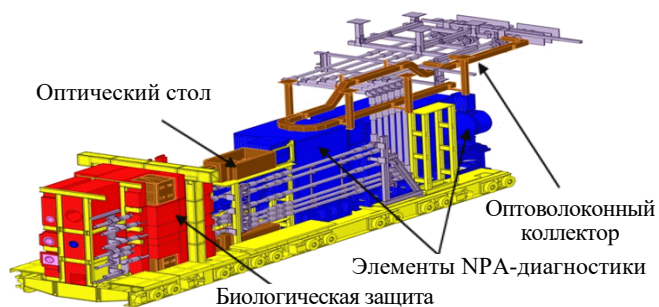


Рис. 3. Общий вид модели портовой ячейки ЭП11 ИТЭР с регистрирующим оборудованием

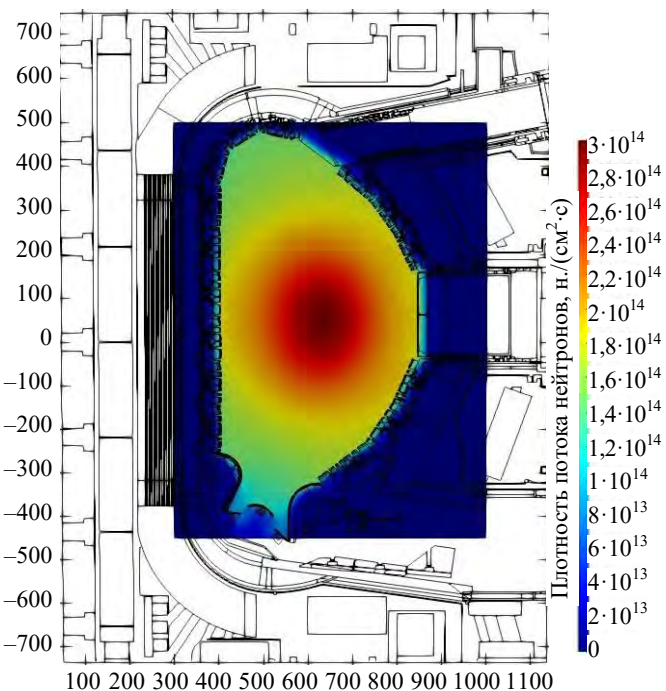


Рис. 4. Пространственное распределение плотности потока нейтронов в С-модели. Размеры по осям даны в см с привязкой к стандартной системе координат в ИТЭР. Шкала по оси X совпадает со шкалой на рис. 2

пространство (до биологической защиты). На втором этапе на основе полученных данных о потоках нейтронов (координатах, энергии, направлении, статистических весах) в межпортовом пространстве формировался промежуточный нейтронный источник, представляющий собой вертикальную поверхность, расположенную на расстоянии 1 м до биозащиты. Этот промежуточный источник использовался для независимого расчёта радиационных нагрузок в зоне портовой ячейки (за биозащитой) с достаточной статистической значимостью. Рассчитанная интенсивность промежуточного источника составила  $5 \cdot 10^{13}$  н./с.

Для С-модели в области до биологической защиты статистическая ошибка расчёта составляет примерно 10%. За биозащитой существенное влияние начинает оказывать точность пространственной модели, а также вклад окружения, не входящего в модель. Так, промежуточный источник нейтронов учитывает только локальные нагрузки от экваториального порта № 11, игнорируя вклад от окружения (верхние, нижние, экваториальные порты и т.д.), что также может приводить к увеличению ошибки расчётов. В области портовой ячейки будет происходить переток нейтронов из верхней и нижней области установки, в частности, из-за наличия откачных портов и труб водяного охлаждения. Это не было учтено в расчёте в силу ограниченности мощностей суперкомпьютера. В итоге относительная ошибка расчёта с промежуточным источником в области портовой ячейки может достигать 50%.

**Расчёты активации конструкций.** Для консервативной оценки активации элементов ИТЭР под воздействием нейтронного облучения к концу срока эксплуатации Международная организация ИТЭР определила сценарий облучения SA-2 [12], представленный в табл. 1.

Таблица 1. Сценарий облучения SA-2 токамака ИТЭР

| Длительность цикла облучения | Флюенс, МВт·год/м <sup>2</sup> | Мощность, МВт | Режим             |
|------------------------------|--------------------------------|---------------|-------------------|
| 2 года                       | 0,006                          | 2,68          | D—D, непрерывный  |
| 10 лет                       | 0,231                          | 20,6          | D—T, непрерывный  |
| 8 месяцев                    | 0                              | 0             | Пауза             |
| 16 месяцев                   | 0,062                          | 41,5          | D—T, непрерывный  |
| 3920 с                       | 0                              | 0             | Пауза             |
| 400 с                        | $1,2 \cdot 10^{-4}$            | 500           | D—T, 17 импульсов |
| 3920 с                       | 0                              | 0             | Пауза             |
| 400 с                        | $3,0 \cdot 10^{-5}$            | 700           | D—T, 3 импульса   |

Как известно, установка ИТЭР будет работать в импульсном режиме, т.е. нейтронная нагрузка будет создаваться несколькими тысячами импульсов в год длительностью 400 с каждый. Для упрощения расчётов в сценарии SA-2 импульсный нейтронный источник заменяется на постоянный (непрерывный). Мощность постоянного источника подбирается таким образом, чтобы флюенс на первую стенку в непрерывном режиме соответствовал флюенсу в импульсном режиме за то же время.

Предполагается, что первые два года установка работает в D—D-режиме с низким выходом нейтронов. Флюенс за два года в D—D-режиме оценивается в 0,006 МВт·год/м<sup>2</sup>, в результате номинальная мощность постоянного нейтронного источника в расчётах составляет 2,68 МВт (спектр нейтронов принимается для простоты аналогичным D—T-режиму). Далее 10 лет токамак работает в D—T-режиме с  $\approx 32$  500 импульсами мощностью 500 МВт, набирая флюенс 0,231 МВт·год/м<sup>2</sup>, соответствующий флюенсу от постоянного источника мощностью 20,6 МВт. После перерыва на регламентные работы длительностью 8 месяцев установка работает ещё 16 месяцев с увеличенной частотой импульсов ( $\approx 9000$  импульсов). В результате мощность постоянного источника с эквивалентным флюенсом 0,062 МВт·год/м<sup>2</sup> возрастает до 41,5 МВт. Последний день работы ИТЭР в сценарии рассматривается уже в импульсном режиме: 17 импульсов мощностью 500 МВт и три импульса мощностью 700 МВт. Мощность в последних трёх импульсах намеренно завышена для консервативной оценки активации, создаваемой короткоживущими изотопами.

Описанные параметры, очевидно, будут давать некоторую переоценку активационных нагрузок. Однако они дадут понимание верхних предельных значений активации для хранения и утилизации радиоактивных отходов после окончания работы установки, а также позволят оценить уровень радиационной опасности для персонала при устранении возможной аварии, произошедшей на заключительном этапе эксплуатации.

На основе сценария SA-2 после определения нейтронных нагрузок был выполнен активационный расчёт, результаты которого приведены далее. Основными входными данными для него являются нейтронные потоки и спектры в ЭП11. Активация рассчитана с помощью программного кода FISPACT-II [13] и библиотек микроконстант TENDL-2019 [14].

Кроме того, на основе полученных данных по гамма-нейтронным потокам (нейтрон(гамма)/(см<sup>2</sup>·с)) рассчитаны ядерное энерговыделение (Вт/см<sup>3</sup>) и поглощённая доза (Гр/ч) для конструктивных элементов 40°-ного сектора установки в ЭП11, включая диагностическое оборудование.

Результаты нейтронно-физического анализа позволили выбрать оптимальное расположение диагностического оборудования и его радиационной защиты в установке с точки зрения влияния радиационных нагрузок как на саму диагностику, так и на общую обстановку в ЭП11, включая активацию конструкций.

**Требования по радиационной безопасности персонала.** В процессе эксплуатации установки в D—T-режиме в связи с сильным радиационным фоном доступ человека к внутривакуумным компонентам будет ограничен. Для работы с ними будут использовать специальные роботизированные системы внутри токамака и в горячей камере. Доступ обслуживающего персонала к вневакуумным системам строго регламентирован и зависит от места их размещения.

В межпортовое пространство до герметизирующей плиты доступ обслуживающего персонала будет разрешён на 12-й день в конце D—T-кампании. Допустимая мощность радиационной дозы при этом не должна превышать 100 мкЗв/ч. 12-дневная выдержка позволяет на порядок снизить активность в результате распада короткоживущих изотопов (<sup>55, 61, 63</sup>Co, <sup>176, 179</sup>Ta, <sup>54, 56</sup>Mn и др.), образовавшихся в материалах установки. В свою очередь, активность долгоживущих изотопов (<sup>57, 59, 60</sup>Co, <sup>92, 94</sup>Nb, <sup>180, 182</sup>Ta, <sup>59, 63</sup>Ni, <sup>55, 60</sup>Fe и др.) за это время снижается незначительно. В портовую ячейку доступ будет разрешён через один день после остановки работы токамака при мощности дозы не выше 10 мкЗв/ч.

**Результаты нейтронных расчётов.** Результаты нейтронно-физического анализа представляют собой значительный массив данных (порядка 100 Гб), который включает в себя карты энергетических распределений потоков нейтронов и гамма-квантов. На рис. 5 и 6 показаны распределения полных по энергии потоков нейтронов и гамма-излучения во внутривакуумном и межпортовом пространствах ЭП11 с установленной в нём системой СВЛ.

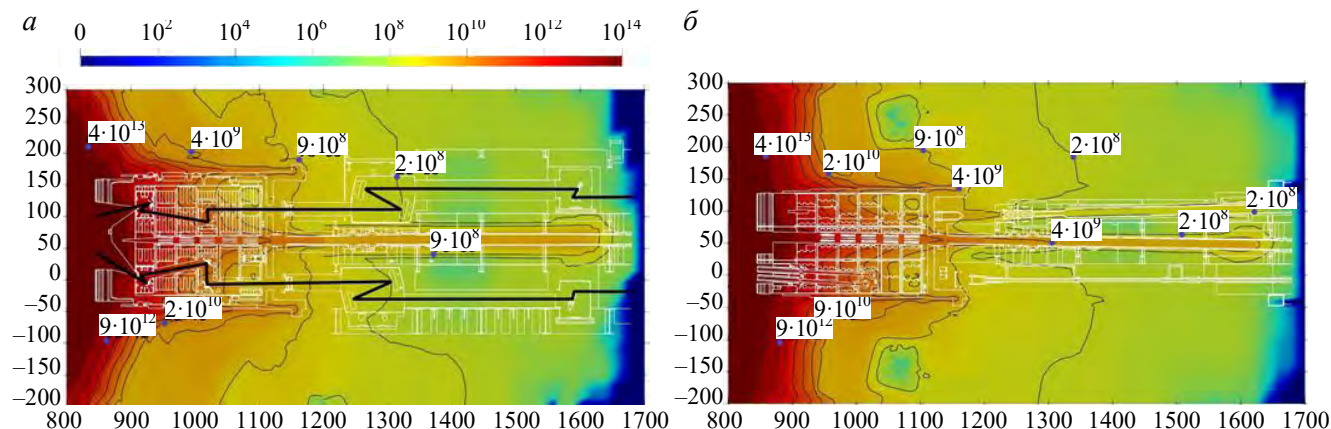


Рис. 5. Полный по энергии поток нейтронов, н./(см<sup>2</sup>·с). Вертикальное (а) и горизонтальное (б) сечение в области ЭП11

На этих рисунках показаны изолинии для нейтронного и гамма-потоков. Для привязки гамма-нейтронных полей к конструкции ЭП11 белыми линиями изображены её элементы во внутривакуумной области и межпортовом пространстве. Здесь и далее уровни радиационных нагрузок определяются по цветовой шкале, показанной над рисунками.

На границе внутривакуумного и межпортового пространства (1100 см по горизонтали), куда необходим доступ обслуживающего персонала, нейтронный поток составляет примерно 10<sup>9</sup> н./(см<sup>2</sup>·с). Вокруг трубы НРА нейтронный поток равен 7·10<sup>8</sup> н./(см<sup>2</sup>·с), а внутри самой тру-

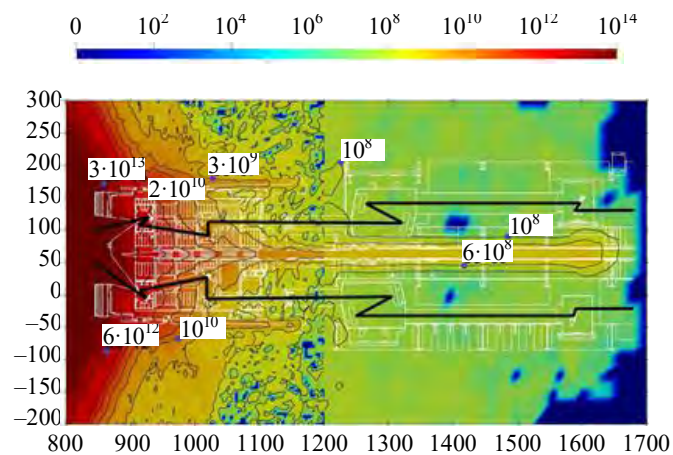


Рис. 6. Распределение гамма-излучения, γ/(см<sup>2</sup>·с). Вертикальное сечение в области ЭП11

бы достигает значений  $10^9$ — $10^{10}$  н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ). Вместе с тем высокий нейтронный поток вплоть до  $4 \cdot 10^9$  н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ) наблюдается и вдоль зазора между портовой заглушкой и стенкой порта в области герметизирующей плиты (см. рис. 5, б), что создаёт существенные проблемы при проектировании радиационной защиты. Данный эффект вызван тем, что высокоэнергетические нейтроны из плазмы после нескольких столкновений начинают двигаться вдоль сквозного канала НРА, а также границы портовой заглушки и вакуумной камеры без какого-либо взаимодействия с веществом. Нейтронный поток снижается до значения  $10^7$  н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ) на границе с биологической защитой (170 см по оси  $X$ ). Как видно на рис. 5, нейтронный поток, начиная от ДПС до биологической защиты, снижается на семь порядков величины — с  $10^{14}$  до  $10^7$  н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ).

Значительное снижение гамма-нейтронных нагрузок достигается использованием большого количества защитного материала (карбид бора, сталь, вода), однако необходимо учитывать жёсткое ограничение по весу экваториальных портов в 50 т. Из-за высокого уровня гамма-нейтронных потоков во внутривакуумной области и зоне межпортового пространства следует использовать радиационно-стойкие и низкоактивируемые материалы. Материалов, способных выдерживать расчётные нагрузки, не так много, и для обоснования их выбора необходимо выполнить оценку их повреждения и активации. Для оценки повреждений в материалах используются две характеристики: СНА (смещение на атом), характеризующие повреждения нейтронами, и мощность поглощённой дозы в Гр/ч. В рамках данной работы использованы только характеристики поглощённой дозы, а СНА нагрузки были рассчитаны ранее в работе [15]. Мощность поглощённой дозы всюду рассчитана по кремнию.

Мощность поглощённой дозы показывает, какое количество энергии в сумме от нейтронов и гамма-квантов поглощено в единице массы облучаемого вещества в единицу времени [16]. Поглощённая элементом конструкции доза излучения будет отличаться в зависимости от вида излучения, энергии частиц, плотности потока и состава облучаемого вещества (материала конструкции). Данные по мощности поглощённой дозы для элементов, расположенных во внутривакуумной области и в межпортовом пространстве ЭП11, показаны на рис. 7.

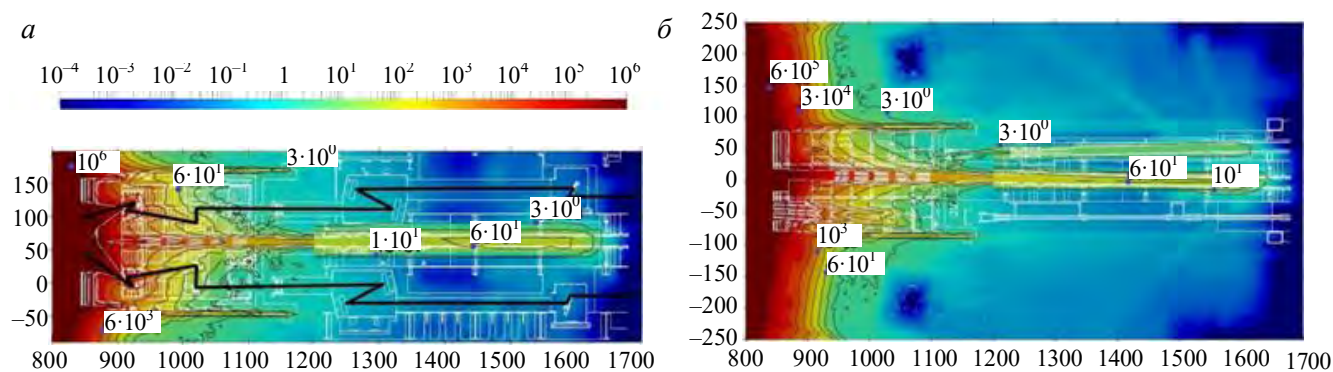


Рис. 7. Мощность поглощённой дозы (в кремнии), Гр/ч. Вертикальное (а) и горизонтальное (б) сечение в области ЭП11

Мощность поглощённой дозы в конструкциях установки снижается на шесть порядков величины от максимальных значений в районе первой стенки камеры токамака до значения 1 Гр/ч в районе портовой заглушки за счёт уменьшения потока частиц и их энергии (см. рис. 7). Около 90% в мощность дозы вносят гамма-кванты, а вклад нейтронов составляет всего 10%. Это связано с тем, что гамма-кванты лучше поглощаются в элементах конструкции, тем самым передавая им свою энергию. Энергия гамма-квантов ослабляется в большой степени на защитных конструкциях из стали. Нейтроны же теряют основную часть энергии в лёгких материалах: охлаждающей воде и защитном материале из карбида бора.

На рис. 5—7 есть области с резкими границами, окрашенные синим цветом, соответствующие низким потокам нейтронов и гамма-квантов. Наличие таких мест в области биологической защиты и боковых частях расчётных зон обусловлено недостаточностью статистики в расчётах.

Результаты нейтронных расчётов в портовой ячейке (рис. 8—10) показаны сечениями в области расположения элементов СВЛ: вертикальное  $PY = -54$  см (вдоль двух каналов СВЛ) и горизонтальное  $PZ = -182$  см (область расположения оптического стола верхнего канала СВЛ).

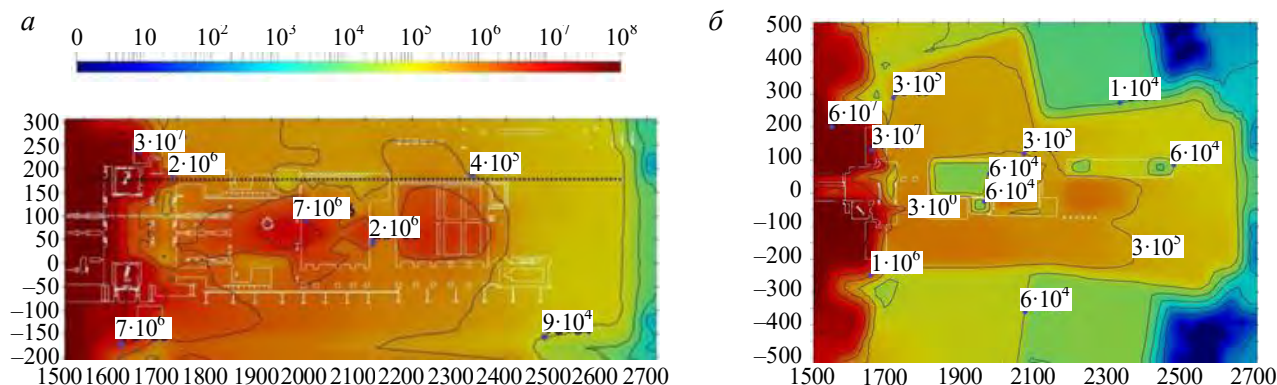


Рис. 8. Полный по энергии поток нейтронов в портовой ячейке,  $n/(cm^2 \cdot c)$ . Вертикальное сечение  $PY = -54$  см (а) и горизонтальное сечение  $PZ = -182$  см (б). Чёрным пунктиром обозначено место горизонтального сечения

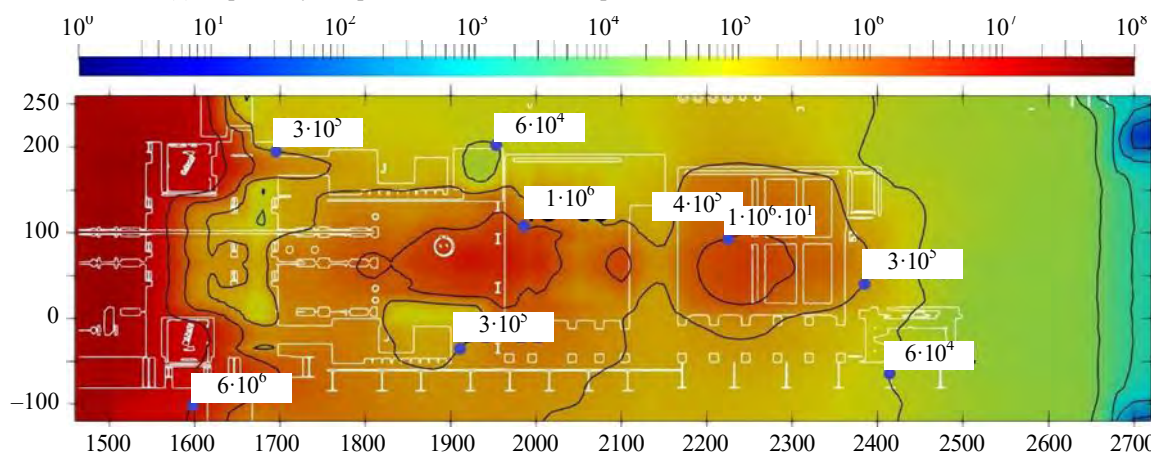


Рис. 9. Распределение потока быстрых нейтронов с энергией больше 0,1 МэВ,  $n/(cm^2 \cdot c)$  в портовой ячейке. Вертикальное сечение  $PY = -54$  см

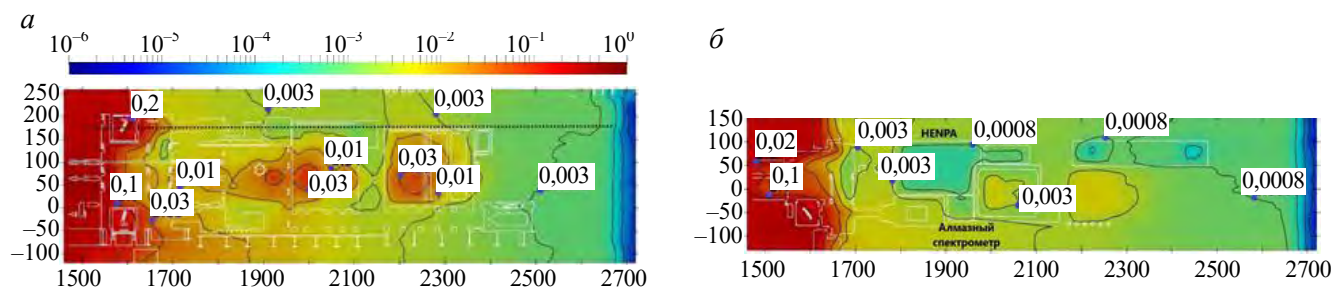


Рис. 10. Мощность поглощённой дозы (в кремнии) в портовой ячейке, Гр/ч. Вертикальное сечение  $PY = -54$  см (а) и горизонтальное сечение  $PZ = -182$  см (б). Место горизонтального сечения обозначено чёрным пунктиром (а)

На рис. 8 прослеживается влияние канала НРА, из-за этого граница контура линии полного потока нейтронов  $4 \cdot 10^5$   $n/(cm^2 \cdot c)$  тянется практически по всей портовой камере. В области  $X \approx 1700—1900$  см между каналами СВЛ труба НРА сужается, приводя к дополнительному рассеянию нейтронов. Расположенный сразу за этим сужением ионный источник НРА [17] содержит существенный объём полостей, позволяющий рассеянным нейтронам беспрепятственно проникать вглубь портовой камеры ЭП1, увеличивая поток в этой зоне до  $10^6—10^7$   $n/(cm^2 \cdot c)$ .

Нейтронные потоки в зоне оптических столов верхнего и нижнего каналов СВЛ составляют  $5 \cdot 10^5$   $n/(cm^2 \cdot c)$  и  $10^6$   $n/(cm^2 \cdot c)$  соответственно. В районе расположения оптоволоконного коллектора поток нейтронов не превышает  $10^5$   $n/(cm^2 \cdot c)$ .

На рис. 9 показана карта нейтронных полей в портовой ячейке для быстрых нейтронов ( $E > 0,1$  МэВ).

Из сравнения с рис. 8, а можно заключить, что доля быстрых нейтронов в полном потоке составляет  $\approx 15\%$ . Быстрые нейтроны из плазмы практически без рассеяния и замедления проникают в портовую ячейку вдоль трубы НРА, внося значительный вклад в активацию конструкций в ЭП11.

На рис. 10 показаны данные по распределению мощности поглощённой дозы (Гр/ч) в конструкциях портовой ячейки ЭП11.

В месте расположения оптических элементов СВЛ мощность поглощённой дозы не превышает 10 мГр/ч для обоих каналов. В зоне анализатора атомов перезарядки НЕНРА диагностики НРА (см. рис. 10, а) значение мощности поглощённой дозы составляет 1—2 мГр/ч благодаря установленной вокруг него гетерогенной радиационной защите из стали и карбида бора, предназначенной для снижения как нейтронных потоков, так и гамма-излучения. Соседняя область вокруг алмазного спектрометра [18] (см. рис 10, а) также защищена только карбидом бора для снижения нейтронной нагрузки на электронику. В результате в этом месте наблюдается рост мощности поглощённой дозы гамма-излучения, которая составляет  $\approx 8$  мГр/ч.

В табл. 2 даны значения гамма-нейтронных нагрузок во вневакуумных оптических элементах СВЛ, расположенных в ЭП11, в D—Т-режиме ИТЭР на мощности 500 МВт. Описание указанных элементов диагностики и их расположение приведены в последнем разделе.

Т а б л и ц а 2. Гамма-нейтронные нагрузки на вневакуумные оптические элементы СВЛ в ЭП11

| Элемент СВЛ-диагностики  | Материал | Нейтронный поток, н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ) |                  | Гамма-поток, $\gamma$ /( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ) | Мощность поглощённой дозы, Гр/ч (по кремнию) |
|--|----------|---|------------------|---|--|
|  |          | Быстрые, $E > 0,1$ МэВ                                | Полный           |   |  |
| Межпортовое пространство (верхний оптический канал)                    |          |   |                  |   |  |
| Вакуумное окно   | Si       | $5,3 \cdot 10^8$                                      | $1,2 \cdot 10^9$ | $2,3 \cdot 10^8$  | 8,8  |
| M5 (ДФ-СТ)   | Al       | $7,4 \cdot 10^7$                                      | $2,0 \cdot 10^8$ | $6,7 \cdot 10^7$  | 1,9  |
| M6 (ДФ-СТ)   | Al       | $1,4 \cdot 10^8$                                      | $3,4 \cdot 10^8$ | $1,1 \cdot 10^7$  | 1,8  |
| M7 (УПБ)   | Al       | $4,6 \cdot 10^6$                                      | $1,7 \cdot 10^7$ | $1,2 \cdot 10^6$  | 0,21   |
| M8 (УПБ)   | Al       | $1,1 \cdot 10^7$                                      | $3,7 \cdot 10^7$ | $5,9 \cdot 10^7$  | 0,11   |
| Межпортовое пространство (нижний оптический канал)                     |          |   |                  |   |  |
| Вакуумное окно   | Si       | $5,6 \cdot 10^8$                                      | $1,1 \cdot 10^8$ | $1,6 \cdot 10^8$  | 4,5  |
| M5 (ДФ-СТ)   | Al       | $7,0 \cdot 10^7$                                      | $2,0 \cdot 10^8$ | $1,5 \cdot 10^7$  | 0,5  |
| M6 (ДФ-СТ)   | Al       | $1,6 \cdot 10^7$                                      | $4,2 \cdot 10^8$ | $9,6 \cdot 10^7$  | 1,7  |
| M7 (УПБ)   | Al       | $1,5 \cdot 10^6$                                      | $5,3 \cdot 10^7$ | $4,9 \cdot 10^6$  | 0,11   |
| M8 (УПБ)   | Al       | $6,1 \cdot 10^7$                                      | $2,3 \cdot 10^8$ | $7,7 \cdot 10^6$  | 0,14   |
| Портовая ячейка (линзы на оптических столах, верхний оптический канал) |          |   |                  |   |  |
| Линза Bio1   | Si       | $2,5 \cdot 10^5$                                      | $6,1 \cdot 10^5$ | $1,7 \cdot 10^5$  | $3,8 \cdot 10^{-3}$                          |
| Линза Bio2   | Si/Pb    | $1,8 \cdot 10^5$                                      | $5,3 \cdot 10^5$ | $1,0 \cdot 10^5$  | $2,4 \cdot 10^{-3}$                          |
| Линза Bio3   | Si       | $1,4 \cdot 10^5$                                      | $4,6 \cdot 10^5$ | $1,7 \cdot 10^5$  | $3,5 \cdot 10^{-3}$                          |
| Портовая ячейка (линзы на оптических столах, нижний оптический канал)  |          |   |                  |   |  |
| Линза Bio1   | Si       | $4,3 \cdot 10^5$                                      | $1,3 \cdot 10^6$ | $2,6 \cdot 10^5$  | $5,5 \cdot 10^{-3}$                          |
| Линза Bio2   | Si/Pb    | $4,1 \cdot 10^5$                                      | $1,2 \cdot 10^6$ | $1,5 \cdot 10^5$  | $3,1 \cdot 10^{-3}$                          |
| Линза Bio3   | Si       | $2,6 \cdot 10^5$                                      | $6,7 \cdot 10^5$ | $1,9 \cdot 10^5$  | $3,9 \cdot 10^{-3}$                          |
| Оптическое волокно   | Si       | $6,4 \cdot 10^4$                                      | $2,2 \cdot 10^5$ | $8,6 \cdot 10^4$  | $2,0 \cdot 10^{-3}$                          |

Проведённый нейтронно-физический анализ уточняет результаты, полученные ранее в [5], а также дополняет их данными о радиационных нагрузках для оборудования СВЛ, включая зону портовой ячейки.

В табл. 3 представлены результаты расчёта удельной активности оптических элементов СВЛ (Бк/г) и мощности дозы (мкЗв/ч) на расстоянии 1 м от их поверхности в D—Т-режиме на мощности

500 МВт. Расчёт для кварцевых вакуумных окон и линз проводился без учёта просветляющих покрытий, материал которых не известен в настоящее время.

Т а б л и ц а 3. Активность и мощность поглощённой дозы для оптических элементов СВЛ в ЭП11 после завершения эксплуатации ИТЭР

| Элемент СВЛ-диагностики   | Удельная активность, Бк/г | Мощность дозы на расстоянии 1 м, мкЗв/ч |
|---|---------------------------|---|
| Межпортовое пространство, 12 дней после завершения кампании (верхний оптический канал)                      |                           |   |
| Вакуумное окно  | $4,0 \cdot 10^{-1}$       | $3,2 \cdot 10^{-14}$                    |
| M5 (ДФ-СТ)  | $8,2 \cdot 10^{-1}$       | $2,8 \cdot 10^{-3}$                     |
| M6 (ДФ-СТ)  | $6,3 \cdot 10^{-1}$       | $3,5 \cdot 10^{-3}$                     |
| M7 (УПБ)  | $1,3 \cdot 10^{-1}$       | $1,1 \cdot 10^{-9}$                     |
| M8 (УПБ)  | $1,9 \cdot 10^{-1}$       | $2,8 \cdot 10^{-10}$                    |
| Межпортовое пространство, 12 дней после завершения кампании (нижний оптический канал)                       |                           |   |
| Вакуумное окно  | $5,0 \cdot 10^{-1}$       | $4,4 \cdot 10^{-14}$                    |
| M5 (ДФ-СТ)  | $6,1 \cdot 10^{-1}$       | $2,1 \cdot 10^{-9}$                     |
| M6 (ДФ-СТ)  | $1,7 \cdot 10^{-1}$       | $9,8 \cdot 10^{-9}$                     |
| M7 (УПБ)  | $9,0 \cdot 10^{-2}$       | $8,2 \cdot 10^{-10}$                    |
| M8 (УПБ)  | $6,3 \cdot 10^{-2}$       | $2,5 \cdot 10^{-10}$                    |
| Портовая ячейка, один день после завершения кампании (линзы на оптических столах, верхний оптический канал) |                           |   |
| Линза Bio1  | $4,3 \cdot 10^{-3}$       | $2,6 \cdot 10^{-12}$                    |
| Линза Bio2  | $5,1 \cdot 10^{-3}$       | $1,6 \cdot 10^{-12}$                    |
| Линза Bio3  | $5,5 \cdot 10^{-3}$       | $2,1 \cdot 10^{-12}$                    |
| Портовая ячейка, один день после завершения кампании (линзы на оптических столах, нижний оптический канал)  |                           |   |
| Линза Bio1  | $1,4 \cdot 10^{-3}$       | $2,0 \cdot 10^{-12}$                    |
| Линза Bio2  | $1,4 \cdot 10^{-3}$       | $3,0 \cdot 10^{-13}$                    |
| Линза Bio3  | $1,1 \cdot 10^{-3}$       | $8,1 \cdot 10^{-13}$                    |
| Оптическое волокно  | $4,5 \cdot 10^{-3}$       | $9,2 \cdot 10^{-12}$                    |

Результаты для элементов, расположенных в межпортовом пространстве ЭП11, представлены на 12-й день, а для элементов в портовой ячейке — через один день после окончания эксплуатации ИТЭР (расчёт по сценарию облучения SA-2 (см. табл. 1)).

Анализируя результаты, можно сделать вывод, что уровень активации вневакуумных оптических элементов соответствует требованиям по радиационной безопасности персонала ИТЭР. Мощность дозы на расстоянии 1 м от поверхности для наиболее нагруженных алюминиевых зеркал ДФ-СТ не превышает 0,01 мкЗв/ч. Заметим, что активация некоторых конструкций в этой зоне на два порядка величины выше.

Уровень активации и мощности поглощённой дозы существенно зависит от используемых конструкционных материалов. Значение удельной активации кварцевого вакуумного окна в табл. 3 незначительно отличается от остальных элементов СВЛ, расположенных в межпортовом пространстве, что нельзя сказать про мощность поглощённой дозы на расстоянии 1 м, которая ниже на несколько порядков величины. Это связано с тем, что кремний практически не активизируется и не несёт опасности для персонала в отличие от стальных конструкций токамака.

## ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ О РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

**Кварцевое стекло.** Кварцевое стекло ( $\text{SiO}_2$ ) является чрезвычайно распространённым оптическим материалом, обладающим широкой полосой пропускания и радиационной стойкостью. Структурная структура кварцевого стекла представляет собой сочленённые друг с другом под разными углами кремниво-кислородные тетраэдры  $\equiv\text{Si}-\text{O}-\text{Si}\equiv$ . Атом кремния находится внутри каждого тетраэдра, атомы кислорода находятся в его вершинах, и каждый атом кислорода принадлежит одновременно двум тетраэдрам. Такие кислородные атомы называются мостиковыми. Значок  $\equiv\text{Si}$  обозначает ковалентные связи атома кремния с тремя мостиковыми атомами кислорода. Углы между связями «моста»  $\equiv\text{Si}-\text{O}-\text{Si}\equiv$  варьируются в пределах от 120 до 180°, что является причиной неупорядоченности структуры стекла [19].

Теоретический диапазон пропускания идеального (бездефектного) кварцевого стекла составляет примерно 155—4500 нм. На более коротких длинах волн энергии фотонов становится достаточно для поглощения электронами в связях  $\text{Si}-\text{O}$  и их перехода в возбуждённое состояние, а на длинах волн >4500 нм погло-

щение фотонов связано с резонансными колебаниями атомов в тетраэдрах ( $\leftarrow\text{Si}-\text{O}-\text{Si}\rightarrow$ ) [20]. На практике же присутствие различных структурных дефектов вносит дополнительные спектральные полосы поглощения, в основном, в УФ- и ИК-диапазонах, сужая тем самым диапазон пропускания. Такие дефекты обуславливаются наличием химических примесей металлов в сырье, а также могут образовываться в процессе производства. Кроме того, они могут служить источником появления дополнительных центров окраски под воздействием ионизирующего излучения. Таким образом, оптические свойства и радиационная стойкость стекла существенно зависят от его чистоты, которая, в свою очередь, определяется технологией производства.

Наиболее распространённой технологией получения особо чистого кварцевого стекла является гидролиз четырёххлористого кремния в кислород-водородном пламени:



Поскольку  $\text{SiCl}_4$  легко очищается перегонкой, при получении стекла таким методом можно практически полностью избавиться от примесей оксидов переходных металлов, вносящих линии поглощения в УФ (содержание металлов составляет  $<0,1$  ppm). Однако при таком методе в стекло вносится большое количество гидроксильных групп ( $\sim 1000$  ppm), формирующих «тупиковые» гидроксильные связи  $\equiv\text{Si}-\text{OH}$  в структуре стекла, а также молекулы воды. Электронные колебания гидроксильных связей создают полосы поглощения с центрами на длинах волн 1,37, 2,24 и 2,73 мкм [21], что сильно ограничивает применение в ИК-диапазоне таких «гидроксильных» (High-OH) марок стекла, как KV-1, Suprasil 311, Spectrosil 2000 или Corning 7980.

Для получения безгидроксильного (Low-OH) стекла реакция гидролиза (1) может быть заменена на высокотемпературное окисление в факеле ВЧ-плазмы:



Содержание OH в таких стёклах (Suprasil 3001, Corning 7979) не превышает 1 ppm, что расширяет границу пропускания в ИК до 3,6 мкм [22, 23].

Альтернативным способом получения стекла Low-OH является использование в качестве сырья золя поликремниевой кислоты, получаемого гидролизом тетраэтоксисилана:

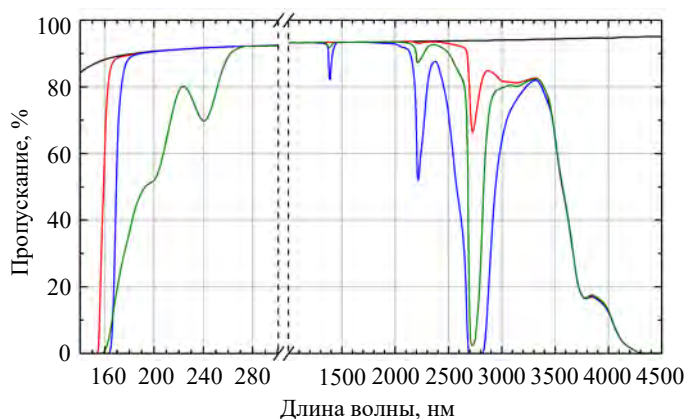
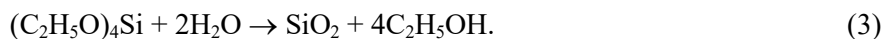


Рис. 11. Характерные спектры пропускания различных типов кварцевого стекла в УФ и ИК для образца толщиной 1 см (по данным из [25]): — — потери на отражение; — — стекло Low-OH; — — стекло High-OH; — — стекло из природного кристалла кварца

электронно-дырочной пары. Локализация (захват) электронов и дырок на соответствующих ловушках в структуре стекла приводит к образованию центров окраски с характерными линиями поглощения. В отличие от гамма-излучения облучение нейтронами действует непосредственно на ядра атомов, выбивая их из узлов пространственной решётки стекла, создавая тем самым упомянутые ловушки — дефекты структуры, способные превращаться в центры окраски при захвате электрона или дырки. При этом, как правило, такие структурные дефекты являются стабильными.

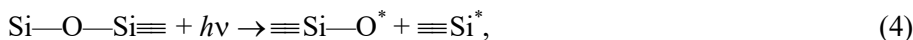
Основными центрами окраски, влияющими на пропускание стекла в ближнем УФ и видимом диапазоне, являются нейтральные атомы немостикового кислорода (non-bridging oxygen hole center, NBOHC). Схематически этот дефект описывается формулой  $\equiv\text{Si}-\text{O}^*$ , где  $\equiv\text{Si}$  обозначает ковалентные связи ато-

С помощью температурной обработки (1000—1200 °C) золь перерабатывается в крупку, которая затем переплавляется в стекло при повышенной температуре (1200—1600 °C), при этом происходит очистка от газов и паров воды. По данной технологии в Российской Федерации производится стекло марки КС-4В [24]. Спектры пропускания различных типов кварцевого стекла показаны на рис. 11.

Взаимодействие ионизирующих излучений с кварцевым стеклом изучено довольно подробно [19, 26]. Благодаря эффекту Комптона гамма-квант производит лавину вторичных электронов, в результате чего происходят электронное возбуждение атомов и перенос валентных электронов в зону проводимости с образованием

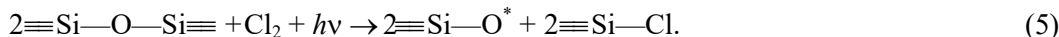
ма кремния с мостиковыми атомами кислорода,  $O^*$  — нейтральный атом кислорода. Дефект имеет полосы поглощения с максимумами на 261 и 620 нм, причём максимум поглощения в видимой области в  $\approx 50$  раз меньше максимума в УФ [27].

Немостиковый кислород может как изначально присутствовать в стекле, так и образовываться под воздействием радиационного облучения. Например, такое происходит при разрыве мостиковых связей



при этом также образуется дефект  $\equiv Si^*$  (так называемый  $E'$ -центр) с полосой поглощения с максимумом на 216 нм.

Наличие растворённого хлора в стекле Low-ОН, получаемого по методу (2), может приводить к замещению мостикового кислорода атомами Cl, возникающими в результате радиолиза  $Cl_2$ :



Помимо образования немостикового кислорода  $\equiv Si-O^*$ , реакция (5) в дальнейшем приводит к образованию дефекта «кислородная вакансия»  $\equiv Si-Si \equiv$  (oxygen deficient center, ODC) с полосами поглощения в УФ:



В стекле High-ОН ионизирующее излучение разрывает связи в OH-группах с образованием немостикового кислорода и атомарного водорода:

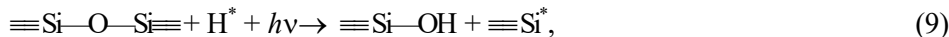


В отличие от реакции (4), энергия связи  $\equiv Si-OH$  существенно меньше, чем у  $\equiv Si-O-Si \equiv$ . Поэтому, хотя разрыв наступает при меньшей энергии кванта, получившийся центр окраски является нестабильным. Происходит так называемый отжиг центров окраски, когда атомарный водород за счёт тепловой энергии и высокой подвижности по структурной сетке стекла снова соединяется с атомами немостикового кислорода, восстанавливая связь  $\equiv Si-OH$ :



причём этот эффект наблюдается уже при комнатной температуре  $t$ . Помимо гидроксильных групп, источником атомарного водорода может также являться растворённый в стекле молекулярный водород  $H_2$ .

Атомарный водород также может участвовать в распаде мостиковых связей:



снижая тем самым скорость образования немостикового кислорода и уменьшая оптическое поглощение на соответствующих длинах волн.

Влияние гамма-нейтронного облучения с характерной для ИТЭР дозой на пропускание стекла Low-ОН и High-ОН в ближнем УФ и видимом диапазоне наглядно продемонстрировано на рис. 12 на примере марок кварцевого стекла КС-4В и КУ-1.

В диапазоне 200—1100 нм необлучённые образцы имеют сходный спектр пропускания. В результате облучения в ядерном реакторе до флюенса быстрых нейтронов  $6 \cdot 10^{16}$  н./см<sup>2</sup>, что в несколько раз превышает дозу, набираемую компонентами ИТЭР в межпортовом пространстве за всё время эксплуатации в D—T-режиме, в спектре возникли широкие полосы поглощения в видимой области (620 нм) и УФ (<300 нм), обусловленные образованием дефектов NBOHC, ODC и  $E'$ -центров. У стекла КУ-1 полосы поглощения чуть шире из-за большего количества атомов немостикового кислорода, образовавшихся по реакции (7).

При увеличении экспозиции до  $1 \cdot 10^{19}$  н./см<sup>2</sup> растёт количество дефектов, увеличивая поглощение в обоих стёклах. В то же время в гидроксильном стекле растёт и количество свободных атомов водорода,

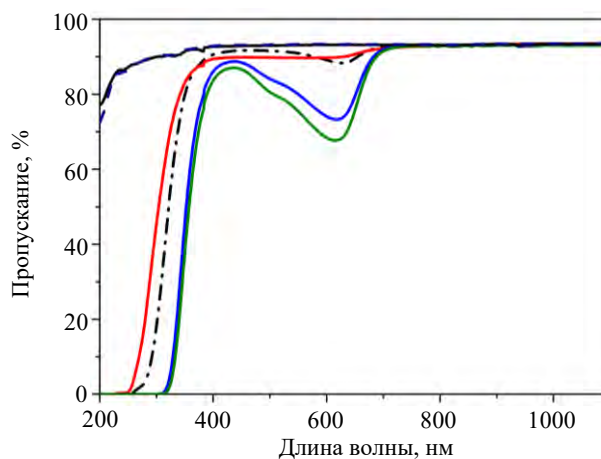


Рис. 12. Пропускание образцов КУ-1 и КС-4В толщиной 1 см до и после нейтронного облучения в ядерном реакторе до различных флюенсов [28]: — — КУ-1, исходный; - - - КС-4В, исходный; — · — · КУ-1,  $6 \cdot 10^{16}$ ; — — КС-4В,  $6 \cdot 10^{16}$ ; — — КУ-1,  $10^{19}$ ; — — КС-4В,  $10^{19}$  н./см<sup>2</sup>

усиливая эффект отжига по реакции (8), а также замещение нестикового кислорода гидроксильными группами по реакции (9). В итоге коэффициент поглощения в КУ-1 становится меньшим, чем у КС-4В. Подобная картина характерна и для других марок стекла High-ОН и Low-ОН [29].

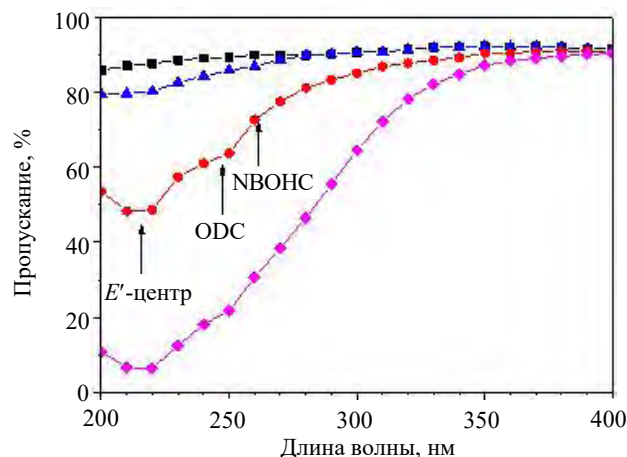


Рис. 13. Пропускание образца КУ-1 толщиной 1 см в УФ после облучения нейтронами с энергией 14 МэВ (по данным из [30]): ■ — исходный; ▲ —  $5,4 \cdot 10^{14}$  н./см<sup>2</sup>; ● —  $3,5 \cdot 10^{15}$  н./см<sup>2</sup>; ◆ —  $6 \cdot 10^{15}$  н./см<sup>2</sup>

Помимо оптического поглощения, структурные дефекты также могут вызывать люминесценцию стекла на определённых длинах волн под радиационным облучением. Так, в работе [31] показано, что в стёклах КУ-1 и КС-4В после гамма-нейтронного облучения в ядерном реакторе ВВР-СМ при мощности гамма-дозы 370 Гр/с и плотности нейтронного потока  $10^{14}$  н./см<sup>2</sup>·с возникают центры фотолюминесценции на длине волны 652 нм, ассоциированные с NBOHC-дефектами. Этот эффект становится выраженным при флюенсе нейтронов от  $10^{21}$  н./см<sup>2</sup>, что существенно превышает ожидаемые дозы для оптики ИТЭР. В работе [32] спектральная интенсивность радиолюминесценции образцов КУ-1 и КС-4В измерялась в процессе гамма-нейтронного облучения в импульсном ядерном реакторе БАРС с длительностью импульса 150 мкс и средней плотностью потока нейтронов  $4 \cdot 10^{16}$  н./см<sup>2</sup>·с. Экстраполяция результатов к параметрам радиационных полей в ИТЭР позволяет заключить, что эффект радиолюминесценции будет пренебрежимо мал при размещении оптических элементов из указанных марок кварцевого стекла на достаточно большом расстоянии от плазмы (от вакуумного окна и далее).

Оба типа синтетических кварцевых стёкол обладают достаточной радиационной стойкостью и могут применяться при изготовлении оптических компонентов в ИТЭР. Для систем, работающих в УФ и видимой области спектра (в том числе СВЛ), можно рекомендовать стёкла High-ОН из-за их лучшей коммерческой доступности, а также более выраженного эффекта отжига. В ближнем ИК (700—3000 нм) следует использовать стёкла Low-ОН из-за отсутствия полос поглощения в этом диапазоне.

**Многокомпонентные стёкла (флинты).** Помимо простых оптических элементов вроде линз или вакуумных окон из кварцевого стекла, оптическая система СВЛ потребует применения сложносоставных объективов для устранения хроматических aberrаций. В таких объективах используются элементы, изготовленные из стёкол с различающимися показателями дисперсии (числами Аббе)  $\nu_D$ . Один тип стёкол с  $\nu_D > 50$  называется кроном, другой с  $\nu_D < 50$  — флинт. В качестве радиационно-стойкого крона может быть использовано кварцевое стекло КУ-1 ( $\nu_D = 68$ ), тогда как в качестве флинта предложено использовать многокомпонентные свинцовые стёкла ( $\text{PbO/SiO}_2/\text{K}_2\text{O/Na}_2\text{O}$ ) с  $\nu_D = 20\text{—}40$ , содержание свинца в которых варьируется в пределах 40—60% по массе.

Такие стёкла обладают существенно меньшей радиационной стойкостью по сравнению с кварцевым стеклом. При радиационном облучении атомы щелочных металлов создают множественные электронные центры окраски с полосами поглощения в ближнем УФ и фиолетово-голубой области видимого спектра [33, 34]. При увеличении радиационной дозы полоса поглощения расширяется, захватывая длинноволновую область. Наведённое оптическое поглощение стекла может уменьшаться в течение нескольких часов после облучения даже при комнатной температуре из-за частичной релаксации электронов из возбуждённого состояния, но далее оно остаётся стабильным.

Данные по оптическому поглощению в кварцевом стекле в видимом диапазоне при меньших дозах нейтронного облучения в литературе найти не удалось, но его можно оценить по результатам работы [30], где исследовалось влияние 14 МэВ нейтронов на пропускание стекла КУ-1 в УФ. На рис. 13 видно, что при дозе  $5,4 \cdot 10^{14}$  н./см<sup>2</sup> падение пропускания образца толщиной 1 см на длине волны 261 нм составило всего 3%. Даже если предположить, что поглощение на данной длине волны обусловлено исключительно NBOHC-дефектами, то соответствующее им падение пропускания на 620 нм будет пренебрежимо мало ( $<0,01\%$ ). Таким образом, можно с уверенностью заключить, что нейтронное облучение с флюенсом до  $10^{14}$  н./см<sup>2</sup> не должно сколько-нибудь заметно сказываться на пропускании кварцевого стекла в видимом диапазоне.

Радиационную стойкость можно улучшить, добавляя в стекло элементы с переменной валентностью, такие как Ce, Fe, Sb, As и др. Наиболее распространённой добавкой является оксид церия в концентрации 0,2—0,5% по массе [35, 36]. Валентность ионов церия может меняться от  $Ce^{+3}$  до  $Ce^{+4}$ . Ион  $Ce^{+3}$  способен захватывать свободные дырки, тогда как  $Ce^{+4}$  захватывает свободные электроны, что снижает вероятность образования центров окраски. В то же время ионы Ce не имеют линий поглощения в видимом диапазоне спектра. Эффективность добавки церия зависит не только от его концентрации, но и от соотношения  $Ce^{+3}/Ce^{+4}$ . Оптимальное соотношение может быть разным для различных марок стекла [19, 37].

Свинцовые стёкла с церием широко используются в ядерной промышленности, но производители, как правило, испытывают их устойчивость только к гамма-облучению с измерением оптического поглощения после облучения, или вовсе ограничиваясь экспресс-тестом с рентгеновской трубкой. В то же время для оценки применимости стёкол на термоядерной установке необходимо выяснить их устойчивость к нейтронному облучению. В работе [38] ряд российских марок радиационно-стойкого флинта облучался в ядерном реакторе до флюенсов быстрых нейтронов в диапазоне  $10^{12}$ — $10^{16}$  н./см<sup>2</sup>. Наиболее интересные результаты показали две марки: Ф-108 и ТФ-200 (рис. 14).

Граница пропускания >80% для образца Ф-108 толщиной 10 мм проходит по длине волны 410 нм, т.е. данное стекло хорошо пропускает почти во всём видимом диапазоне. При этом после облучения до  $4 \cdot 10^{12}$  н./см<sup>2</sup> пропускание практически не изменилось. При увеличении дозы до  $5 \cdot 10^{14}$  н./см<sup>2</sup> граница пропускания сдвигалась до 600 нм.

Стекло марки ТФ-200 содержит немного большее количество Pb (42%) и значительно большее количество Ce (0,7%), что значительно повышает его радиационную стойкость, но в то же время увеличивает поглощение света на длинах волн менее 500 нм [39, 40]. В результате совместного влияния этих двух эффектов исходный рабочий диапазон данного стекла меньше, чем у Ф-108, и начинается от 460 нм. С другой стороны, при облучении до  $9 \cdot 10^{15}$  н./см<sup>2</sup> граница пропускания ТФ-200 сдвигается лишь до 490 нм, оставляя в рабочем диапазоне большую часть видимого спектра.

Следует заметить, что при испытаниях в ядерном реакторе оптические измерения облучённых образцов, как правило, проводятся спустя существенное время после окончания облучения (несколько недель). Для исследования возможных кратковременных эффектов, возникающих в процессе воздействия ионизирующего излучения и исчезающих по его окончании, образцы Ф-108 и ТФ-200 были испытаны на гамма-источнике с измерениями пропускания in-situ при мощности дозы  $\sim 10^{-2}$  Гр/с [41], что на порядок превосходит ожидаемую мощность дозы в ячейке порта ИТЭР. В результате никаких кратковременных эффектов обнаружено не было, за исключением типичного для всех стёкол небольшого роста поглощения в синей области, связанного с образованием электронно-дырочных центров окраски.

Таким образом, проведённые испытания показали, что для изготовления оптических компонентов СВЛ, расположенных в зоне ячейки порта, можно использовать флинт Ф-108, обладающий достаточными радиационной стойкостью и пропусканием в рабочем диапазоне диагностики. В случае необходимости размещения пропускающей оптики других диагностик в межпортовом пространстве следует рассмотреть возможность её изготовления из стекла ТФ-200, разумеется, при условии, что этим диагностикам не требуются измерения в фиолетово-голубой области спектра.

**Оптоволоконная оптика.** Ещё одним оптическим элементом, широко используемым в ИТЭР, является оптоволоконный кабель, способный передать как световые сигналы от многочисленных датчиков, так и изображения, получаемые оптическими диагностиками, из зоны установки за биозащиту к соответствующим блокам регистрации и обработки данных, расположенным в диагностическом здании. Длина оптоволоконного кабеля может достигать нескольких десятков метров, при этом около 10 м будет подвергаться

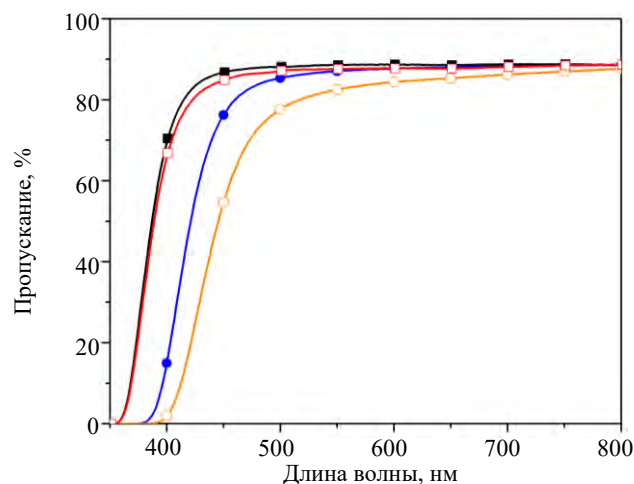


Рис. 14. Пропускание исходных и облучённых образцов Ф-108 и ТФ-200 толщиной 1 см [38]: ■ — Ф-108, исходный; □ — Ф-108,  $4 \cdot 10^{12}$  н./см<sup>2</sup>; ● — ТФ-200, исходный; ○ — ТФ-200,  $9 \cdot 10^{15}$  н./см<sup>2</sup>

воздействию гамма-нейтронного облучения. Как было показано, кварцевое стекло обладает достаточной радиационной стойкостью для размещения сделанных из него пропускающих оптических элементов в промежуточной зоне порта и припортовой ячейке, поэтому оно может рассматриваться в качестве кандидата материала для изготовления оптоволокон. В то же время длина оптического пути в оптоволокне (~10 м) на три порядка превышает таковую в окнах и линзах (~0,01 м), а значит, даже сравнительно небольшое (для линзы) наведённое оптическое поглощение (НОП) может быть категорически недопустимым для оптоволоконного кабеля, что предъявляет более высокие требования к его радиационной стойкости.

Как правило, оптоволокно изготавливается из специальных кварцевых заготовок, полученных методами (1), (2) или (3). В первом случае волокно называют «мокрым», или High-OH, из-за высокого содержания гидроксильных групп, во втором — «сухим», или Low-OH/High-Cl, с высоким содержанием растворённого Cl<sub>2</sub>, в третьем — бесхлорным сухим оптоволокном, или Low-OH/Low-Cl. В видимой области после гамма-облучения до дозы 10<sup>4</sup>—10<sup>5</sup> Гр НОП мокрого и сухого бесхлорного оптоволокон не превышает 1 дБ/м, тогда как сухое оптоволокно с высоким (>1000 ppm) содержанием хлора демонстрирует повышенное НОП >2 дБ/м [42, 43].

Примеры спектров НОП для мокрого и бесхлорного сухого оптоволокон показаны на рис. 15. Видно, что единственным источником поглощения в видимом диапазоне для мокрого оптоволокон является немостииковый кислород NBOHC. У бесхлорного сухого оптоволокон пик NBOHC заметно ниже, однако существенный вклад в НОП вносят полосы в диапазонах 470—570 и 660—760 нм, являющиеся комбинацией линий поглощения samozaxваченных дырок (self-trapped holes, СТН), локализованных на атомах мостиикового кислорода ≡Si—O—Si≡ [44]. СТН-центры метастабильны и при увеличении гамма-дозы разрушаются, что приводит к уменьшению НОП в указанных диапазонах. В мокром оптоволокне их развитию препятствует высокое со-

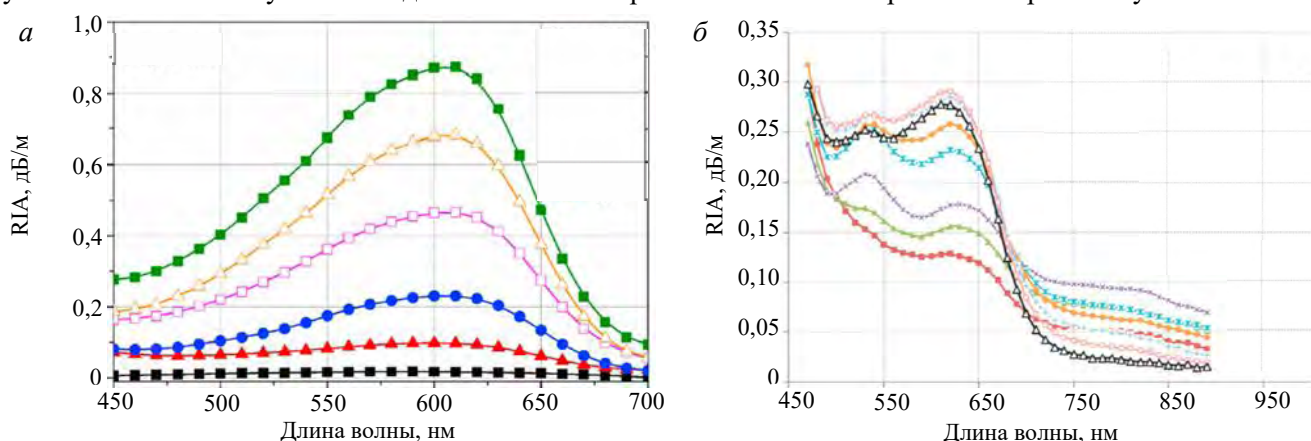


Рис. 15. Спектры НОП при различных поглощённых дозах гамма-облучения: а — мокрое оптоволокно (High-OH), 15 мГр/с: ■ — 0,01, ▲ — 0,5, ● — 2, □ — 5, △ — 10, ■ — 15 кГр; б — бесхлорное сухое волокно (Low-OH), 194 мГр/с [43]: ■ — 0,03, ▲ — 0,09, × — 0,20, × — 1,2, ◆ — 2,1, + — 5, □ — 9,6, △ — 15,2 кГр

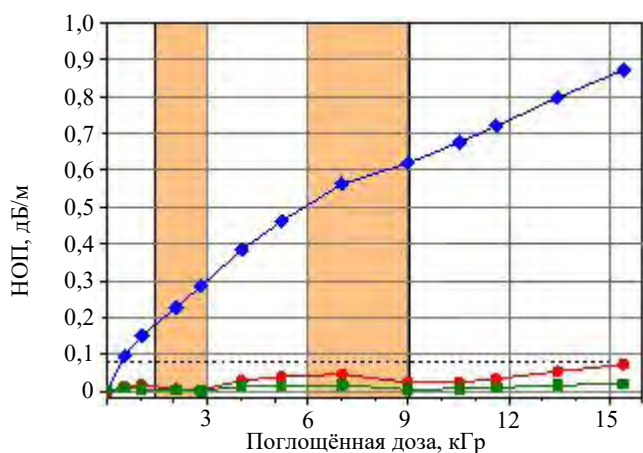


Рис. 16. Зависимость НОП от гамма-дозы на длине волны 600 нм для мокрого (High-OH, ◆), наводороженного мокрого (High-OH + H<sub>2</sub>, ■) и наводороженного сухого оптоволокон (Low-OH + H<sub>2</sub>, ●) [48]. На графике отмечены зоны с прерывистым режимом облучения

держание гидроксильных групп [45].

Повысить радиационную стойкость оптоволокон можно за счёт реакции (9), предварительно насытив его водородом. Для этого оптоволокно выдерживается в атмосфере водорода при давлении 5—10 МПа и температуре ≈300 °С в течение нескольких десятков часов, а затем покрывается алюминиевой или углеродной оболочкой, препятствующей выходу водорода наружу [46, 47]. Результаты радиационных испытаний «наводороженного» (H<sub>2</sub>-loaded) оптоволокон подтверждают существенное снижение НОП в видимом диапазоне по сравнению с обычным оптоволокном при аналогичной поглощённой дозе гамма-излучения [43, 48]. На рис. 16 показаны результаты одного из экспериментов: НОП на длине волны 600 нм в наводо-

рожденных оптоволоконных составляет  $<0,1$  дБ/м при поглощённой гамма-дозе 15 кГр и мощности дозы 15 МГр/с. Отметим также снижение НОП в режиме прерывистого облучения, когда средняя скорость релаксации центров окраски превышает среднюю скорость их образования.

В работе [49] приведены экспериментальные данные по гамма-нейтронному облучению в ядерном реакторе сухого бесхлорного (STU), наводороженного сухого бесхлорного (STU + H<sub>2</sub>, КС-4В + H<sub>2</sub>) и мокрого наводороженного (КУ1 + H<sub>2</sub>) образцов оптоволоконна (рис. 17).

При больших дозах ( $>10^{16}$  н./см<sup>2</sup>,  $>1$  МГр) сухое наводороженное оптоволоконно показывает значительно более высокую стойкость, чем мокрое. Однако при дозах, характерных для ячейки порта ( $10^{12}$ — $10^{13}$  н./см<sup>2</sup>), НОП всех образцов наводороженного оптоволоконна не превышает 1 дБ/м, тогда как НОП обычного STU составляет  $\approx 4$  дБ/м. Также в работе отмечен значительный рост поглощения в оптоволоконне STU + H<sub>2</sub> на длине волны 1,4 мкм, связанный с образованием гидроксильных групп по реакции (9). В обычном STU этот пик отсутствует.

Данные по облучению оптоволоконна нейтронами с энергией 14 МэВ дозой, сравнимой с ожидаемой в ИТЭР, приведены в работе [50]. В ней показано, что НОП в видимом диапазоне мокрого оптоволоконна, предварительно отожжённого при 150 °С, составило  $<1$  дБ/м после облучения до  $8 \cdot 10^{12}$  н./см<sup>2</sup> и  $<2$  дБ/м (на длинах волн  $>420$  нм) после облучения до  $9 \cdot 10^{13}$  н./см<sup>2</sup>.

Также следует упомянуть так называемое фторированное (F-doped) оптоволоконно. Внесение фтора в сухое оптоволоконно позволяет улучшить пропускание оптоволоконна в ближнем УФ, а также несколько повысить его радиационную стойкость за счёт снижения скорости образования НВОНС-центров [51]. При облучении в ядерном реакторе до полного флюенса  $10^{15}$  н./см<sup>2</sup> НОП фторированного оптоволоконна составило  $\approx 2$  дБ/м на длине волны 400 нм и  $<0,3$  дБ/м на длине волны 620 нм [52]. Для повышения радиационной стойкости во всём видимом диапазоне фторированное оптоволоконно также предлагают насыщать водородом [53], хотя такое оптоволоконно весьма дорого в изготовлении.

Учитывая результаты расчётов гамма-нейтронных потоков в ИТЭР и приведённые экспериментальные результаты, можно однозначно рекомендовать к применению для оптических диагностик ИТЭР наводороженное бесхлорное кварцевое оптоволоконно. Выбор между мокрым и сухим оптоволоконном в данном контексте следует делать исходя из коммерческой доступности и качества покрытия оптоволоконна. Заметим, что данный вывод справедлив только для диагностик, работающих в видимой области спектра. Для работы в ИК-диапазоне следует рассмотреть оптоволоконно без водорода, например, фторированное или сухое бесхлорное.

## РАСЧЁТ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИКИ СВЛ В КОНЦЕ СРОКА ЭКСПЛУАТАЦИИ ИТЭР

**Оптическая схема СВЛ.** В данном разделе на основе представленных данных проводится анализ возможной деградации оптических элементов СВЛ к концу срока эксплуатации ИТЭР с учётом их характеристик и расположения в установке. Поскольку основной задачей СВЛ является регистрация линий водорода бальмеровской серии, а рабочий диапазон длин волн СВЛ составляет 450—700 нм, то анализ радиационной стойкости оптики был проведён для двух длин волн: 450 нм (синяя граница регистрируемого диапазона) и 656 нм (линия H <sub>$\alpha$</sub> ). При анализе считалось, что оптические поверхности элементов покрыты просветляющим покрытием, снижающим отражение от каждой грани до 1%.

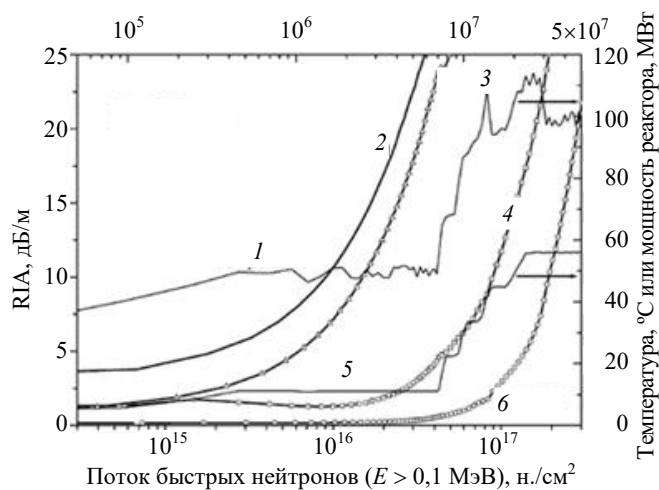


Рис. 17. Рост НОП в образцах оптоволоконна в зависимости от флюенса быстрых нейтронов и гамма-дозы на длине волны 630 нм [49]: 1 — температура; 2 — STU; 3 — КУ-1 + H<sub>2</sub>; 4 — КС-4В + H<sub>2</sub>; 5 — мощность реактора; 6 — STU + H<sub>2</sub>

Прежде чем приступить к анализу деградации оптических элементов СВЛ, следует подробнее остановиться на оптической схеме диагностики (рис. 18).

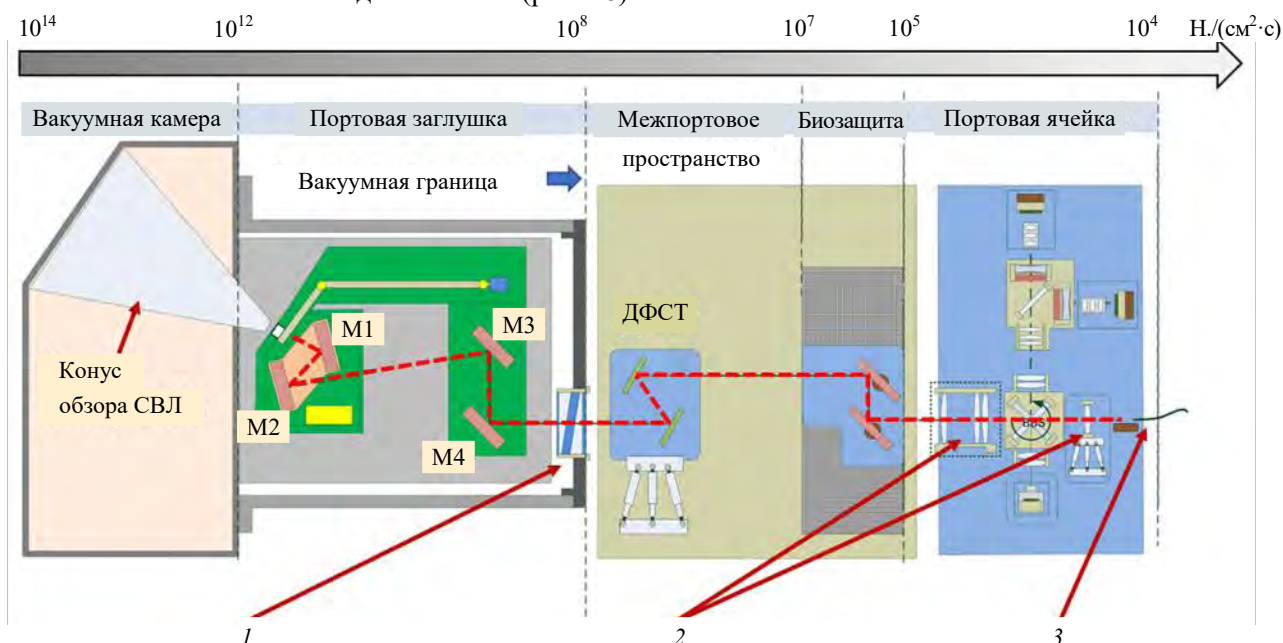


Рис. 18. Оптическая схема СВЛ с указанием расчётной плотности потока нейтронов ( $f$  — плотность потока нейтронов,  $\Phi$  — суммарный флюенс за всё время эксплуатации установки): 1 — вакуумное окно —  $f = 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\Phi = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ; 2 — линзы —  $f = 1,5 \cdot 10^5 \text{—} 4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\Phi$  = до  $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ; 3 — оптоволоконно —  $f = 6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\Phi = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$

Свет из плазмы через зрачок малого диаметра попадает в узел входного зеркала (УВЗ), внутри которого расположены зеркала М1 (сферическое) и М2 (плоское). Зеркала М1 и М2 формируют квазипараллельный пучок света, который через плоские зеркала внутрикамерного лабиринта М3 и М4 передаётся на вакуумное окно. За вакуумным окном, в межпортовом пространстве, световой пучок проходит через длиннофокусный спектральный телескоп (ДФСТ) и попадает на зеркала лабиринта в биозащите.

За биозащитой (в зоне портовой ячейки) находится оптический стол (рис. 19), на котором расположены входная кварцевая линза (Вio1), ахроматический двухлинзовый объектив (Вio2 и Вio3), делительные пластины, видеокамеры (две юстировочные и четыре с интерференционными фильтрами на входе для регистрации пространственного свечения в линиях водорода и примесей). Первая делительная пластина делит излучение 1:1 во всём видимом диапазоне длин волн и имеет два положения: в одном из них она направляет свет на юстировочные камеры (юстировочный блок), во втором — на камеры с интерференционными фильтрами (регистрирующий блок).

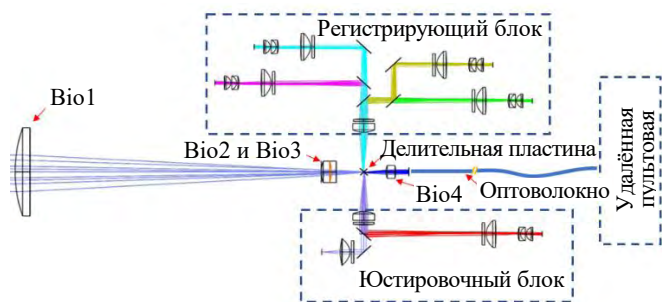


Рис. 19. Схема расположения оптических элементов СВЛ на оптическом столе

В любом положении делительной пластины вторая часть света проходит прямо и через согласующую кварцевую линзу (Вio4) попадает на вход оптоволоконного кабеля, передающего излучение в удалённую пультовую, где располагается основная регистрирующая аппаратура СВЛ (спектрометр высокого разрешения, обзорный спектрометр и полихроматор). При анализе деградации оптических элементов СВЛ учитывались только компоненты оптического тракта, ведущего в удалённую пультовую (вакуумное окно, линзы Вio1—Вio4 и оптоволоконно).

Линзы и интерференционные фильтры перед видеокамерами, расположенными на оптическом столе в портовой ячейке, были исключены из анализа в том числе потому, что выбор типа покрытия пока не сделан. Отметим, что при выборе оптических элементов с многослойным покрытием (интерференционных фильтров, спектральных делительных пластин и просветляющего покрытия) нужно учитывать их

стойкость к условиям эксплуатации. Экспериментальные данные [54, 55] подтверждают устойчивость покрытий к гамма-нейтронному облучению, хотя в ряде случаев наблюдалось отслаивание покрытия от подложки при нагреве образцов до 50—60 °С, по всей видимости, из-за технологических нарушений при подготовке подложки. Также наблюдалось смещение спектрального рабочего диапазона образцов на несколько нм, вероятно, вызванное радиационным уплотнением слоёв покрытия и диссипацией нанопустот между слоями [56]. Последнее обстоятельство следует принять во внимание при использовании узкополосных интерференционных фильтров.

**Зеркальная оптика.** Для вывода излучения из плазмы в СВЛ применяется несколько пар металлических зеркал (зеркала УВЗ, зеркала внутрикамерного лабиринта, зеркала ДФСТ и зеркала лабиринта биозащиты). Основное воздействие на них гамма-нейтронного излучения — это радиационный нагрев зеркал УВЗ, расположенных вблизи от плазмы. Зеркала М1, М2 изготовлены из монокристаллических молибденовых пластин, соединённых с подложкой из поликристаллического молибдена методом ГИП [57]. Было показано, что радиационный нагрев не приводит к расслаиванию или существенному изменению формы поверхности зеркал [58]. В видимой области спектра коэффициент зеркального отражения молибденовых зеркал составляет 55—58% [59] и 89—91% для алюминиевых зеркал [60]. Для расчёта пропускной способности оптического тракта СВЛ коэффициент отражения молибденовых зеркал приемлем равным 55%, алюминиевых зеркал — 90%.

**Вакуумное окно.** Узел вакуумного окна СВЛ состоит из двух кварцевых пластин для обеспечения двойного вакуумного барьера. Пластины размером  $\varnothing 160 \times 17$  мм изготовлены из плавленного кварца с высоким содержанием ОН. Все четыре оптические поверхности пластин покрыты просветляющим покрытием, обеспечивающим отражение не более 1% от каждой поверхности в видимом диапазоне [61]. Вся сборка в целом должна обеспечивать пропускание в видимом диапазоне не хуже 96% до облучения [62].

Проведённый в рамках данной статьи нейтронно-физический анализ подтвердил, что в месте расположения вакуумного окна СВЛ характерный флюенс нейтронов составляет примерно  $10^{16}$  н./см<sup>2</sup>, поглощённая доза не превышает 18 кГр. В таких условиях для кварцевого стекла High-ОН ожидаемый НОП не превышает  $6 \cdot 10^{-3}$  дБ/мм для длины волны 486 нм и  $1,5 \cdot 10^{-2}$  дБ/мм для длины волны 656 нм (см. рис. 12), что означает снижение коэффициента пропускания вакуумного окна до 91,5 и 85,5% соответственно (с учётом просветляющего покрытия).

**Линзы на оптическом столе.** Линзы, расположенные на оптическом столе СВЛ, изготовлены преимущественно из кварцевого стекла КУ-1, и только линза Вio3 изготовлена из многокомпонентного стекла типа флинт (см. рис. 19). Гамма-нейтронные расчёты для портовой ячейки показывают, что в районе оптического стола СВЛ флюенс нейтронов составит  $3 \cdot 10^{12}$ — $8 \cdot 10^{12}$  н./см<sup>2</sup> за время эксплуатации ИТЭР, а гамма-излучение можно не учитывать, так как суммарная поглощённая доза не превышает 100 Гр. Согласно данным работы [30] НОП в КУ-1 для такого флюенса пренебрежимо мало. Радиационную стойкость просветляющих покрытий будем считать достаточной для сохранения коэффициента пропускания неизменным в течение всего срока работы установки.

Ожидаемый флюенс нейтронов для линзы Вio3 составляет  $4 \cdot 10^{12}$ — $8 \cdot 10^{12}$  н./см<sup>2</sup> (см. табл. 2). Данные о НОП для стёкол типа флинт брались из работы [38] (см. рис. 14).

**Оптоволокно.** В СВЛ будет использоваться наводороженное оптоволокно из мокрого кварца. Общая длина оптоволоконного кабеля составляет  $\approx 45$  м в каждом из каналов СВЛ в ЭПП11. Первые  $\approx 10$  м кабеля расположены в портовой ячейке и будут испытывать воздействие гамма-нейтронного излучения, флюенс нейтронов составит  $1,2 \cdot 10^{12}$  н./см<sup>2</sup> согласно табл. 2. В литературе нет данных о деградации оптоволокон при столь малых флюенсах. В работе [49] (см. рис. 17) приводятся данные для флюенса  $1 \cdot 10^{14}$  н./см<sup>2</sup> (НОП  $\sim 1$  дБ/м). Оценка деградации оптоволоконных кабелей СВЛ проводилась в предположении, что НОП составит 0,1 дБ/м, т.е. на порядок меньше.

Для расчёта пропускания необлучённого 35-метрового оптоволоконного кабеля были использованы данные работы [63], где приведён спектр пропускания для 100-метрового волокна с учётом концевых потерь.

**Результаты анализа деградации оптических элементов СВЛ.** Оценки деградации пропускной способности оптических элементов СВЛ для двух длин волн (450 и 656 нм) приведены в табл. 4. Окончательный выбор между марками флинта Ф-108 и ТФ-200 для линзы Bio3 в настоящее время ещё не сделан, поэтому в табл. 4 включены данные для обеих марок.

Т а б л и ц а 4. Сводная таблица пропускной способности оптических элементов СВЛ в начале и в конце эксплуатации ИТЭР

| Элемент  | Коэффициент отражения/пропускания |         |          |         |
|--|-----------------------------------|---------|----------|---------|
|  | 450 нм                            |         | 656 нм   |         |
|  | в начале                          | в конце | в начале | в конце |
| Внутрикамерные зеркала ( $\times 2\text{Mo} + \times 2\text{Al}$ ) | 0,25                              | 0,25    | 0,25     | 0,25    |
| Вакуумное окно (КУ-1)  | 0,96                              | 0,91    | 0,96     | 0,85    |
| Внекамерные зеркала ( $\times 4\text{Al}$ )                        | 0,65                              | 0,65    | 0,65     | 0,65    |
| Линзы из КУ-1 на оптическом столе (Bio1, Bio2, Bio4)               | 0,88                              | 0,88    | 0,88     | 0,88    |
| Линза Bio3:  |                                   |         |          |         |
| Ф-108  | 0,93                              | 0,90    | 0,95     | 0,93    |
| ТФ-200   | 0,83                              | 0,82    | 0,94     | 0,94    |
| Делительная пластина   | 0,50                              | 0,50    | 0,50     | 0,50    |
| Итого (без учёта оптоволокон):                                     |                                   |         |          |         |
| Ф-108  | 0,063                             | 0,058   | 0,065    | 0,056   |
| ТФ-200   | 0,057                             | 0,053   | 0,064    | 0,057   |
| Оптоволокно (10 м)   | 0,88                              | 0,62    | 0,91     | 0,72    |
| Оптоволокно (35 м)   | 0,79                              | 0,79    | 0,88     | 0,88    |
| Итого (Ф-108)  | 0,044                             | 0,029   | 0,052    | 0,036   |

Из таблицы видно, что наиболее критичным элементом является оптоволоконный кабель: падение пропускания составляет 20%. Как отмечалось, флинт Ф-108 до облучения и при расчётных радиационных нагрузках в ячейке порта имеет более высокое пропускание в синей области спектра, а преимущества флинта ТФ-200 сказываются при более высоких флюенсах. В целом выбор материала для линзы ахроматического объектива незначительно отражается на общем пропускании системы (в пределах 0,3—0,5%). Без учёта оптоволоконной оптики общее пропускание системы в начале эксплуатации ИТЭР составит 6—6,5%, а к концу жизненного цикла токамака-реактора 5,5—6%. С учётом оптоволоконного пропускания составит 4—5% в начале и 3—4% в конце эксплуатации установки (в зависимости от длины волны), что вполне приемлемо для диагностики СВЛ.

Проведённый анализ деградации оптических элементов СВЛ на основе результатов нейтронных расчётов и экспериментальных данных позволяет сделать вывод о достаточной радиационной стойкости выбранных материалов с учётом места размещения оптических элементов, что позволит обеспечить успешную работу диагностики в течение всего срока эксплуатации ИТЭР. Вместе с этим хотелось бы сделать ряд замечаний.

Первое — экспериментальные данные радиационных испытаний, к сожалению, не в полной мере соответствуют расчётным условиям эксплуатации в ИТЭР как по флюенсам, так и по энергетическому спектру нейтронов и гамма-квантов. Отчасти решить эту проблему могло бы проведение дополнительных испытаний образцов оптоволоконного покрытия в генераторе 14 МэВ нейтронов до флюенса  $10^{13}$  н./см<sup>2</sup>. Основной задачей такого эксперимента должно быть проведение *in-situ* измерений НОП и радиолуминесценции *in-situ*.

Второе — радиационная стойкость элементов во многом определяется качеством стекла, из которого они изготовлены (химической чистотой, количеством структурных дефектов и т.д.). Поэтому крайне важно при изготовлении компонентов диагностики тщательно контролировать качество исходных материалов, соблюдение технологических процессов, а также разработать программу приёмно-сдаточных испытаний. Последняя может включать как радиационные тесты всех типов компонентов, так и тепловые испытания для оптических элементов с покрытием. Кроме того, поскольку эксперименты в гамма-источнике с прерывистым режимом облучения показали, что наводороженное оптоволокно способно почти полностью восстанавливаться между циклами облучения (см. рис. 16), целесообразно смоделировать импульсные нейтронные нагрузки путём периодического включения/выключения нейтронного генератора. Это позволит количественно оценить величину релаксации НОП наводороженного оптоволоконного кабеля в процессе импульсного нейтронного облучения.

Третье — следует подчеркнуть, что экспериментально смоделировать радиационные условия в ИТЭР на существующих установках практически невозможно. Существующая теория радиационных эффектов в оптических средах неплохо объясняет экспериментальные результаты, но не обладает достаточной пред-

сказательной точностью. Реализация проекта ИТЭР предоставит большой объём экспериментальных данных по радиационной стойкости материалов, который, несомненно, найдёт применение как при проектировании термоядерных реакторов будущего, так и в других высокотехнологичных отраслях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные положения работы можно сформулировать следующим образом:

— с помощью численного моделирования на основе метода Монте-Карло рассчитана радиационная обстановка в экваториальном патрубке ИТЭР (ЭП11). Использование в расчётах вторичного источника нейтронов позволило получить данные по радиационной обстановке в портовой ячейке на расстоянии более 20 м от центра плазмы;

— на основе полученных данных по гамма-нейтронным полям в ЭП11 для элементов конструкций, включая диагностическое оборудование, рассчитаны мощность поглощённой дозы и их удельная активность;

— сделан обзор результатов радиационных тестов различных типов стёкол и оптических волокон. Проанализированы причины возникновения радиационных дефектов оптических материалов и их кинетика в радиационных условиях ИТЭР;

— для предполагаемого расположения оптических элементов СВЛ получены оценки изменения их характеристик в конце срока эксплуатации ИТЭР. Оценки сделаны на основе данных по гамма-нейтронным полям и с использованием результатов радиационных тестов. Сделан вывод о том, что в области длин волн от 450 до 700 нм оптика СВЛ успешно прослужит в течение срока эксплуатации ИТЭР;

— для уточнения данных расчётов оптических характеристик в процессе эксплуатации на ИТЭР целесообразно провести тесты на нейтронном генераторе до флюенса  $10^{13}$  н./см<sup>2</sup> при малых потоках нейтронов с энергией 14 МэВ в импульсном режиме.

Работа выполнена в рамках государственного контракта с ГК «Росатом» от 18.01.2023 № Н.4а.241.19.23.1014.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Афанасенко Р.С. и др.** Тепловые нагрузки на узел входного зеркала диагностики СВЛ в экваториальном порту № 12 ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 24—30.
2. **Афанасьев В.И. и др.** Особенности измерения изотопного состава водородных ионов в плазме ИТЭР с помощью диагностики по потокам атомов в условиях инжекции в плазму нейтральных пучков. — Физика плазмы, 2015, т. 41(12), с. 1062.
3. **Вуколов К.Ю. и др.** Особенности применения волоконной оптики в ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 3, с. 14—22.
4. **Петров С.Я. и др.** Особенности конструкции системы диагностики по потокам атомов изотопов водорода для международного термоядерного реактора ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 1, с. 67—79.
5. **Афанасенко Р.С., Вуколов К.Ю., Вуколов Д.К., Морозов А.А.** Роль нейтронных расчётов в разработке оптических диагностик ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 3, с. 5—23.
6. **MCNP** — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, Volume I: overview and Theory. LANL / X-5. Monte Carlo Team. Los Alamos, 1987 (LA\_UR-03-1987).
7. **Wu Y.** CAD-based interface programs for fusion neutron transport simulation FDS Team. — Fusion Engineering and Design, 2009, vol. 84, p. 1987—1992.
8. **Fleming M., Trkov A.** The Fusion Evaluated Nuclear Data Library (FENDL), 2016; <https://www-nds.iaea.org/fendl>.
9. **Fischer U. et al.** Benchmarking of the FENDL-3 Neutron Cross-Section Data Library for Fusion Applications. IAEA Nuclear Data Section Report, INDC(NDS)-0631 (2014); <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0631.pdf>.
10. **Green B.J. and ITER International Team and Participant Teams.** ITER: burning plasma physics experiment. — Plasma Physics and Controlled Fusion, 2003, vol. 45, № 5.
11. **Polunovskiy E.** C-model R181031 (Revision 190110) (ITER\_D\_XEU24H\_v2).
12. **Loughlin M., Taylor N.** Recommendation on Plasma Scenarios. ITER Documentation, ITER\_D\_2V3V8G.
13. **Fleming M. et al.** The FISPACT-II User Manual. UKAEA-R(18)001, Issue January 2018.
14. **Koning A.J. et al.** TENDL: complete nuclear data library for innovative nuclear science and technology. — Nucl. Data Sheets, 2019, vol. 155, p. 1—55.
15. **Афанасенко Р.С. и др.** Радиационные нагрузки на узел входного зеркала диагностики СВЛ в экваториальном порту ИТЭР № 12. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 30—45.
16. **Кеирим-Маркус И.Б.** Эквидозиметрия. — М.: Атомиздат, 1980.
17. **Melnik A.D. et al.** Bench tests of a helium ion source for the neutral particle diagnostic system of the ITER tokamak. — Rev. Sci. Instrum., 2020, vol. 91, p. 123301.

18. **Artemev K.K. et al.** Development of a diamond detector for the ITER diamond neutral-particle spectrometer. — *Instruments and Experimental Techniques*, 2019, vol. 62, № 3.
19. **Арбузов В.И.** Основы радиационного оптического материаловедения. — Санкт-Петербург: СПбГУИТМО, 2008.
20. **Silica** Glass and its Application. Ed. by I. Fanderlik, Elsevier Science Publishers, 1991, p. 252. ISBN: 978-0-444-98755-6.
21. **Немилов С.В.** Оптическое материаловедение: оптические стекла. — Санкт-Петербург: СПбГУИТМО, 2011.
22. **Heraeus** Fused Quartz and Fused Silica for Optical Applications; [https://www.heraeus.com/media/media/hca/doc\\_hca/products\\_and\\_solutions\\_8/optics/Data\\_and\\_Properties\\_Optics\\_fused\\_silica\\_EN.pdf](https://www.heraeus.com/media/media/hca/doc_hca/products_and_solutions_8/optics/Data_and_Properties_Optics_fused_silica_EN.pdf)
23. **Corning** HPFS 7979, 7980, 8655 Fused Silica Optical Materials Product Information; [https://www.glassfab.com/wp-content/uploads/2015/08/HPFS-Product-Brochure-All-Grades-2014\\_02\\_13.pdf](https://www.glassfab.com/wp-content/uploads/2015/08/HPFS-Product-Brochure-All-Grades-2014_02_13.pdf)
24. **ОАО «ММЗ».** Стекло кварцевое оптическое. Технические условия ТУ 5933-030-12617929-98, 1998.
25. **Nurnberg F., Kuhn B., Rollmann K.** Metrology of fused silica. — In: *Proc. SPIE 10014, Laser-Induced Damage in Optical Materials*. 2016, p. 100140F (December 6, 2016).
26. **Marshall C.D., Speth J.A., Payne S.A.** Induced optical absorption in gamma, neutron and ultraviolet irradiated fused quartz and silica. — *J. of Non-Crystalline Solids*, 1997, vol. 212, p. 59—73.
27. **Skuja L.** Optical properties of defects in silica. — In: *Defects in SiO<sub>2</sub> and Related Dielectrics: Science and Technology*. Ed. by G. Pacchioni, L. Skuja, D.L. Griscom. NATO Science Series, vol. 2. Springer, Dordrecht, 2000, p. 73—116.
28. **Orlovskiy I.I., Vukolov K.Yu., Andreenko E.N., Mukhammedzyanov T.R.** Neutron irradiation of modern KU-1 and KS-4V fused silica. — *J. of Nuclear Materials*, 2013, vol. 442, S508—S510.
29. **Martin P., Leon M., Ibarra A., Hodgson E.R.** Thermal stability of gamma irradiation induced defects for different fused silica. — *J. of Nuclear Materials*, 2011, vol. 417, p. 818—821.
30. **Sugie T. et al.** In situ transmissivity measurements of KU1 quartz in the UV range under 14 MeV neutron irradiation. — *J. of Nuclear Materials*, 2002, vol. 307—311, p. 1264—1267.
31. **Islamov A.Kh. et al.** Efficiency of generation of optical centers in KS-4V and KU-1 quartz glasses at neutron and gamma irradiation. — *J. of Nuclear Materials*, 2013, vol. 443, p. 393—397.
32. **Gorshkov A., Orlinski D., Sannikov V., Vukolov K. et al.** Measurement of the radiation resistant fused quartz radioluminescence spectral intensity under irradiation in the pulse nuclear reactor. — *J. of Nuclear Materials*, 1999, vol. 273, p. 271—276.
33. **Ioan M.-R.** Amorphous and crystalline optical materials used as instruments for high gamma radiation doses estimations. — *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 2016, vol. 377, p. 43—49.
34. **Ehrt D., Vogel W.** Radiation effects in glasses. — *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 1992, vol. 65, p. 1—8.
35. **Аппен А.А.** Химия стекла. — Л.: Химия, 1974.
36. **Marzouk S.Y., Ezz-Eldin F.M.** Optical study of Ce<sub>3+</sub> ion in gamma-irradiated binary barium-borate glasses. — *Physica B: Condensed Matter*, 2008, vol. 403, Issue 18, p. 3307—3315.
37. **Arbuzov V.I., Belyankina N.B.** Spectroscopic and photochemical properties of cerium in silicate glass. — *Fiz. Khim. Stekla*, 1990, vol. 16, № 4, p. 593—604.
38. **Orlovskiy I.I., Vukolov K.Yu., Andreenko E.N., Gulyukin M.N.** Neutron irradiation of flint glasses for optics in ITER. — *Nuclear Materials and Energy*, 2018, vol. 15, p. 249—253.
39. **Cohen B.M., Uhlmann R.** Optical and electrical properties of lead silicate glasses. — *J. of Non-Crystalline Solids*, 1973, vol 12(2), p. 177—188.
40. **Bach H., Neuroth N.** The Properties of Optical Glass. — Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1998. 342 p.; ISBN 978-3-642-57769-7.
41. **Orlovskiy I.I., Andreenko E.N., Vukolov K.Yu.** Gamma irradiation of flint glasses for optics in ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2021, vol. 170, p. 112525.
42. **Girard S. et al.** Radiation Effects on Silica-Based Optical Fibers: Recent Advances and Future Challenges. — *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2013, vol. 60, p. 2015—2036.
43. **Gusarov A., Vukolov K.Yu., Orlovskiy I.I., Andreenko E.N.** Radiation induced absorption of hydrogen-loaded pure silica optical fibers with carbon coating for ITER diagnostics. — *Fusion Engineering and Design*, 2020, vol. 151, p. 111356.
44. **Griscom D.L.** Self-trapped holes in glassy silica: basic science with relevance to photonics in space. — In: *Proc. SPIE 8164, Nanophotonics and Macrophotonics for Space Environment*, 31 August 2011, p. 816405.
45. **Nagasawa K., Tanabe M., Yahagi K.** Gamma-ray-induced absorption bands in pure-silica-core fibers. — *Japanese J. of Applied Physics*, 1984, vol. 23, № 12, p. 1608—1613.
46. **Ланин А.В., Голант К.М., Николин И.В.** Взаимодействие молекулярного водорода с легированным кварцевым стеклом сердцевины оптических волокон при повышенных температурах. — *Журнал технической физики*, 2004, т. 74, вып. 12, с. 61—66.
47. **Tomashuk A.L. et al.** Hermetically coated H<sub>2</sub>-containing radiation-resistant optical fibers. — In: *Proc. Photonics for Space and Radiation Environments II*, 2002, vol. 4547.
48. **Vukolov K.Yu., Andreenko E.N., Orlovskiy I.I., Shikalov V.F.** Irradiation test of fiber optics for H-alpha diagnostics in ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 146, Part A, p. 796—799.
49. **Brichard B. et al.** Radiation assessment of hydrogen-loaded aluminium-coated pure silica core fibres for ITER plasma diagnostic applications. — *Fusion Engineering and Design*, 2007, vol. 82, p. 2451—2455.
50. **Toh K. et al.** Optical characteristics of aluminum coated fused silica core fibers under 14 MeV fusion neutron irradiation. — *J. of Nuclear Materials*, 2004, vol. 329—333, p. 1495—1498.
51. **Vaccaro L., Cannas M., Boizot B., Parlato A.** Radiation induced generation of non-bridging oxygen hole center in silica: Intrinsic and extrinsic processes. — *J. of Non-Crystalline Solids*, 2007, vol. 353, p. 586—589.
52. **Morana A. et al.** Influence of neutron and gamma-ray irradiations on rad-hard optical fiber. — *Optical Materials Express*, 2015, vol. 5, Issue 4, p. 898—911.
53. **Bisyarin M.A. et al.** Radiation-induced loss of silica optical fibres with fluorine-doped cladding. — *Materials Research Express*, 2019, vol. 6, № 2.

54. Орловский И.И., Вуколов К.Ю. Радиационная стойкость диэлектрических зеркал под гамма-облучением. — В сб.: 7-я Международная конференция по инженерным проблемам термоядерных реакторов (ИПТР-7). Санкт-Петербург, Россия, 2002; [https://www.researchgate.net/publication/370498725\\_Radiacionnaa\\_stojkost\\_dielektriceskih\\_zerkal\\_pod\\_gamma-oblucenim](https://www.researchgate.net/publication/370498725_Radiacionnaa_stojkost_dielektriceskih_zerkal_pod_gamma-oblucenim).
55. Orlovskiy I., Vukolov K.Yu. Thermal and neutron tests of multilayered dielectric mirrors. — *Fusion Engineering and Design*, 2005, vol. 74, p. 865—869.
56. Leonard K.J., Jellison G.E., Kiran Kumar N.A.P., Snead L.L. The role of microstructure on the optical performance of neutron irradiated dielectric mirrors. — *J. of Nuclear Materials*, 2014, vol. 44, p. 281—290.
57. Orlovskiy I. et al. Thermal testing of the first mirror unit mock-up for H-alpha and visible spectroscopy in ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2015, vol. 95—96, p. 899—902.
58. Orlovskiy I. et al. Testing of sandwich molybdenum mirrors with radiative cooling for H-alpha and Visible Spectroscopy in ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2017, vol. 123, p. 1011—1014.
59. Рогов А.В., Капустин Ю.В., Мартыненко Ю.В. Влияние облучения низкоэнергетическими ионами гелия на спектральный коэффициент отражения монокристаллических молибденовых зеркал. — *Журнал технической физики*, 2021, т. 91, вып. 9, с. 1369—1375.
60. Оптические покрытия TYDEX; [https://www.tydexoptics.com/pdf/ru/Optical\\_Coatings\\_ru.pdf](https://www.tydexoptics.com/pdf/ru/Optical_Coatings_ru.pdf).
61. Pak S., Maquet P. Appendix C1 — Technical Specifications for AR Coating Fused Silica Windows. ITER Documentation, ITER\_D\_UXJXDT.
62. Pak S., Pince L., Veshchev E., Zuibeta Lupo R.J. Interface Sheet Between PBS.55.NW (Window Assemblies) and PBS.55.E2 (H-Alpha and Visible Spectroscopy). ITER documentation, ITER\_D\_SRGNTR.
63. Vukolov K.Yu. Fiber optics for plasma diagnostics in ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2017, vol. 123, p. 919—922.



Константин Юрьевич Вуколов, заместитель начальника отдела, д.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор; Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, 105505 Москва, 2-я Бауманская ул. 5, стр. 1, Россия  
Vukolov\_KY@nrcki.ru



Евгений Николаевич Андреевко, н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; инженер 2-й категории; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Andreenko\_EN@nrcki.ru



Роман Станиславович Афанасенко, инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Илья Игоревич Орловский, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; инженер 1-й категории; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Orlovskiy\_ii@nrcki.ru



Роман Николаевич Родионов, с.н.с.; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060 Москва, ул. Расплетина 11, корп. 2, Россия  
R.Rodionov@iterrf.ru

Статья поступила в редакцию 27 июня 2023 г.

После доработки 4 июля 2023 г.

Принята к публикации 5 июля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 3, с. 11—31.

УДК 621.039.68

## ПРОБЛЕМЫ БЕЗОПАСНОСТИ И ПОДХОДЫ К РАЗРАБОТКЕ РЕГУЛИРУЮЩИХ ДОКУМЕНТОВ ДЛЯ ЛИЦЕНЗИРОВАНИЯ УСТАНОВОК УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

С.А. Богатов<sup>1</sup>, А.М. Киркин<sup>2</sup>, А.В. Курындин<sup>2</sup>, И.И. Линге<sup>1</sup>, А.В. Приходько<sup>1</sup>, С.В. Синегрибов<sup>2</sup>, В.И. Шпиньков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФГБУН «Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН», Москва, Россия

<sup>2</sup>ФБУ «Научно-технический центр по ядерной и радиационной безопасности», Москва, Россия

В рамках реализации федерального проекта «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий» планируется создание термоядерных установок, представляющих радиационную опасность и требующих лицензирования. В настоящее время проводится разработка нормативной документации для регулирования безопасности установок управляемого термоядерного синтеза (УУТС). В статье рассматриваются некоторые проблемные вопросы, возникающие при обосновании безопасности УУТС: распределение радионуклидов по установке, радиационная безопасность при эксплуатации, образование и обращение с радиоактивными отходами, остаточное тепловыделение, blankets гибридных УУТС. При недостатке опыта эксплуатации УУТС необходим дифференцированный и итерационный подход к обоснованию их безопасности, где на начальном этапе предполагается определение максимально возможных целей и функций безопасности и использование простых консервативных оценок типа метода «наихудшего события». Данный подход не должен существенно ужесточить требования к размещению и ограничить функционал первых экспериментальных маломощных УУТС. Консерватизм подходов к оценкам и обоснованию безопасности должен уменьшаться по мере накопления опыта эксплуатации реальных УУТС. Для более полной идентификации потенциально возможных аварий УУТС целесообразно использование методов системного анализа. Для ГРУ, объединяющих в себе факторы опасности реакторов деления и термоядерных реакторов, необходимо более точно определить их функциональное назначение и принципиальные технические решения. Урановое и плутониевое топливо, получаемое в термоядерных установках, будет обладать повышенной радиоактивностью.

**Ключевые слова:** установка управляемого термоядерного синтеза, цели и функции безопасности, радиационная безопасность, радиоактивные отходы, остаточное тепловыделение, blanket, гибридные термоядерные установки, регулирование безопасности.

## SAFETY PROBLEMS AND APPROACH TO DEVELOPMENT OF REGULATIONS FOR FUSION FACILITIES LICENSING

S.A. Bogatov<sup>1</sup>, A.M. Kirkin<sup>2</sup>, A.V. Kuryndin<sup>2</sup>, I.I. Linge<sup>1</sup>, A.V. Prihodko<sup>1</sup>, S.V. Sinegribov<sup>2</sup>, V.I. Shpinkov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Nuclear Safety Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Scientific and Engineering Centre for Nuclear and Radiation Safety, Moscow, Russia

Hazardous and license requiring fusion facilities are planning to be developed in framework of federal project «Development of fusion technologies and innovative plasma technologies». Safety Regulations for these facilities are being developed as well. The article reviews some safety problems for fusion facilities, those are radionuclides spreading over facility, operation safety, radioactive waste generation and management, residual heat generation, blankets of hybrid fusion facilities. Due to the lack of experience of fusion facilities operation, graded and iterative safety approach requires. At the initial stage of fusion facilities design, the most full scope of safety objectives and safety functions shall be proposed, simple conservative assessments like “worst case accident” shall be implemented. This approach shall not significantly make hard the requirements to location and restrict functionality of the first experimental and low-powered facilities. Safety assessments and substantiations shall be less conservative as operation experience for real facilities accumulates. To identify possible accidents better, it is desirable to implement methods of system-theoretic process analysis. It is necessary to define better the functionality and principal technical approaches for hybrid fusion facilities combining hazards of fission and fusion reactors. Uranium and plutonium fuel produced by fusion facilities will have increased radioactivity.

**Key words:** fusion facility, safety objective, safety function, radiation safety, radioactive waste, residual heat, blanket, hybrid fusion facility, safety regulation.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-3-32-46

### ВВЕДЕНИЕ

Работа проводится в рамках НИР «Разработка законодательной и нормативной базы в области использования атомной энергии, включая новые типы ядерных установок, термоядерные и гибридные сис-

темы» федерального проекта №3 (ФП-3) «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий».

Как и для любой новой деятельности, где должны быть решены проблемы безопасности, данной работе свойственно определённое противоречие. С одной стороны, разработка установок управляемого термоядерного синтеза (УУТС) должна опираться на соответствующую нормативную базу (пока отсутствующую). С другой стороны, эта нормативная база должна быть разработана для установок, даже прототипы которых в настоящее время отсутствуют. Имеющийся опыт разработок маломощных исследовательских установок полезен, но недостаточен для решения вопросов безопасности более мощных УУТС. В значительной степени вопросы практической безопасности УУТС должны быть решены при эксплуатации международного экспериментального термоядерного реактора (ИТЭР). Однако первые опыты с нерадиоактивной плазмой планируется начать в конце 2025 г., а выход на проектную мощность с дейтерий-тритиевой (DT) плазмой — лишь к 2035 г. [1, 2].

По-видимому, первой реальной УУТС в России с использованием нейтронной плазмы с DD- и DT-реакциями будет установка токамак реакторных технологий (ТРТ), сооружение которой запланировано в рамках ФП-3. Завершение строительства установки ожидается в 2035 г., декларируемая термоядерная мощность ТРТ 40 МВт должна поддерживаться в течение примерно 10 с [3].

Ситуация осложняется ещё и тем, что в отличие от УУТС, использующих только энергию термоядерного синтеза, одним из приоритетных направлений в РФ являются гибридные реакторные установки (ГРУ), где «термоядерная» часть используется как источник высокоэнергетических нейтронов для подкритической активной зоны, содержащей делящиеся и/или сырьевые нуклиды. ГРУ в значительной степени объединяют факторы опасности УУТС и «обычных» реакторов деления. В [4] появление ГРУ термоядерной мощностью 40 МВт с активной зоной деления мощностью до 400 МВт (ДЕМО-ТИН) ожидается в 2033 г.

Таким образом, время до появления «опасных» УУТС ещё есть. За это время могут появиться новые технологии, которые должны быть учтены в документах, регулирующих безопасность УУТС. С другой стороны, чтобы эти новые установки появились через 10 лет, их проекты должны начать разрабатываться уже сейчас.

В данной статье авторы попытались лишь обозначить некоторые проблемные вопросы регулирования безопасности УУТС применительно к их разработке в РФ и на их основе сформулировать своё видение первых версий основополагающих нормативных документов (НД) по безопасности УУТС.

В рамках журнальной статьи невозможно сколько-нибудь полно осветить все проблемные вопросы, поэтому в данной статье будут кратко рассмотрены некоторые видимые проблемы в обеспечении безопасности УУТС, предложения по их учёту при разработке НД, также вопросы выбора приоритетной(ых) концепции(й) ГРУ в РФ.

## МЕТОДЫ ОЦЕНОК БЕЗОПАСНОСТИ ПРИ ЛИЦЕНЗИРОВАНИИ УУТС

Основная задача лицензирования установки как процесса установления её соответствия действующим нормативным требованиям — количественная оценка рисков, связанных с УУТС, и их сравнение с установленными для них пределами. Причём для оценок новых, потенциально опасных технологий, связанных с УУТС, на первом этапе лицензирования особо важно показать адекватность таких оценок в условиях тяжёлых аварий.

В современных подходах количественные критерии радиационной безопасности устанавливаются в соответствии с концепцией глубокоэшелонированной защиты (ГЭЗ) [5] и дополняются вероятностями реализации. Интересно отметить, что при данном подходе категория события (нарушение нормальной эксплуатации, проектная или запроектная авария) определяется его вероятностью. Для экспериментальных термоядерных установок (ТЯУ) переходные режимы, например, срывы плазмы, будут достаточно частым явлением, относящимся скорее к категории «нарушение нормальной эксплуатации» или даже к

«нормальной эксплуатации». Обсуждаемый в настоящее время вариант критериев радиационной безопасности УУТС [6] приведён в таблице.

**Предварительный вариант критериев радиационной безопасности УУТС и их соответствие уровням  
глубокоэшелонированной защиты [6]**

| Состояние установки*, МАГАТЭ                             |   |  |   |
|--|---|--|---|
| Нормальная эксплуатация<br>(Normal operation)            | Предполагаемые события при<br>эксплуатации (Anticipated<br>operational occurrences) | Проектные аварии<br>(Design basis accidents)   | Расширение проектных<br>условий (Design extension<br>conditions)                          |
| Состояние установки*, Российские НД                      |   |  |   |
| Нормальная эксплуатация                                  | Нарушения нормальной<br>эксплуатации  | Проектные аварии   | Запроектные аварии  |
| Уровень ГЭЗ  |   |  |   |
| 1, 2   | 3   | 4  | 5   |
| Вероятность $P$ , год <sup>-1</sup>                      |   |  |   |
| $P \geq 10^{-2}$   | $10^{-6} \leq P < 10^{-2}$  |  | $P < 10^{-6}$   |
| Критерий, население                                      |   |  |   |
| Установленная квота, мЗв/год<br>(п. 4.6 СПП ПУАП-03 [9]) | 5 мЗв (п. 18.24 СПП ПУАП-03<br>[9])   | 50 мЗв (взято на основе пре-<br>дотвращаемой дозы при эва-<br>куации,<br>табл. 6.3. НРБ-99/2009 [7]) | Отсутствие пороговых<br>эффектов, ограничение<br>последствий<br>во времени и пространстве |
| Персонал   |   |  |   |
| 20 мЗв/год<br>(НРБ-99/2009 [7])                          | 50 мЗв (п. 3.1.3 НРБ-99/2009<br>[7], п. 18.24 СПП ПУАП-03<br>[9])                   | До 100—200 мЗв/аварию (на<br>основе п. 3.2.2 НРБ-99/2009<br>[7])                                     | Отсутствие пороговых эффек-<br>тов, ограничение последствий<br>во времени и пространстве  |

\*Соответствие состояний установки по документам МАГАТЭ и НД Российской Федерации является приближенным, однако достаточным для целей данной статьи.

Приведённые критерии существенно жёстче, чем приведённые в НРБ-99/2009 [7], и рассматриваются в качестве аналога «контрольных уровней» ОСПОРБ-99/2010 [8] при проектировании УУТС. Соответствие проекта УУТС предложенным критериям автоматически означает соответствие документам верхнего уровня типа НРБ-99/2009. Так, например, предлагаемый дозовый критерий облучения населения при проектных авариях (5 мЗв) при вероятности их реализации  $10^{-2}$  год<sup>-1</sup> (см. таблицу) и коэффициенте радиационного риска  $0,057 \text{ Зв}^{-1}$  из [7] соответствует значению обобщённого риска  $2,85 \cdot 10^{-6}$  при его граничном значении в [7]  $10^{-5}$  год<sup>-1</sup>. Аналогичное значение обобщённого риска для персонала при проектных авариях  $50 \text{ мЗв} \cdot 10^{-2} \text{ 1/год} \cdot 4,2 \cdot 10^{-2} \text{ Зв}^{-1} = 2,1 \cdot 10^{-5}$  год<sup>-1</sup> при его граничном значении в [7]  $2 \cdot 10^{-4}$  год<sup>-1</sup>. В обоих случаях коэффициенты обобщённого риска, вытекающие из значений в таблице, не превышают установленные НРБ-99/2009. Соответствие УУТС показателям радиационной безопасности при лицензировании должно проводиться на основе документов верхнего уровня типа [7].

При необходимости приведение УУТС в соответствие с критериями радиационной безопасности при проектировании возможно тремя путями или их комбинацией:

- уменьшение содержания и возможностей накопления радиоактивных веществ, способных к выходу за пределы физических барьеров;
- совершенствование надёжности компонентов УУТС и систем безопасности, снижающих вероятность и/или последствия радиоактивных выбросов;
- совершенствование (снижение консерватизма) методов оценки последствий радиоактивных выбросов и излучений.

Первые два пункта относятся к проектной организации, но последний пункт — также и к компетенции надзорных органов. Остановимся подробнее на методах оценки, которые включают:

- метод наихудшего события;
- метод исходных событий;
- вероятностный анализ безопасности;
- методы системного анализа.

В методе наихудшего события (МНХ) [10] лицо, производящее оценку (аналитик) выбирает комбинацию исходных параметров и предположений, приводящих к наихудшим радиационным последствиям,

не рассматривая вероятности реализации подобных комбинаций, влияния систем безопасности и противоаварийных мероприятий. В зависимости от информации о метеоусловиях и размерах площадки могут использоваться скорректированные по реальным условиям данные. Результаты подобного анализа существенно зависят от субъективных подходов аналитика. Проиллюстрируем метод наихудшего события для оценок выбросов трития в самых консервативных предположениях, даже при отсутствии требуемой информации о площадке (текущая ситуация с ГРУ).

Выброс трития  $M_{rel}$  в зависимости от допустимой активности, поступающей в организм,  $M_{exp}$  можно в самом простом случае консервативно оценить по соотношению

$$M_{rel} = M_{exp} \left( \frac{\chi}{Q} R \right)^{-1}, \quad (1)$$

где  $\chi/Q$  — атмосферный фактор разбавления,  $c/m^3$ ;  $R$  — скорость дыхания,  $m^3/сут$ . В соответствии с параметрами из [7, 11, 12] для «наихудших» атмосферных параметров по формуле (1) для границы промплощадки (100 м от источника) можно оценить, что соответствующие аварийным дозам 5 мЗв или 50 мЗв (см. таблицу) значения выбросов трития  $M_{rel}$  составляют 0,06 и 0,6 г соответственно.

Метод исходных событий (МИС), где учитываются конструктивные особенности УУТС и рассматриваются реально возможные аварии (без учёта вероятностей их реализации), даёт существенно меньшие по сравнению с МНХ значения ожидаемых доз при тех же выбросах. Так, полученная для ИТЭР при примерно тех же критериях радиационной безопасности допустимая масса трития в вакуумной камере составила 1 кг в форме тритированной воды НТО [13].

Анализ безопасности с идентификацией исходных событий для будущих энергетических реакторов с термоядерной мощностью 2—3 ГВт и разными конструкциями тритийвоспроизводящего blankets проводился в европейских проектах SEAFP (Safety and Environmental Assessment of Fusion Power), SEIF (Safety and environmental impact of fusion), PPCS (European Power Plant Conceptual Study) [14, 15—18]. Полученные по методу исходных событий допустимые массы трития составили ~1 кг в форме НТО и ~10 кг в форме активированной пыли.

Вероятностный анализ безопасности (ВАБ) является продолжением детерминистического анализа, где включение или исключение рассмотрения исходных событий и их последствий в проекте УУТС проводится на качественном уровне. ВАБ направлен на ранжирование выявленных исходных событий и их последствий по влиянию на безопасность УУТС на основе вероятности их реализации [19, 20].

ВАБ является наиболее реалистичным методом оценок риска, позволяет выявить наиболее уязвимые элементы установки и снизить степень консерватизма. Например, ряд сценариев, рассмотренных в МИС после количественных оценок их вероятностей и дозовых последствий, будут иметь значения обобщённого риска<sup>1</sup> меньше допустимого и не будут рассматриваться в проекте УУТС. В более наглядном представлении может использоваться кривая «вероятность—последствия», разделяющая области приемлемых и неприемлемых исходных событий на основании их вероятности и ожидаемых доз. В качестве примера на рис. 1 показана кривая вероятность—последствия из [21]. Если при анализе какое-либо

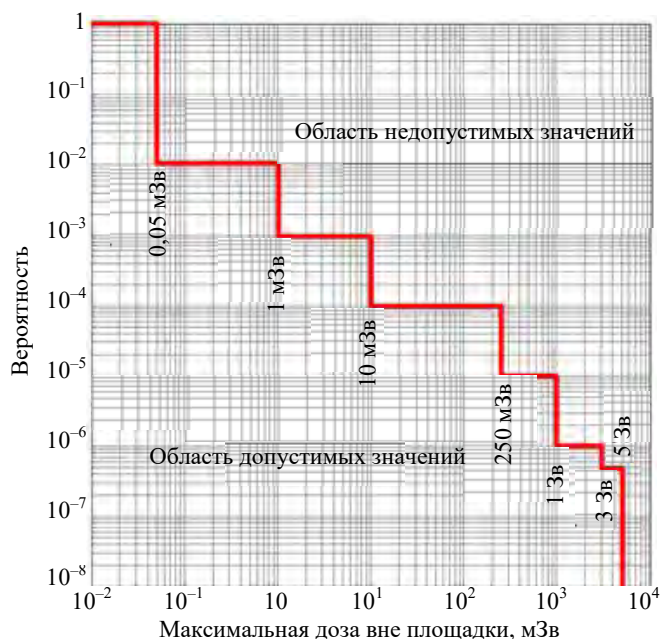


Рис. 1. Кривая вероятность—последствия, определяющая области допустимых и недопустимых исходных событий (по рекомендациям [21])

<sup>1</sup> Обобщённый риск — произведение вероятности события, приводящего к облучению, и вероятности смерти, связанной с облучением. Последняя величина оценивается как произведение полученной дозы [Зв] на коэффициент радиационного риска [Зв]<sup>-1</sup> [7].

событие попадает в «недопустимую» область, надёжность системы или элемента УУТС, отказ которых является исходным событием, может быть повышена (например, путём назначения более высокого класса безопасности) или предусмотрена дополнительная система безопасности, ограничивающая вероятность реализации или смягчающая последствия исходного события.

В настоящее время начата работа по сбору информации для оценок вероятностей аварий для ИТЭР [22, 23], однако полноценный ВАБ для ИТЭР — дело будущего.

К недостаткам ВАБ можно отнести его сложность, повышающая трудозатраты проектантов и надзорных органов, остающийся субъективизм в выборе перечня аварий в проекте, вероятности их исходных событий (ИС), а главное — отсутствие фактической информации и опыта эксплуатации УУТС, сходных с проектируемыми установками.

Методы системного анализа направлены на выявление и управление рисками при взаимодействии сложных систем (включая действия оператора), а безопасность обеспечивается идентификацией и наложением ограничений на данные взаимодействия. Данные методы направлены скорее на обеспечение безопасности, рассматриваемой как внутренне присущее свойство системы, а не только как попытки повышения безопасности за счёт применения в конструкции физических барьеров, систем безопасности или разработки планов аварийного реагирования. Объём данной статьи не позволяет сколь-либо подробно останавливаться на подобных методах, тем более, что пока они формально не используются в регулировании безопасности ядерных установок. В качестве примера можно привести теоретико-системный анализ процессов (STPA — System-Theoretic Process Analysis) [24] и документ [25], разработанный для анализа безопасности реакторов деления IV поколения<sup>2</sup>, где для начальных этапов проектирования рекомендуются качественные методы для выработки основных положений безопасности реакторов (например, таблица идентификации и ранжирования событий (phenomena identification ranking table — PIRT), дерево достигаемых целей (objective provision tree — OPT) и т.п.).

Обобщая раздел по методам оценки, можно отметить, что реалистичность оценок существенно возрастает по мере применения методов от МНХ до ВАБ. Так, например, в [26] приведены оценки радиационных последствий выбросов трития из гипотетического термоядерного реактора мощностью 525 МВт перечисленными методами. Оценки по массе выброшенного трития и ожидаемым дозам на население в зависимости от применяемого метода отличались более чем на два порядка величины, а ряд событий, рассматриваемых как проектные аварии, перешли в «допустимую» область (см. рис. 1) с учётом их ожидаемой вероятности<sup>3</sup>.

Следует также отметить, что повышение реалистичности оценок требует очень большого объёма исходной информации, включая детальную проработку проекта, наличие вероятностей отказов для ВАБ и непропорционального увеличения трудозатрат на проведение оценок как проектантов, так и надзорных органов. Очевидно, что полноценное проведение ВАБ для УУТС пока невозможно из-за отсутствия фактической информации по вероятностям отказов систем и элементов УУТС.

## ПРОБЛЕМЫ ОБОСНОВАНИЯ БЕЗОПАСНОСТИ УУТС

В настоящее время практический опыт работы с относительно большими объёмами радиоактивной DT-плазмы имеется для токамаков TFTR [29] (в настоящее время демонтирован) и JET [30—32]. На последней установке в конце 2021 г. достигнута рекордно долгая работа на DT-плазме — за 5 с было произведено 59 МДж термоядерной энергии (средняя мощность ~12 МВт). Однако проработает эта установка лишь до конца 2023 г. [32]. Для сравнения, российская установка ДЕМО-ТИН (~2033 г.) должна работать на термоядерной мощности 40 МВт до 1000 с [33]. Большой опыт должен быть накоплен при эксплуатации ИТЭР. Но, как уже упоминалось, начало его работы на DT-плазме (термоядерная мощность несколько сот МВт с длительностью импульса сотни секунд) предполагается не ранее 2035 г., а

<sup>2</sup> Термин относится к энергетическим установкам, включая реакторы с жидкометаллическим, жидкосолевым и газовым теплоносителем, которые должны обладать повышенной надёжностью, экономичностью, безопасностью, физической защитой, а также противодействовать распространению ядерно-опасных материалов. Запуск планируется в 2030 г. [27, 28].

<sup>3</sup> Автор [26] отмечает, что оценки носили иллюстративный характер.

полученный опыт не может быть непосредственно «масштабирован» на энергетические УУТС и тем более на ГРУ.

Планируемые в ближайшее время экспериментальные установки, например, токамак T15-МД, не предназначены для работы с плазмой в нейтронных режимах [34]. Токамак ТРТ, хотя и предусматривает работу с дейтериевой, дейтерий-третиевой плазмой и третиевый комплекс [3], но в минимальных количествах.

Появление относительно мощных УУТС (ИТЭР [2] и ДЕМО-ТИН [33]) ожидается не ранее 2035 г.

Далее приведены некоторые видимые в настоящее время проблемы, относящиеся к безопасности УУТС.

**Распределение радионуклидов в УУТС и функция источника.** Для определения выхода радионуклидов за физические барьеры необходимо знать их распределение по системам и элементам УУТС. Особенно это важно для трития, пыли, содержащей продукты активации материалов УУТС и активированных продуктов коррозии в теплоносителе. В настоящее время, особенно при неопределённости конструкций УУТС даже на уровне эскизных проектов, количественные оценки распределения активности, определяющие источники выбросов и сбросов, затруднены.

Такие процессы, как срывы плазмы и эрозия поверхности первой стенки (ПС) вакуумной камеры (ВК), диффузия трития в материалы и его выход при отжиге поверхности ВК или коррозия трубопроводов циркуляции теплоносителя, не могут быть определены по существующим УУТС.

Для ИТЭР максимальное содержание трития (1 кг в ВК и 3—4 кг на всей площадке) и активированной пыли (1 т) определялось, в основном, из анализа максимально консервативных исходных событий и их наложения [13]. В ИТЭР должны быть установлены соответствующие датчики и периодически проводиться операции по механическому удалению пыли и отжигу поверхностей ПС для удаления трития из ВК. В мощных УУТС безопасность должна обеспечиваться, в основном, физическими барьерами и системами безопасности, как, например, в EU DEMO [35].

Для новых исследовательских УУТС можно использовать масштабирование данных по ИТЭР [15] с поправками на мощность, размеры, длительность импульса и т.п., но лишь в качестве предварительных оценок. Необходимы новые целевые исследования, призванные уменьшить неизбежный консерватизм оценок.

**Радиационная безопасность (РБ) при эксплуатации.** РБ персонала должна соответствовать существующим нормативам и будет обеспечиваться в проектах УУТС. Пока лишь отметим одну из особенностей УУТС — мощности дозы от активированных конструкций сразу после останова УУТС, работавшей с нейтронной плазмой, очень велики и требуют дистанционного обращения при замене или ремонте внутрикамерных компонентов (ВКК). В связи с отсутствием готовых, проверенных технологий при работе дистанционных систем возможны многочисленные отказы и/или непредвиденные утечки радиоактивных веществ (РВ). Всё это может привести к повышенному облучению персонала.

Следует отметить, что УУТС с достаточно большими значениями тока (начиная с десятых МА) могут являться опасными источниками тормозного и фотонейтронного излучения при срывах плазмы и возникновении эффекта «убегающих электронов» [36].

Уже после выпуска предварительного отчёта по обоснованию безопасности [13] для ИТЭР была определена дополнительная цель безопасности — минимизация облучения персонала, что было связано с технологическими трудностями и недостаточной отработанностью технологий дистанционной замены/ремонта отдельных элементов внутри ВК [37].

Для будущего EU DEMO основное облучение персонала ожидается при ремонте/замене модулей blankets [35].

**Образование и обращение с радиоактивными отходами (РАО).** В одной из ранних работ [38] одна из целей безопасности верхнего уровня для УУТС, предназначенных для производства электроэнергии, формулировалась как «Радиоактивные отходы, образующиеся при эксплуатации УУТС, не должны требовать изоляции от окружающей среды в течение геологических масштабов времени и, таким образом, не должны являться бременем для будущих поколений». Возможно, в настоящее время данная цель может быть достигнута для относительно маломощных экспериментальных УУТС. Однако для УУТС с термоядерной мощностью, начиная с ~1 ГВт, требование предотвращения необходимости геологического захоронения РАО, особенно при выводе их из эксплуатации, при имеющихся конструкционных материалах, приемлемых временах выдержки и существующей практике обращения с РАО, выглядит в настоящее время нереализуемым.

В работах [39—41] рассмотрена активация ВК, модулей бланкета и дивертора проектируемого реактора EU DEMO с термоядерной мощностью 2 ГВт после работы в течение 22 лет, включая три останова общей длительностью около 3,8 лет на замену модулей бланкета и дивертора. Основным конструкционным материалом для модулей бланкета и дивертора считалась сталь EUROFER, для ВК — нержавеющая сталь SS316 с уменьшенным содержанием активируемых примесей («качества ИТЭР»). Результаты существенно отличаются в зависимости от четырёх рассмотренных вариантов тритийвоспроизводящих модулей бланкета, детализации модели по числу расчётных ячеек и ожидаемых концентраций активируемых микропримесей в конструкционных материалах, но основные выводы сводятся к тому, что:

- ни один из рассмотренных материалов не относится к высокоактивным РАО с высоким тепловыделением (РАО класса 1 согласно [42]), требующим геологического захоронения;
- модули бланкета и дивертора в течение сотен/тысяч лет будут относиться к категории средне- или высокоактивных РАО (САО/ВАО или РАО класса 2 согласно [42]), также требующих геологического захоронения. Уменьшить количество САО можно при разборке модулей с извлечением менее активных фрагментов, однако демонтаж модулей будет возможен после выдержки не менее десятков лет;
- большая часть материалов ВК будет относиться к категории низкоактивных отходов (НАО), допускающих приповерхностное захоронение после выдержки около 1 года.

То есть для УУТС, предназначенных для производства термоядерной энергии:

- полностью избежать глубинного геологического захоронения РАО УУТС (по крайней мере, пока) не удаётся;
- большая часть материалов ВК и часть ВКК УУТС после соответствующей выдержки могут быть размещены в приповерхностных пунктах захоронения радиоактивных отходов (ПЗРО) как НАО;
- время выдержки до частичной разборки, отнесения к НАО и захоронения РАО УУТС может достигать десятков—сотен лет. При этом необходимо учитывать, что практически все эти материалы будут содержать тритий, потенциально способный к эманации, что существенно усложнит условия безопасной «выдержки» РАО.

После вывода из эксплуатации и выдержки 100 лет наведённая активность конструкций EU DEMO всё ещё в 20—50 раз будет превышать ожидаемую активность активированных конструкций ИТЭР [43].

Для компонентов УУТС, требующих геологического захоронения, по возможности необходимо извлечь долгоживущие радионуклиды, чья доля пренебрежимо мала в общей массе материала. Так, по оценкам [35] для EU DEMO, в 484—560 тоннах бериллия масса наиболее опасных нуклидов (примесей урана и кобальта) составляет 3—4 кг. Однако для 1960 т вольфрама масса долгоживущих нуклидов составляет 56 т, поскольку в данном случае активация определяется изотопами самого вольфрама ( $^{181}, ^{185}\text{W}$ ).

По-видимому, использование мощных УУТС может потребовать пересмотра существующих практик обращения с РАО, включая переработку (детритизацию, обезуглероживание, переплавку и т.п.) и специальные меры, направленные на уменьшение в конструкционных материалах примесей, определяющих, в большинстве случаев, нейтронную активацию.

**Тепловыделение.** Для будущих мощных УУТС становится актуальным теплоотвод от энергонапряжённых конструкций, систем и элементов, включая ПС, дивертор, бланкеты, ВК, лимитеры и, возможно, иные ВКК. Тепло, в основном, образуется как в результате радиоактивного распада нуклидов в конструкциях (третий, продукты активации и продукты деления (ПД) и делящиеся изотопы в ГРУ), так и в результате взаимодействия материалов с проникающим нейтронным и, в меньшей степени, гамма-излучением. Теплоотвод от ВКК может обеспечиваться как пассивными, так и активными методами. Одной из задач теплоотвода является поддержание температур, обеспечивающих достаточное удержание трития и нормальное функционирование ВКК и самой ВК, а также поддержание их структурной целостности для предотвращения утечек радионуклидов.

Энергетические УУТС, начиная с DEMO, будут иметь остаточное тепловыделение примерно на порядок больше, чем ИТЭР [44], соизмеримое с реакторами деления той же мощности [45].

Однако даже для ИТЭР рассмотрение аварии с потерей теплоносителя ВК в одной петле охлаждения ПС и потерей циркуляции во всех оставшихся контурах привело к необходимости ввода воздуха в криостат через три дня после аварии для предотвращения перегрева ВКК [46, 47]. В результате криостат в ИТЭР перестал рассматриваться в качестве одного из основных физических барьеров безопасности.

Функцию безопасности (ФБ) «Обеспечение теплоотвода в процессе работы и остаточного тепловыделения материалов УУТС» предлагается на данном этапе отнести к основным ФБ УТС (см. далее).

**Бланкеты деления ГРУ.** Бланкеты деления ГРУ, особенно являющиеся «размножителями нейтронов», в первом приближении можно рассматривать как подкритические стенды. Бланкеты в составе УУТС для наработки топлива реакторов деления должны удовлетворять не только требованиям к УУТС, но и требованиям ядерной безопасности. При разработке требований безопасности для гибридных УУТС возможно использование ряда требований существующих нормативных документов [48—50], а наличие в УУТС активной зоны деления является основанием её классификации как ядерной установки.

Подкритичность бланкетов с делящимися изотопами в значительной степени снимает проблемы управления реактивностью и даёт возможность при соответствующих матрицах достигать очень больших глубин выгорания топлива. Однако «расплатой» за это будут проблемы с обращением и захоронением ОЯТ бланкетов — «размножителей нейтронов», отличающихся от «обычного» ОЯТ из-за более жёсткого спектра нейтронов.

**Объекты инфраструктуры для установок УТС.** При рассмотрении вопросов обеспечения безопасности УУТС с термоядерным источником нейтронов нельзя обойти вниманием тот факт, что при любом варианте их реализации потребуются сооружение объектов обеспечивающей инфраструктуры, которые сами по себе будут представлять дополнительную радиационную опасность. Так, на площадке ИТЭР находятся тритиевый комплекс, комплекс горячих камер и хранилище РАО [13], которые дополняют здание токамака и сами представляют радиационную опасность. Любая установка, работающая на D—T-реакции, требует организации специализированной инфраструктуры тритиевого топливного цикла. В зависимости от мощности и энерговыработки специального обращения с тритием может потребоваться и установка с DD-плазмой за счёт канала реакции  $D(D, p)T$ .

При выводе из эксплуатации токамака TFTR именно элементы инфраструктуры хранения и подачи трития оказались наиболее радиационно-опасными и потребовали переклассификации установки с повышением класса её опасности уже в процессе вывода из эксплуатации [51].

Для ГРУ потребуются сооружение дополнительных объектов, обеспечивающих обращение с делящимися нуклидами. При этом необходимо отметить, что для ториевого топливного цикла (см. далее) потребуются создание в промышленном масштабе всей инфраструктуры от добычи и переработки монацитовых руд до объектов захоронения специфичных для данного топливного цикла РАО.

## ВЫБОР ПРИОРИТЕТНОЙ(ЫХ) КОНЦЕПЦИИ(Й) ГРУ В РФ

Среди возможных концепций ГРУ на основе токамаков<sup>4</sup> в настоящее время рассматриваются [52, 53] ядерная электростанция, трансмутатор, наработчик топлива для реакторов деления или их комбинация.

Недостатками ГРУ-электростанции, как пока и всех «чисто энергетических» УУТС, являются сложности с поддержанием постоянной термоядерной мощности в течение достаточно долгого времени, радиационная стойкость материалов и простои, связанные с ремонтом и заменой внутрикамерных компонентов (ВКК) [54, 55]. Всё это снижает коэффициент использования установленной мощности для УУТС. Присутствуют и проблемы, свойственные и «классическим» реакторам деления, среди которых стоит упомянуть топливные матрицы, высокую радиотоксичность и остаточное энерговыделение для отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) с большой глубиной выгорания, сложности с его переработкой или захоронением. В любом случае создание коммерчески привлекательной энергопроизводящей ГРУ — вопрос не очень близкого будущего (~2050 г. [4]).

При использовании подкритических бланкетов, где происходит трансмутация (дожигание) минорных актинидов (МА), происходит генерация максимального числа свободных нейтронов, отсутствующих в тепловых реакторах и ограниченных в быстрых реакторах проблемами безопасности и снижением запаса реактивности. По оценкам [4, 56], гибридная установка с термоядерной мощностью ~40 МВт и подкритическим бланкетом с МА, производящая  $\sim 10^{19}$  термоядерных нейтронов в секунду, способна

<sup>4</sup> УУТС с инерциальным, или комбинированным УУТС с магнитно-инерциальным удержанием плазмы имеют существенно более низкую по сравнению с токамаками степень технической проработки для промышленной реализации и в данной статье не рассматриваются.

вырабатывать тепловую энергию с мощностью сотни МВт с самообеспечением и наработкой «свободного» тритиевого топлива  $\sim 2$  кг/год. При этом сжигается  $\sim 0,3$  т МА в год, которые в противном случае вносили бы существенный вклад в радиотоксичность ОЯТ реакторов деления и продуктов его переработки. Основные проблемы, на взгляд авторов, для данной концепции ГРУ связаны с селективным выделением МА из ОЯТ реакторов деления для дожигания в ГРУ и общими проблемами обращения с ОЯТ высокой глубины выгорания. Несмотря на большое число перспективных разработок, связанных как с органическими экстрагентами, так и с пирометаллургическими методами [57, 58], до настоящего времени отсутствуют технологии, полностью пригодные для промышленного селективного выделения фракции МА.

Наиболее перспективным направлением ГРУ в настоящее время рассматривается их применение в качестве наработчиков топлива для реакторов деления. В [59] отмечается, что при уменьшении коэффициентов воспроизводства топлива быстрых реакторов, связанном с их безопасностью, и сохранении реакторов на тепловых нейтронах как основных генераторов атомной энергии создание ГРУ для производства топлива для реакторов деления становится, по существу, безальтернативным вариантом. В качестве альтернативы существующей концепции двухкомпонентной (тепловые и быстрые реакторы) атомной энергетике (АЭ) рассматривается развитие ядерной энергетической системы с УУТС и реакторами деления на тепловых нейтронах [60, 61]. В данной концепции роль УУТС рассматривается в основном как производство топлива для реакторов деления с самообеспечением по электроэнергии и тритию. В работе [62] предлагается также вариант обеспечения ГРУ тритием, наработанным на реакторах деления.

В качестве сырья для топлива реакторов деления используются природный или отвалный уран (наработка  $^{239}\text{Pu}$  из  $^{238}\text{U}$ ) или природный торий (наработка  $^{233}\text{U}$  из  $^{232}\text{Th}$ ). При этом наработка  $^{233}\text{U}$  связана с большим числом проблем, относящихся к радиационной безопасности. Рассмотрение данного вопроса планируется в отдельной статье, пока отметим лишь следующее.

Наработка  $^{233}\text{U}$  в ториевом цикле неизбежно сопровождается наработкой  $^{232}\text{U}$ , обладающего высокой радиоактивностью за счёт накопления дочернего  $^{208}\text{Tl}$  с большим выходом гамма-излучения 2,61 МэВ. Образование  $^{232}\text{U}$  в разных реакторах рассмотрено в [63—67]. Из анализа данных работ можно получить, что в реакторах деления на тепловых нейтронах и в бланкетах быстрых реакторов с ториевым топливом мощностью несколько ГВт скорость накопления  $^{232}\text{U}$  может составлять  $\sim 0,01\%$  от скорости накопления  $^{233}\text{U}$ . Для термоядерных реакторов той же мощности скорость накопления  $^{233}\text{U}$  в несколько раз меньше, и при одинаковом накоплении  $^{233}\text{U}$  содержание  $^{232}\text{U}$  в уране термоядерных реакторов примерно на три порядка больше.

Из-за высокой радиоактивности  $^{232}\text{U}$  его допустимое содержание в регенерированном топливе тепловых реакторов составляет  $(2—5)10^{-7}\%$  [68], т.е., например, при 5%-ном содержании  $^{233}\text{U}$  в урановом топливе реакторов деления допустимое содержание  $^{232}\text{U}$  в  $^{233}\text{U}$  должно быть  $(4—10)10^{-7}$ . При этом содержание  $^{232}\text{U}$  в  $^{233}\text{U}$ , наработанным за год в термоядерном реакторе гигаваттной мощности, будет порядка  $10^{-3}—10^{-2}$  (т.е. примерно в  $10^4$  раз больше допустимого).

Кроме отмеченных проблем, необходимо отметить, что в цепочке распада  $^{232}\text{U}$  присутствует  $^{220}\text{Rn}$  ( $T_{1/2} = 55,6$  с), который, являясь благородным газом, может проходить через стандартные системы газоочистки, и что активность регенерированного тория может в  $10^3—10^4$  раз превышать активность природного тория из-за накопления  $^{228}\text{Th}$  [63].

Таким образом, можно ожидать, что переход на ториевый топливный цикл с применением ГРУ потребует, помимо прочего, радикальных изменений в области обеспечения радиационной безопасности. Схожие проблемы, хотя и меньшие по сравнению с рассмотренными, связаны с повышенным по сравнению с реакторами деления накоплением в плутониевом топливном цикле ГРУ изотопа  $^{236}\text{Pu}$  ( $T_{1/2} = 2,86$  года), распадающегося в  $^{232}\text{U}$  [69], которые в данной статье не рассматриваются.

Выбор оптимальной концепции бланкета ГРУ выходит за пределы компетенции авторов статьи. Но для более эффективной работы по оценкам безопасности ГРУ необходимо иметь более определённую концепцию с учётом необходимых изменений в существующих топливных циклах.

## ВЗАИМОСВЯЗЬ ЦЕЛЕЙ И ФУНКЦИЙ БЕЗОПАСНОСТИ УУТС С ПОТЕНЦИАЛЬНО ВОЗМОЖНЫМИ АВАРИЯМИ

Как уже упоминалось, классификация аварий зависит в том числе от их вероятностей, которые, в свою очередь, определяются назначением и конструкцией УУТС. Поясним это на примерах ИТЭР и EU DEMO.

Срывы плазмы для ИТЭР, который является исследовательской установкой, являются часто ожидаемыми событиями (примерно один срыв на 10 запусков) [70] и не относятся к проектным авариям. Однако для EU DEMO, являющегося прототипом коммерческой энергетической УУТС, частые простои, связанные с ремонтом и заменой ВКК и уменьшающие коэффициент использования установленной мощности (КИУМ), являются неприемлемыми. Отсюда, срыв плазмы в EU DEMO в отличие от ИТЭР, вероятно, будет рассматриваться при обосновании безопасности как нарушение нормальной эксплуатации или проектная авария [37].

В ИТЭР на стадии отработки технических решений и технологий многие отказы при операциях с экспериментальными модулями бланкета не являются проектными авариями (но, как уже упоминалось, накладывают повышенные требования к обеспечению радиационной безопасности персонала) в отличие от EU DEMO, где вероятность отказов бланкета должна соответствовать проектной аварии. Для операций по обслуживанию и ремонту активированных и содержащих большие количества трития элементов ВК в проекте ИТЭР рассматривается ряд проектных аварий. Для EU DEMO частота отказов при обслуживании радиационно-опасных компонентов должна быть мала, и подобные события должны соответствовать категории запроектных аварий [37].

На раннем этапе проектирования и сооружения УУТС при существующих пробелах в знаниях о функционировании и отсутствии практического опыта эксплуатации УУТС, особенно ГРУ, следует применять консервативный подход. Одним из его приложений является добавление избыточных целей и функций безопасности, которые на следующих этапах, по мере отработки технологий и накопления практического опыта, возможно, могут быть отменены. На рис. 2 показаны предложения по основным целям безопасности, разработанные в [6].

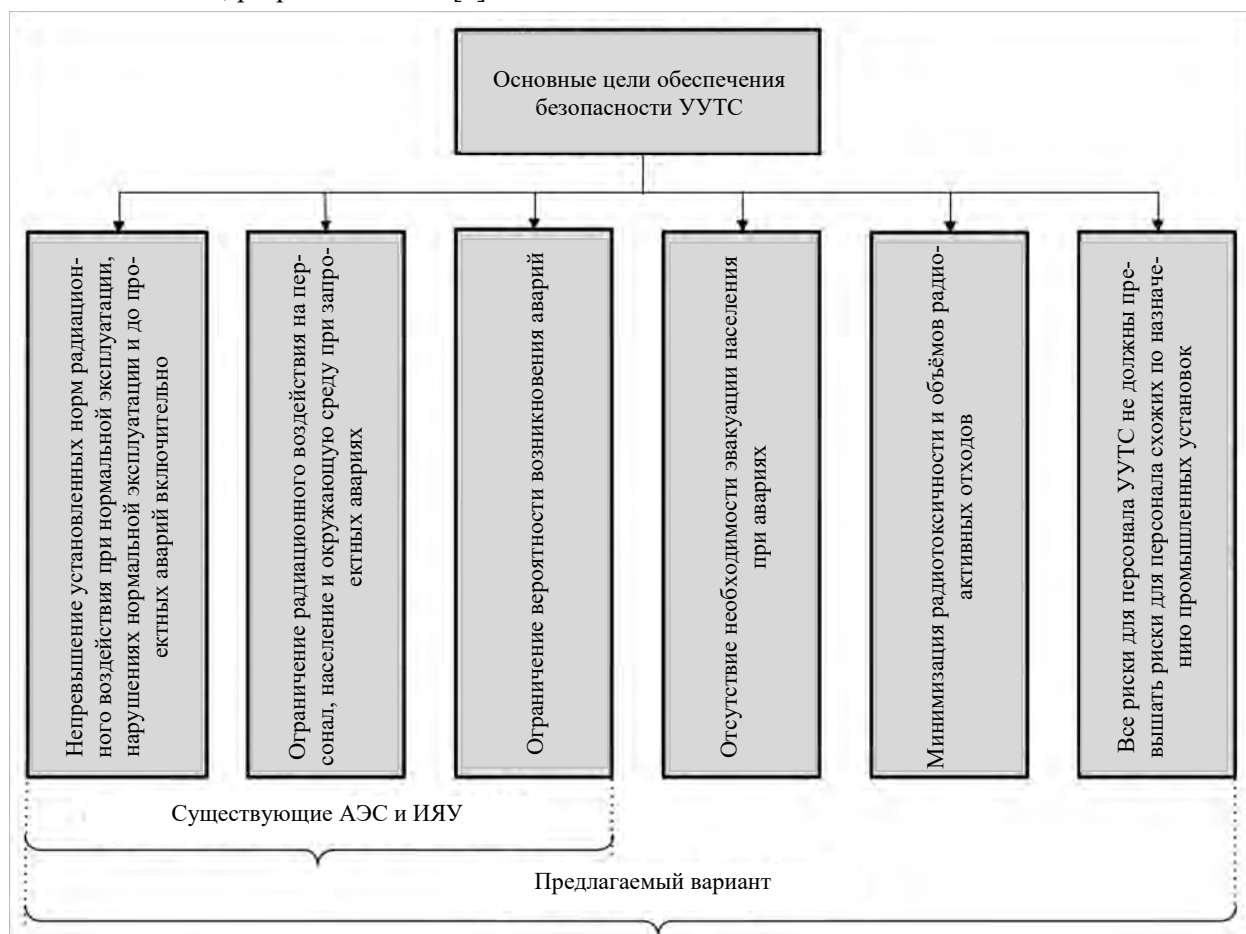


Рис. 2. Основные цели безопасности для реакторов деления и УУТС [6]

Хронологически появление достаточно мощных УУТС с нейтронной плазмой ожидается после реакторов деления IV поколения, и следует стремиться к тому, чтобы безопасность первых была, по меньшей мере, не хуже вторых. В связи с этим представляется обоснованным перенесение одной из це-

лей безопасности реакторов IV поколения «отсутствие необходимости эвакуации населения при авариях» [25] на УУТС.

Упомянутые проблемы с радиоактивными отходами УУТС (особенно ГРУ) и возможности непредвиденных отказов при обслуживании радиационно-опасных компонентов УУТС предлагается отразить в соответствующих дополнительных целях безопасности. Последняя цель — соизмеримость рисков персонала УУТС и иных схожих по назначению промышленных установок на Рис. 2 связана с наличием в УУТС ряда дополнительных, нерадиационных факторов опасности: электромагнитные поля сверхпроводящих магнитов, лазерное излучение систем диагностики, высокочастотное излучение систем дополнительного нагрева, токсичность ряда материалов, особенно бериллия, большая масса и взрывоопасность изотопов водорода и др. Более подробное обоснование выбора основных целей и функций безопасности приведено в [6].

Следует отметить, что как в российском нормативном правовом акте [71] (выбор «представительных сценариев»), так и в рекомендациях МАГАТЭ [5] (наоборот, «практическое исключение» некоторых «запроектных условий» (design extension conditions)), остаётся достаточная неопределённость, что считать проектной или запроектной аварией (с соответствующим нормированием радиационного воздействия (см. таблицу)) при плохо известных вероятностях исходных событий. Это же относится к внешним воздействиям. Анализ внешних воздействий типа сейсмических, смерчей, наводнений, падений летательных аппаратов или иных специфических для выбранной площадки событий, таких как взрывы на соседних объектах, должен быть неотъемлемой частью обоснования безопасности УУТС, однако возможен как минимум лишь для конкретной площадки. Анализ должен учитывать все репрезентативные последовательности, вызванные исходным событием. Например, последовательно землетрясение, срыв плазмы, разгерметизацию ВК и пожар. Однако на данном уровне проектов УУТС возможны лишь предварительные оценки, основанные на предварительной инвентаризации радиоактивности, консервативных предположениях о целостности физических барьеров, метеоусловиях и т.п.

## ВЫВОДЫ

Нормативная документация по УУТС должна соответствовать современным стандартам, и надо стремиться к тому, чтобы безопасность УУТС была не хуже, чем ожидаемая для проектируемых реакторов деления IV поколения. С другой стороны, попытки разработать жёстко предписывающие и универсальные требования для всех типов УУТС, особенно будущих, даже принципиальные решения по которым пока отсутствуют, едва ли будут продуктивными и могут значительно затруднить проведение исследований в области УТС.

По-видимому, процесс разработки НД неизбежно будет носить итерационный характер, и разработанная в ближайшее время нормативная база для УУТС будет развиваться по мере накопления опыта проектирования и эксплуатации. НД должны основываться на требованиях для тех установок, конструктивные решения для которых достаточно проработаны. Естественно, разрабатываемые требования не должны противоречить существующим НД.

Реально работающие УУТС, потенциально способные привести к сколько-нибудь значимым последствиям за пределами площадки, должны появиться не ранее, чем через 10 лет [3, 4], но технические проекты данных установок должны разрабатываться в ближайшее время: например, для ТРТ в 2024 г. [3]. По-видимому, данная УУТС с параметрами термоядерной мощности до 40 МВт в течение десяти<sup>5</sup> секунд [3] в ближайшей перспективе будет наиболее «опасной» установкой, которая должна удовлетворять разрабатываемым нормативным документам.

Практическая реализация разработки НД для УУТС предполагается на основе поправок к ст. 3 Федерального закона № 170-ФЗ от 21.11.1995, где УУТС в зависимости от их потенциальной опасности должны классифицироваться как ядерные установки или радиационные источники [72].

<sup>5</sup> Предполагается лишь на последних этапах на DT-плазме, в зависимости от результатов начального этапа, где ТРТ работает на DD-плазме и термоядерной мощности около 0,5 МВт [3].

Общим принципом при разработке НД на начальном этапе предлагается максимально полное определение целей и функций безопасности УУТС, которое должно компенсировать отсутствие реального опыта их эксплуатации. При этом надо учитывать, что для относительно маломощных УУТС, работающих на относительно редких и коротких импульсах, срывы плазмы не приведут к существенным повреждениям ПС, а остаточное тепловыделение, даже при авариях, не приведёт к существенным последствиям.

Возможно, для будущих УУТС предлагаемые цели и функции безопасности окажутся избыточными. Так, например, новые, низкоактивируемые материалы могут снизить тепловыделение и радиационную опасность УУТС, разработка надёжных методов управления плазмой и дистанционных технологий снизит дозы персонала при обслуживании и т.п.

В связи с тем, что ГРУ объединяют в себе факторы опасности как реакторов деления, так и термоядерных реакторов (включая возможные синергетические эффекты), для более эффективного обоснования безопасности необходимо более точно определить функциональное назначение и принципиальные технические решения по конструкции будущих ГРУ.

Методы оценок безопасности должны основываться на реальном опыте эксплуатации УУТС, включая возможности возникновения и статистику всевозможных отказов. Первые оценки безопасности для экспериментальных УУТС, не представляющих значительной радиационной опасности, должны основываться на консервативных подходах типа методов «наихудшего события», детерминистически определяемых исходных событиях и их последствиях. С учётом малой мощности экспериментальных УУТС такой подход не должен привести к существенным ограничениям к их размещению и функционалу, но позволит получить необходимый опыт проведения оценок безопасности. По мере накопления практического опыта и статистики отказов методы оценок безопасности должны стать менее консервативными и проводиться с учётом реальных вероятностей реализации исходных событий.

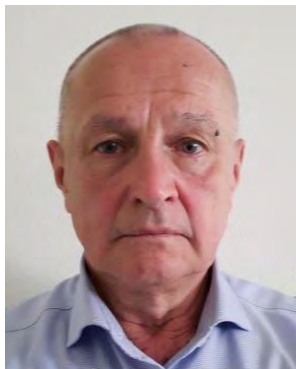
Для выявления потенциально возможных исходных событий для установок уникальной конструкции, возможно, будет целесообразно использование ранее не применявшихся в области использования атомной энергии методов системного анализа (типа теоретико-системного анализа процессов [25]).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **On the road to ITER: milestones.** URL; <https://www.iter.org/proj/itermilestones> (дата обращения 28.09.2022).
2. **ИТЭР: крупнейший в мире эксперимент по термоядерному синтезу;** URL: <https://www.iaea.org/ru/energiya-termoyadernogo-sinteza/iter-krupneyshiy-v-mire-eksperiment-po-termoyadernomu-sintezu> (дата обращения 28.09.2022).
3. **Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н. и др.** Токамак с реакторными технологиями (TRT): концепция, миссии, основные особенности и ожидаемые характеристики. — *Физика плазмы*, 2021, т. 47, № 11, с. 970—985.
4. **Kuteev B.V., Goncharov P.R.** Fusion-fission hybrid systems: yesterday, today, and tomorrow. — *Fusion Science and Technology*, 2020, vol. 76, № 7, p. 836—847.
5. **Safety of Nuclear Power Plants. Design (Rev. 1).** IAEA Safety Standard Series No. SSR-2/1. — Vienna: IAEA, 2016.
6. **Развитие законодательной и нормативной базы** в области использования атомной энергии, включая новые типы ядерных установок, термоядерные и гибридные системы (промежуточный отчёт). Задача 1. Разработка научных основ обеспечения безопасности новых типов ядерных установок, перспективных термоядерных и гибридных систем, экспериментальных прототипов их элементов и систем. Книга 1. Рег. № НИОКТР 121121600346-5. — М.: ИБРАЭ РАН, 2022. 257 с.
7. **Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009).** Санитарно-эпидемиологические правила и нормативы СанПиН 2.6.1.2523-99. Федеральный центр гигиены эпидемиологии Роспотребнадзора, 2009.
8. **Основные санитарные правила** обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010). Санитарные правила и нормативы СП 2.6.1.2612-10 (с изменениями на 16 сентября 2013 г.). Утв. постановлением Главного государственного санитарного врача Российской Федерации от 26 апреля 2010 г. № 40.
9. **СанПиН 2.6.1.07-03. 2.6.1.** Ионизирующее излучение, радиационная безопасность. Гигиенические требования к проектированию предприятий и установок атомной промышленности (СПП ПУАП-03). Санитарно-эпидемиологические правила и нормативы. Утв. Главным государственным санитарным врачом РФ 08.01.2003.
10. **Nuclear Regulatory Commission. Guidelines for Preparing and Reviewing Applications for the Licensing of Non-Power Reactors.** Technical Report NUREG-1537, Nuclear Regulatory Commission, 1996.
11. **Eckerman K., Harrison J., Menzel H., Clement. C. et al.** ICRP publication 119: compendium of dose coefficients based on ICRP Publication 60. — *Annals of the International Committee on Radiation Protection*, 2012, vol. 41, p. 1—130.
12. **Nuclear Regulatory Commission. A Regulatory Analysis on Emergency Preparedness for Fuel Cycle and Other Radioactive Material Licensees.** Technical Report NUREG- 1140, Nuclear Regulatory Commission, 1988.
13. **Preliminary Safety Report (RPrS).** Версия 1.0, # ITER\_D\_3ZR2NC, app. 19.11.2010. 2042 p.

14. **Raeder J. et al.** Safety and Environmental Assessment of Fusion Power (SEAFP). European Commission Directorate General XII Fusion Programme Brussels, June, 1995; URL: [https://www.researchgate.net/publication/303252621\\_Safety\\_and\\_Environmental\\_Assessment\\_of\\_Fusion\\_Power\\_SEAFP\\_Final\\_Report\\_of\\_the\\_SEAFP\\_Project](https://www.researchgate.net/publication/303252621_Safety_and_Environmental_Assessment_of_Fusion_Power_SEAFP_Final_Report_of_the_SEAFP_Project) (дата обращения 11.10.2022).
15. **Mazzini G., Kaliatka T., Porfiri M.T.** Tritium and dust source term inventory evaluation issues in the European DEMO reactor concepts. — *Fusion Eng. Des.*, 2019, vol. 146, p. 510—513.
16. **Cook I. et al.** Results, conclusions, and implications of the SEAFP-2 programme. — *Fusion Eng. Des.*, 2000, vol. 51—52, p. 409—417.
17. **Cook I. et al.** Safety and environmental impact of fusion (SEIF). *Eur. Fusion Dev.*, April 2001; URL: [https://www.euro-fusion.org/fileadmin/user\\_upload/Archive/wpcontent/uploads/2012/01/SEIF\\_report\\_25Apr01.pdf](https://www.euro-fusion.org/fileadmin/user_upload/Archive/wpcontent/uploads/2012/01/SEIF_report_25Apr01.pdf) (дата обращения 11.10.2022).
18. **Maisonnier D. et al.** Final Report of the European Fusion Power Plant Conceptual Study (PPCS). EFDA(05)-27/4.10, vol. 1, № 05, 2005; URL: [https://www.euro-fusion.org/fileadmin/user\\_upload/Archive/wp-content/uploads/2012/01/PPCS\\_overall\\_report\\_final.pdf](https://www.euro-fusion.org/fileadmin/user_upload/Archive/wp-content/uploads/2012/01/PPCS_overall_report_final.pdf) (дата обращения: 11.10.2022).
19. **Основные** рекомендации по выполнению вероятностного анализа безопасности атомных станций. РБ-032-04. Москва, 2004.
20. **Nuclear** Regulatory Commission. White Paper on Risk-Informed and Performance-Based Regulation. Number SECY-98-144, 1999.
21. **Nuclear** Regulatory Commission. Feasibility Study for a Risk-Informed and Performance-Based Regulatory Structure for Future Plant Licensing. Technical Report NUREG-1860, Nuclear Regulatory Commission, 2007.
22. **Pinna T. et al.** Fusion component failure rate database (FCFR-DB). — *Fusion Eng. Des.*, 2006, vol. 81, p. 1391—1395.
23. **Pinna T. et al.** Operating experiences from existing fusion facilities in view of ITER safety and reliability. — *Fusion Eng. Des.*, 2010, vol. 85, p. 1410—1415.
24. **Leveson N.G.** Engineering a safer world. Systems Thinking Applied to Safety. The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, London, England, 2011. 555 p.
25. **An Integrated** Safety Assessment Methodology (ISAM) for Generation IV Nuclear Systems. Risk and Safety Working Group (RSWG). Version 1.1. Gen IV International Forum, June 2011. 120 p.
26. **White R.** Regulatory Frameworks and Evaluation Methodologies for the Licensing of Commercial Fusion Reactors. Submitted to the department of Nuclear Science and Engineering in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy in Nuclear Science and Engineering. Massachusetts Institute of Technology September, 2021. 479 p.
27. **A Technology** Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems (US DOE, GIF), 2002; URL: <http://go.nature.com/2e6nXo8> (дата обращения 21.10.2022).
28. **Goldberg S.M., Rosner R.** Nuclear Reactors: Generation to Generation. American Academy of Arts and Sciences, 2011. URL: <http://go.nature.com/2f8JnSE> (дата обращения 21.10.2022).
29. **Bell M. G. et al.** Overview of DT results from TFTR. — *Nuclear Fusion*, 1995, vol. 35, № 12, p. 1429.
30. **Keilhacker M. et al.** High fusion performance from deuterium-tritium plasmas in JET. — *Nuclear Fusion*, 1999, vol. 39, № 2, p. 209.
31. **JET Team et al.** Physics of high performance JET plasmas in DT. — *Nuclear Fusion*, 1999, vol. 39, № 9, p. 1227.
32. **Gibney E.** Nuclear-fusion reactor smashes energy record. — *Nature*, 2022, vol. 602, p. 371; URL: <https://www.nature.com/articles/d41586-022-00391-1> (дата обращения 6.10.2022).
33. **Shpanskiy Yu.S. and the DEMO-FNS Project Team.** Progress in the design of the DEMO-FNS hybrid facility. — *Nucl. Fusion*, 2019, vol. 59, № 7, p. 076014.
34. **Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н. и др.** Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15—38.
35. **Porfiri M.T., Taylor N., Ciattaglia S. et al.** Safety assessment for EU DEMO — achievements and open issues in view of a generic site safety report. — *Fusion Eng. Des.*, 2020, vol. 155, p. 111541; URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0920379620300892?via%3Dihub> (дата обращения 18.10.2022).
36. **Белюков М.М., Смирнова Н.С.** Радиационные аспекты режимов с ускоренными электронами на установке Т-15: Препринт ИАЭ-4915/7. — Москва, 1989. 36 с.
37. **Wu Y., Chen Z., Hu L., Jin M. et al.** Identification of safety gaps for fusion demonstration reactors. — *Nature Energy*, 2016, vol. 1(12), p. 1—7.
38. **Raeder J. et al.** Safety and Environmental Assessment of Fusion Power (SEAFP). Report of the SEAFP Project, European Commission, June 1995.
39. **Gilbert M., Eade T., Bachmann C., Fischer U., Taylor N.** Activation, decay heat, and waste classification studies of the European DEMO concept. — *Nucl. Fusion*, 2017, vol. 57; № 4, p. 046015.
40. **Gilbert M.R., Eade T., Rey T., Vale R. et al.** Waste implications from minor impurities in European DEMO materials. — *Nucl. Fusion*, 2019, vol. 59, № 7, p. 076015.
41. **Gilbert M.R.** EU-DEMO: radwaste classification and implications for disposal. — In: 7th IAEA DEMO Workshop, 17—18 November 2021; URL: <https://nucleus.iaea.org/sites/fusionportal/Shared%20Documents/DEMO/2021/10.Gilbert.pdf>. (дата обращения 05.07.2022).
42. **Постановление** Правительства РФ от 19 октября 2012 г. № 1069 «О критериях отнесения твёрдых, жидких и газообразных отходов к радиоактивным отходам, критериях отнесения радиоактивных отходов к особым радиоактивным отходам и к удаляемым радиоактивным отходам и критериях классификации удаляемых радиоактивных отходов» (в редакции Постановления Правительства Российской Федерации от 04.02.2015 № 95).
43. **Pamela J. et al.** ITER tritiated waste management by the host state and first lessons learned for fusion development. — *Fusion Eng. Des.*, 2014, vol. 89, p. 2001—2007.

44. Nuclear Fusion Reactors Safety and Radiation Protection Considerations for Demonstration Reactors that Follow the ITER Facility. IRSN Report 2017/199, 2017. 88 p.
45. Taylor N., Cortes P. Lessons learnt from ITER safety & licensing for DEMO and future nuclear fusion facilities. — Fusion Eng. Des., 2014, vol. 89, p. 1995—2000.
46. Taylor N., Baker D., Cattaglia S. et al. Key issues in the safety and licensing of ITER. — In: 3rd TM «First Generation of Fusion Power Plants: Design and Technology». Vienna, Austria, 13—15 July 2009; 9th TM «Fusion Power Plant Safety». Vienna, Austria, 15—17 July 2009.
47. Колбасов Б.Н. 3-е Техническое совещание МАГАТЭ по первому поколению термоядерных энергетических установок: проекты и технология (Вена, 13—15 июля 2009 г.) и 9-е Техническое совещание МАГАТЭ по безопасности термоядерных энергетических установок (Вена, 15—17 июля 2009 г.). — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 3, с. 70—78.
48. Правила ядерной безопасности подкритических стеллов ПБЯ ПКС-2005 (НП-059-05). Федеральная служба по экологическому, технологическому и атомному надзору, Москва, 2005. 26 с.
49. Общие положения обеспечения безопасности объектов ядерного топливного цикла (ОПБ ОЯТЦ) НП-016-05. Федеральная служба по экологическому, технологическому и атомному надзору, Москва, 2006, 25 с.
50. Правила ядерной безопасности для объектов ядерного топливного цикла НП-063-05. 2005. Федеральная служба по экологическому, технологическому и атомному надзору, Москва. 2005. 27 с.
51. Langish S. Experience gained from the Tritium Systems Demolition and Disposal (TSDD) Project. IAEA Technical Meeting. De-commissioning Considerations for Fusion Facilities, Feb. 6—10, 2023.
52. Азизов Э.А., Алексеев П.Н., Кутеев Б.В. Коррекция дорожной карты Российской термоядерной стратегии. Доклад на зимней школе ПИЯФ. Рожино, 27.02.2014; URL: <https://www.atomic-energy.ru/presentations/47388> (дата обращения 28.09.2022).
53. Кутеев Б.В., Хрипунов В.И. Современный взгляд на гибридный термоядерный реактор. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 1, с. 3—29.
54. Federici G., Bachmann C., Barucca L., Biel W. et al. DEMO design activity in Europe: Progress and updates. — Fusion Eng. Des., 2018, vol. 136, p. 729—741.
55. Stork D. DEMO and the route to fusion power. — In: 3rd Karlsruhe Intern School on Fusion Technology; URL: [https://fire.pppl.gov/eu\\_demo\\_Stork\\_FZK%20.pdf](https://fire.pppl.gov/eu_demo_Stork_FZK%20.pdf) (дата обращения 4.10.2022).
56. Шленский М.Н. Развитие нейтронно-физической модели ГРУ (ДЕМО-ТИН) для анализа наработки трития и делящихся нуклидов. Доклад на совещании по нейтронным источникам и гибридным системам, стационарным режимам токамака, технологическим системам и материалам термоядерного источника нейтронов (ТИН), НИЦ «Курчатовский институт», 20—21 февраля 2023 г.
57. Аляпышев М.Ю., Бабаин В.А., Устынюк Ю.А. Выделение минорных актинидов из высокоактивных отходов — современные тенденции. — Успехи химии, 2016, т. 89, вып. 5, с. 943—961.
58. Waste from Innovative Types of Reactors and Fuel Cycles. A preliminary Study. IAEA Nuclear Energy Series №. NW-T-1.7, IAEA, Vienna, 2019. 132 p.
59. Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Ильгисонис В.И. и др. Ядерная энергетическая система с реакторами деления и синтеза — стратегический ориентир развития отрасли. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 4, с. 5—13.
60. Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Ильгисонис В.И. и др. Эволюционное развитие атомной энергетики в направлении крупномасштабной ядерной энергетической системы с реакторами деления и синтеза. — Энергетическая политика, 2017, вып. 3, с. 12—20.
61. Велихов Е.П., Давиденко В.Д., Цибульский В.Ф. Заметки о будущем ядерной энергетики. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 5—14.
62. Ильгисонис В.И., Ильин К.И., Новиков С.Г., Оленин Ю.А. О программе Российских исследований в области управляемого термоядерного синтеза и плазменных технологий. — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 11, с. 963—969.
63. Матвеев Л.В., Центер Э.М. Уран-232 и его влияние на радиационную обстановку в ядерном топливном цикле. — М.: Энергоатомиздат, 1985. 72 с.
64. Мурогов В.М., Троянов М.Ф., Шмелев А.Н. Использование тория в ядерных реакторах. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
65. Бобков Ю.Г., Илюнин В.Г., Мурогов В.М. и др. Расчётные исследования накопления  $^{232}\text{U}$ ,  $^{236}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{Pu}$  в зонах воспроизводства гибридных и быстрых реакторов. — Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 6, с. 395—396.
66. Марин С.В., Шаталов Г.Е. Изотопный состав топлива в бланкете гибридного термоядерного реактора с ториевым циклом. — Атомная энергия, 1984, т. 55, вып. 5, с. 289—291.
67. Куликов Г.Г., Шмелев А.Н., Кругликов А.Е., Апсэ В.А., Куликов Е.Г. Термоядерный нейтронный источник — эффективный наработчик нетрадиционного ядерного топлива. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 2, с. 124—132.
68. Невиница В.А., Колупаев Д.Н. Оценка содержания  $^{232}\text{U}$  в отработавших ТВС быстрого реактора с урановой загрузкой. — Атомная энергия, 2019, т. 127, вып. 3, с. 137—140.
69. Марин С.В., Орлов В.В., Шаталов Г.Е. Образование изотопов плутония в урановом топливе гибридного термоядерного реактора. — Атомная энергия, 1982, т. 53, вып. 4, с. 301—304.
70. Piet S.J. et al. ITER tokamak dust-limits, production, removal, surveying. — In: 17th IEEE/NPSS Symposium Fusion Engineering (Cat. No. 97CH36131). — IEEE, 1997, vol. 1, p. 167—170.
71. Федеральные нормы и правила в области использования атомной энергии «Общие положения обеспечения безопасности атомных станций» (НП-001-15). Федеральная служба по экологическому, технологическому и атомному надзору, 2016.
72. Шарафутдинов Р.Б., Курьинин А.В., Киркин А.М., Синегрибов С.В., Картова А.М. О необходимости совершенствования нормативной правовой базы в области использования атомной энергии для регулирования безопасности термоядерных установок. — Ядерная и радиационная безопасность, 2021, № 3(101), с. 5—15.



Сергей Александрович Богатов, в.н.с., к.ф.-м.н.; ФГБУН «Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН», 115191 Москва, Б. Тульская ул. 52, Россия  
sbg@ibrae.ac.ru



Андрей Михайлович Киркин, начальник отдела; ФБУ «Научно-технический центр по ядерной и радиационной безопасности»; 107140 Москва, ул. Малая Красносельская 2/8, корп. 5, Россия  
kirkin@secnrs.ru



Антон Владимирович Курындин, руководитель отделения, к. техн. н.; ФБУ «Научно-технический центр по ядерной и радиационной безопасности», 107140 Москва, ул. Малая Красносельская 2/8, корп. 5, Россия  
kuryndin@secnrs.ru



Игорь Иннокентьевич Линге, заместитель директора, д. техн. н.; ФГБУН «Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН», 115191 Москва, Б. Тульская ул. 52, Россия  
linge@ibrae.ac.ru



Андрей Викторович Приходько, заведующий отделом; ФГБУН «Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН», 115191 Москва, Б. Тульская ул. 52, Россия  
rav@ibrae.ac.ru



Сергей Владимирович Синегрибов, начальник лаборатории; ФБУ «Научно-технический центр по ядерной и радиационной безопасности», 107140 Москва, ул. Малая Красносельская 2/8, корп. 5, Россия  
sinegribov@secnrs.ru



Вячеслав Игоревич Шпиньков, руководитель проекта, ФГБУН «Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН», 115191 Москва, Б. Тульская ул. 52, Россия  
shvi@ibrae.ac.ru

Статья поступила в редакцию 20 июня 2023 г.

После доработки 1 июля 2023 г.

Принята к публикации 5 июля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 3, с. 32—46.

УДК 533.59

**СИСТЕМА ОТКАЧКИ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ УСТАНОВКИ ТОКАМАК Т-15МД***И.О. Анашкин, В.А. Кочин, И.С. Образцов**НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

В статье представлено описание системы откачки вакуумной камеры новой установки токамак Т-15МД, в том числе вакуумметрии и масс-спектрометрии рабочих и остаточных газов, а также краткое описание системы автоматизации вакуумной откачки и основные расчётные вакуумные характеристики. После сборки установки на площадке НИЦ «Курчатовский институт» была проведена откачка камеры с применением полного состава штатного вакуумного насосного оборудования и средств автоматизации. В результате получено остаточное давление в вакуумной камере  $\sim 5 \cdot 10^{-6}$  Торр, а натекание составило  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  л·Торр/с. Указанная система откачки рассматривается для начальных этапов работы установки, в перспективе предусмотрен монтаж диверторной откачки камеры.

**Ключевые слова:** вакуумный винтовой насос, насос Рутса, турбомолекулярный насос, криосорбционный насос, предельное вакуумное давление, быстрота откачки, проводимость, автоматизированная система управления.

**PUMPING SYSTEM OF THE VACUUM CHAMBER OF THE TOKAMAK T-15MD INSTALLATION***I.O. Anashkin, V.A. Kochin, I.S. Obratsov**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The article presents a description of the vacuum chamber pumping system of the new T-15MD tokamak facility, including vacuum measurement and mass spectrometry of working and residual gases, as well as a brief description of the vacuum pumping automation system and the main design vacuum characteristics. After the installation was assembled at the site of the National Research Center «Kurchatov Institute», the chamber was pumped out using the full range of standard vacuum pumping equipment and automation equipment. As a result, the residual pressure in the vacuum chamber was  $\sim 5 \cdot 10^{-6}$  Torr, and the leakage was  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  l·Torr/s. The indicated pumping system is considered for the initial stages of the facility operation; in the future, the installation of a divertor chamber pumping is planned.

**Key words:** vacuum screw pump, Roots pump, turbomolecular pump, cryosorption pump, ultimate vacuum pressure, effective pumping speed, conductance, automation control system.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-3-47-54

**ВВЕДЕНИЕ**

Представлена система откачки вакуумной камеры (далее камеры) новой установки Т-15МД, которую планируется использовать на начальном этапе её работы. Вакуумная система установки в режиме работы с дивертором «закрытого» типа в данной публикации не рассматривается.

За основу проекта системы вакуумной откачки (СВО) новой установки взят технический проект установки Т-15М, выполненный НИИЭФА им. Д.В. Ефремова в 2002 г., которая по техническим характеристикам похожа на создаваемую установку. В новом проекте используются современные безмасляные откачные средства, электропневматическая вакуумная запорная арматура и средства измерения.

Характеристики камеры установки Т-15МД [1]:

|  |                           |
|--|---------------------------|
| Площадь поверхности (с учётом поверхности внутрикамерных элементов и откачных трубопроводов), м <sup>2</sup> . . . | 83 (200)                  |
| Объём (с учётом объёма откачных трубопроводов), м <sup>3</sup> . . .   | 46 (50)                   |
| Температура прогрева, °С . . .   | 220 ± 20                  |
| Длительность разряда, с . . .  | ≥ 5                       |
| Пауза между импульсами, мин . . .  | 15                        |
| Рабочий газ . . .  | Водород                   |
| Основной материал первой стенки . . .  | Нержавеющая сталь AISI321 |
| Общее количество фланцев, шт.:   | 152                       |
| горизонтальные с фторэластомерными полимерными уплотнениями (Viton) . . .  | 16                        |
| Ду50-250 с медными уплотнениями (Conflat) . . .  | 136                       |

Технические требования к давлению в камере:

|  |  |
|--|--|
| При вакуумной тренировке (прогреве) . . .  | $\leq 5 \cdot 10^{-3}$ Торр  |
| При кондиционировании поверхности камеры в тлеющем разряде (водород, гелий, аргон) . . . | (1—10)10 <sup>-4</sup> Торр, стационарный напуск $\leq 5$ л·Торр/с             |
| При работе с плазмой (начальное давление, водород) . . .                                 | (5—10)10 <sup>-5</sup> Торр, импульсный напуск (до 10 с) $\leq 50$ л·Торр/имп. |
| Фоновое по остаточным газам . . .  | $< 10^{-7}$ Торр   |

## СИСТЕМА ОТКАЧКИ

Система откачки камеры состоит из следующих основных частей:

- системы предварительной откачки;
- системы обеспечения вакуумно-технологического цикла подготовки камеры;
- системы откачки при работе с плазмой.

В принципиальных вакуумных схемах данной статьи используются следующие обозначения:

|                |  |
|----------------|--|
| NZ1, NZ2 —     | форвакуумный агрегат (винтовой насос и насос Рутца) Hanbell PS902, быстрота действия $S_n = 208$ л/с;                        |
| NI —           | форвакуумный винтовой насос Hanbell PS80, $S_n = 20$ л/с;  |
| NR —           | турбомолекулярный насос Osaka TG2410F, $S_n = 2200$ л/с ( $N_2$ );   |
| NC —           | криосорбционный насос ULVAC CRYO-U10HL, $S_n = 2400$ л/с ( $N_2$ ), $S_n = 3600$ л/с ( $H_2$ ), $S_n = 6900$ л/с ( $H_2O$ ); |
| VP, VP1, VP2 — | вакуумный пневматический клапан Kinglai Group (ISO100, KF40, KF25);  |
| VT —           | вакуумный пневматический затвор HVA 11000 series ISO250;   |
| ВП, ВП1—ВП3 —  | вакуумный ручной клапан Kinglai Group (ISO100, CF2.75, KF25);  |
| PM, PM1, PM2 — | широкодиапазонный датчик вакуумного давления Thyracont VSM72;  |
| PT, PT1, PT2 — | датчик низковакуумного давления Thyracont VSP62MV;   |
| S —            | масс-спектрометр Extorr XT200M.  |

## СИСТЕМА ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОТКАЧКИ

Система предварительной откачки состоит из двух форвакуумных агрегатов, каждый из которых состоит из винтового насоса (быстрота действия 35 л/с) и бустерного насоса (насос Рутца). Общая быстрота действия  $S_n = 208$  л/с, предельный вакуум  $\leq 7 \cdot 10^{-4}$  Торр. Система предназначена для откачки камеры от атмосферного давления до давления  $\leq 5 \cdot 10^{-2}$  Торр, необходимого для запуска турбомолекулярных насосов. Форвакуумные агрегаты объединены в единый модуль предварительной откачки, который, кроме двух форвакуумных агрегатов, содержит в себе запорную арматуру (пневматические и ручные клапаны) и датчики низкого вакуума (рис. 1).

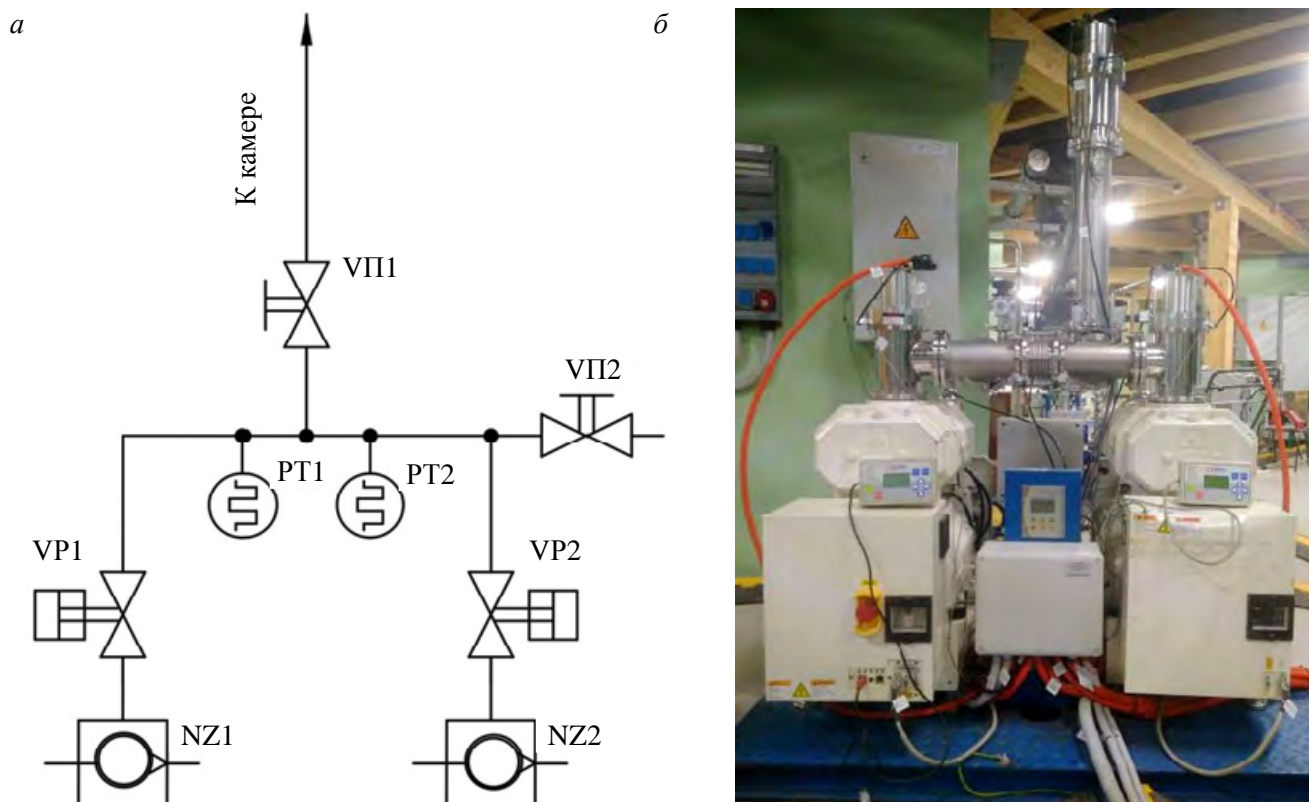


Рис. 1. Модуль предварительной откачки: а — принципиальная вакуумная схема; б — фото по месту штатного расположения

Модуль предварительной откачки расположен в подвале на отметке  $-5,0$  м и присоединён к вакуумному объёму камеры трубопроводом Ду100 длиной около 3 м через трубопровод высоковакуумной

откачки Ду400. Время откачки рассчитывалось с учётом кривой производительности форвакуумного агрегата (рис. 2). На рис. 3 показана расчётная проводимость трубопровода предварительной откачки камеры в зависимости от давления. Расчётная быстрота откачки камеры для одного агрегата находится в диапазоне  $S_{эф} = 20\text{—}200$  л/с (рис. 4). При этом расчётное время откачки камеры от атмосферного давления до давления  $5 \cdot 10^{-2}$  Торр одним агрегатом составило около 2 ч.

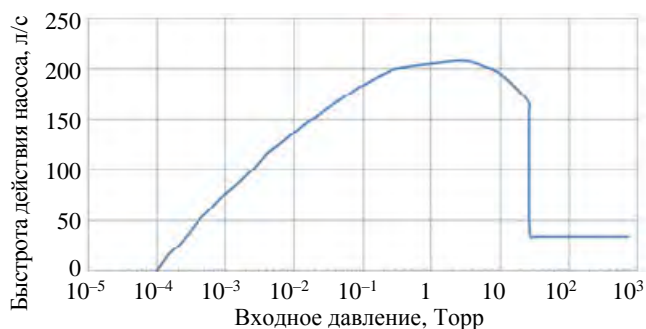


Рис. 2. Быстрота действия форвакуумного агрегата в зависимости от входного давления

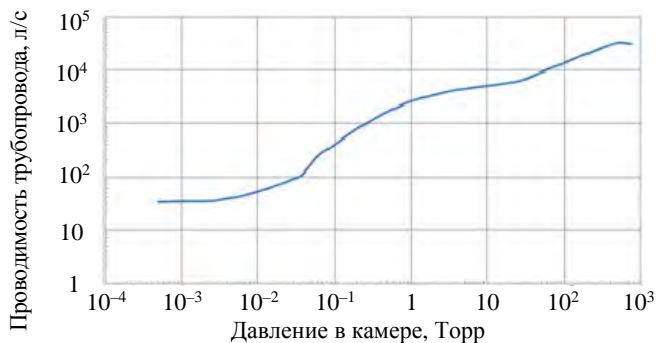


Рис. 3. Проводимость трубопровода Ду100 в зависимости от давления

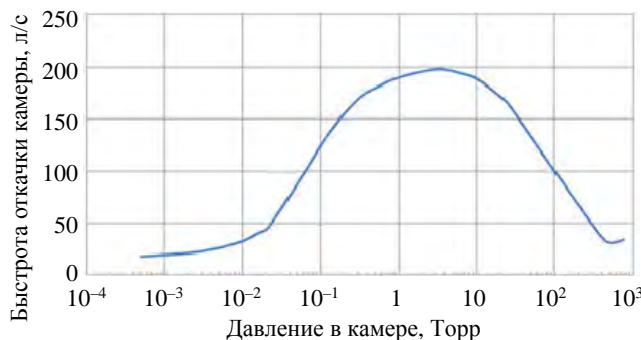


Рис. 4. Быстрота откачки камеры в зависимости от давления

### СИСТЕМА ОБЕСПЕЧЕНИЯ ВАКУУМНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ЦИКЛА ПОДГОТОВКИ КАМЕРЫ

Система предназначена для работы в режиме вакуумной тренировки — прогреве камеры до 220 °С и в режиме кондиционирования поверхности камеры при тлеющем разряде в водороде и в инертных газах. Система запускается после достижения необходимого уровня герметичности камеры — натекание в объём камеры  $<10^{-3}$  л·Торр/с.

В состав этой системы входят четыре высоковакуумных модуля откачки на базе турбомолекулярных насосов с быстротой действия  $S_n = 2200$  л/с по азоту и  $S_n = 1700$  л/с по водороду каждый, с винтовыми форвакуумными насосами с быстротой действия  $S_n = 20$  л/с и предельным вакуумом  $\leq 7,5 \cdot 10^{-3}$  Торр (рис. 5). Турбомолекулярные модули размещаются также в подвале на отметке  $-5,0$  м и соединяются с камерой трубопроводами Ду400 длиной около 8 м. Такое размещение турбонасосов определяется величиной допустимых магнитных полей, в которых они могут работать, — до-

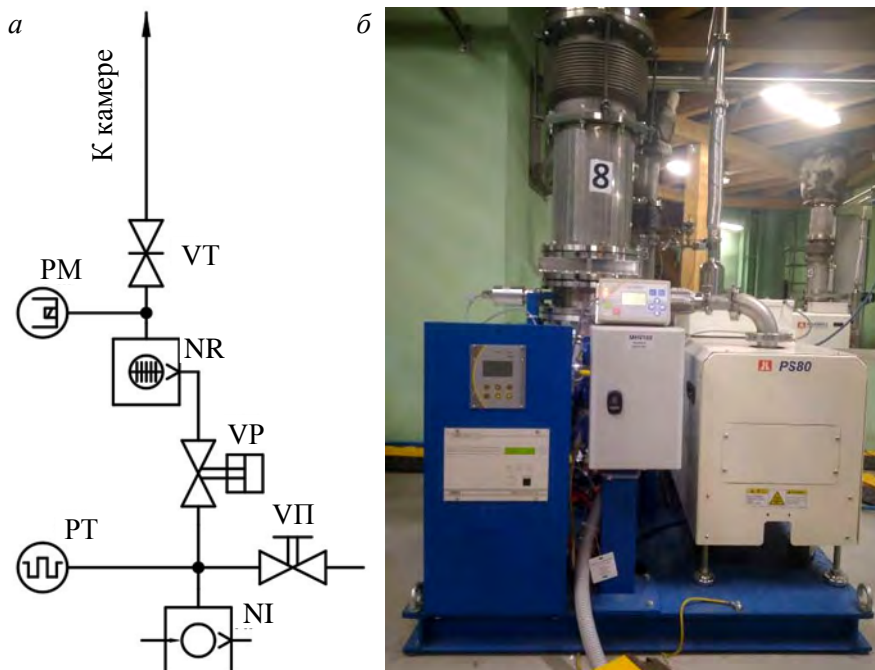


Рис. 5. Высоковакуумный модуль откачки на базе турбомолекулярного насоса: а — принципиальная вакуумная схема; б — фото турбомолекулярного модуля

пустимое радиальное поле  $\leq 30$  Гс, осевое  $\leq 250$  Гс. Трубопроводы присоединяются к камере через нижние горизонтальные патрубки Ду250. Предельное давление насосов  $\leq 4 \cdot 10^{-9}$  Торр.

В режиме вакуумной тренировки камеры используются все указанные насосы. При удалении турбонасосов от камеры на расстояние 8 м, как показывают расчёты (см. далее), быстрота откачки камеры по азоту составляет  $S_{эф} = 1600$  л/с, при плотности десорбционного потока со стенок  $\sim 10^{-6}$  л·Торр/(м<sup>2</sup>·с) и натекании в камеру  $< 10^{-4}$  л·Торр/с в камере будет достигнуто давление  $\sim 10^{-7}$  Торр.

На этапе вакуумно-технологической подготовки в режиме кондиционирования поверхности камеры в тлеющем разряде при давлении до  $10^{-3}$  Торр, согласно техническому заданию, максимальный откачиваемый поток должен составлять 5 л·Торр/с, т.е. быстрота откачки камеры в этом режиме должна составлять 5000 л/с. Согласно расчётам суммарная быстрота откачки камеры турбонасосами по водороду составляет 3600 л/с. При необходимости можно увеличить быстроту откачки камеры, используя криосорбционные насосы, но при тлеющем разряде на водороде необходимо ограничивать время работы — сорбционная ёмкость по водороду одного криосорбционного насоса составляет 15 норм. л (по аргону эта величина 1500 норм. л).

### СИСТЕМА ОТКАЧКИ ПРИ РАБОТЕ С ПЛАЗМОЙ

У современных турбомолекулярных насосов компрессия по водороду составляет  $10^4$ — $10^5$ . Поэтому для получения более низкого остаточного давления при работе с плазмой, а также с целью уменьшения времени откачки рабочего газа между импульсами до заданного давления, на установке Т-15МД в дополнение к четырём турбомолекулярным насосам используются два крионасоса с быстротой действия каждого по водороду 3600 л/с, по азоту 2400 л/с, по воде 6900 л/с. Предельное давление этих насосов  $\leq 7,5 \cdot 10^{-10}$  Торр, они, как и турбомолекулярные насосы, размещены в подвальном помещении установки

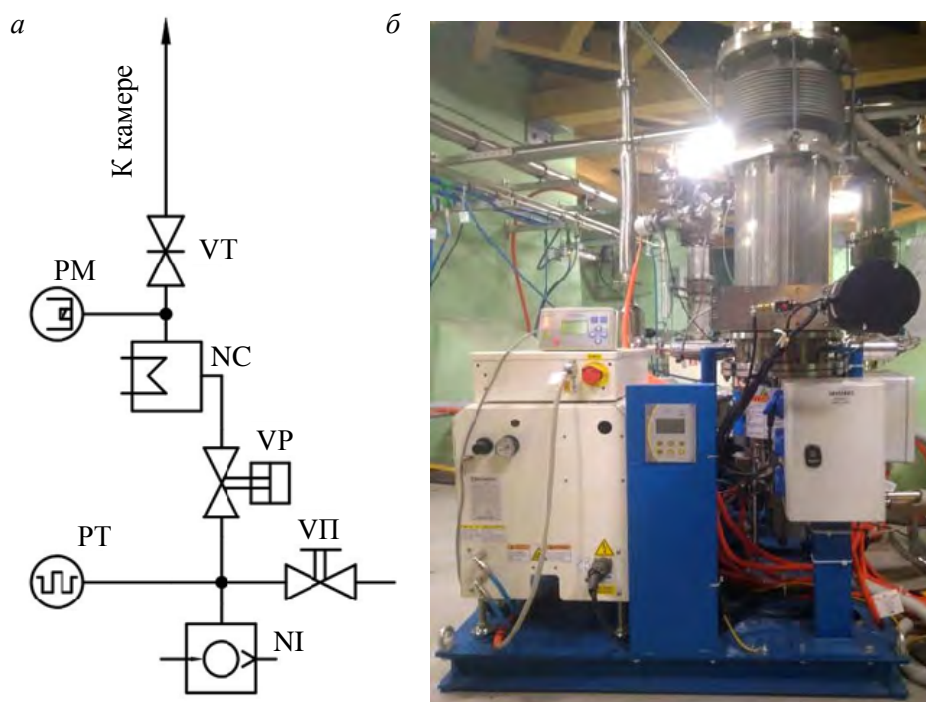


Рис. 6. Высоковакуумный модуль откачки на базе криосорбционного насоса: а — принципиальная вакуумная схема; б — фото криосорбционного модуля

и присоединены к камере через трубопроводы Ду400, что, в свою очередь, также определяется допустимыми магнитными полями, в которых данные насосы могут работать ( $\leq 200$  Гс). Суммарная быстрота откачки камеры по азоту в этом случае составляет  $S_{эф} = 2400$  л/с. При величине натекания в камеру значительно меньше  $10^{-4}$  л·Торр/с можно ожидать вакуумное давление в камере  $< 10^{-7}$  Торр. Криосорбционные насосы так же, как и форвакуумные агрегаты и турбомолекулярные насосы, объединены в два отдельных высоковакуумных модуля с собственной форвакуумной откачкой (рис. 6).

Исходя из сорбционных характеристик криосорбционных насосов, для штатных режимов работы установки регенерацию этих насосов придётся производить не чаще одного раза в неделю.

### ВАКУУМЕТРИЯ И МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЯ

Для регистрации вакуумного давления в различных диапазонах в проекте используются датчики [2]: — низковакуумные (датчик Пирани), диапазон  $1,0 \cdot 10^{-4}$ —750 Торр;

— широкодиапазонные (датчик Пирани и холодный катод), диапазон  $5 \cdot 10^{-9}$ —750 Торр.

Для измерения давления непосредственно в вакуумной камере широкодиапазонные датчики (2 шт.) объединены в один измерительный модуль (рис. 7, а, б).

Для регистрации спектра остаточных газов, контроля чистоты рабочих газов на камере и в трубопроводе Ду400 установлены масс-спектрометры в составе масс-спектрометрических модулей (2 шт.) (рис 7, в, г).

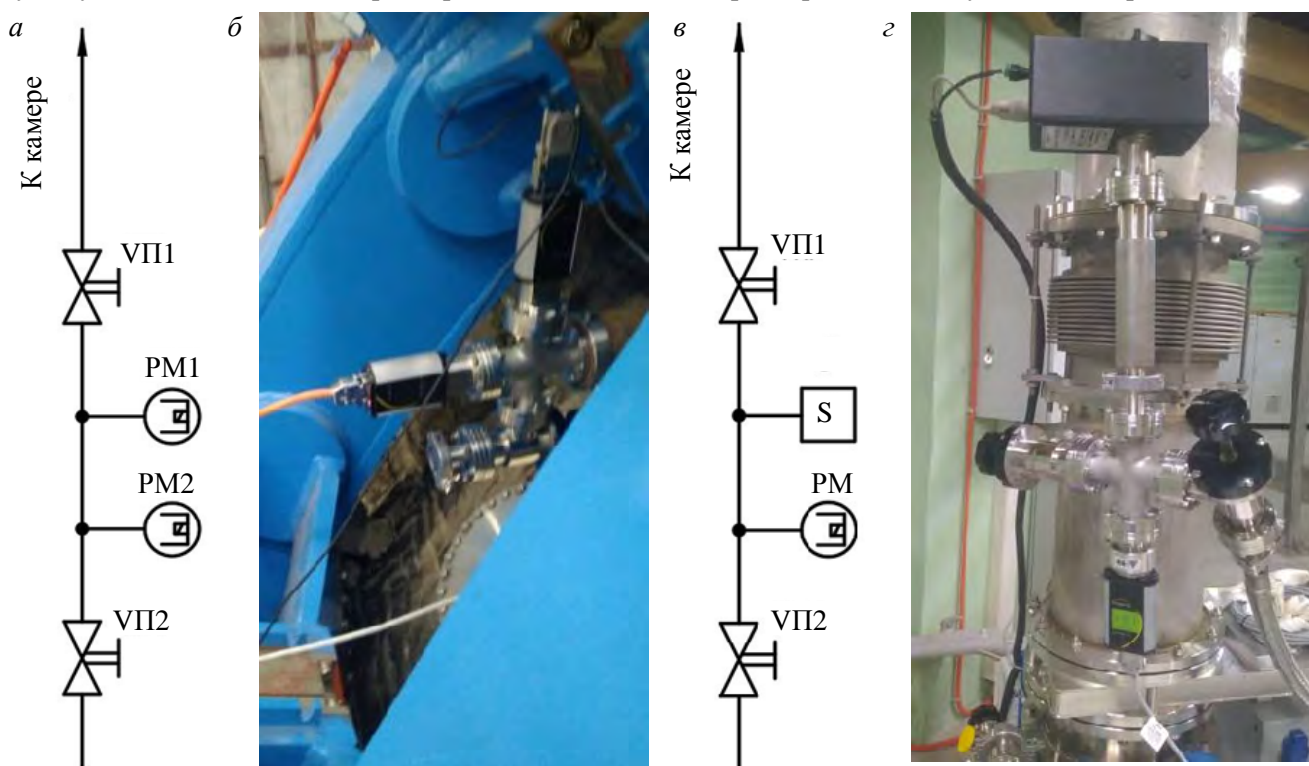


Рис. 7. Измерительный и масс-спектрометрический модуль: а — принципиальная вакуумная схема измерительного модуля; б — фото измерительного модуля; в — принципиальная вакуумная схема масс-спектрометрического модуля; г — фото масс-спектрометрического модуля, установленного в трубопроводе Ду400

Основные характеристики:

- диапазон анализируемых масс анализаторов 1—200 а.е.м.;
- тип фильтра масс квадрупольный;
- разрешающая способность менее 1 а.е.м. при высоте пика 10%, настраиваемая;
- диапазон рабочих давлений от  $10^{-4}$  Торр до сверхвысокого вакуума;
- программное обеспечение VacuumPlus v34;
- интерфейс подключения RS-232C.

### СХЕМА СИСТЕМЫ ОТКАЧКИ

На рис. 8 показана схема системы откачки, на которой обозначены вакуумная камера установки Т-15МД, модуль предварительной откачки (см. рис. 1), турбомолекулярные модули 1—4 (см. рис. 5), модули криосорбционной откачки 1, 2 (см. рис. 6), измерительный модуль (см. рис. 7, а, б), масс-спектрометрические модули 1, 2 (см. рис. 7, в, г), компрессор гелиевый (мультикомпрессор) подключён к детандерам криосорбционных насосов, VP — вакуумный пневматический клапан (используется для перекрытия линии предварительной откачки), PT — датчик Пирани (применяется для контроля вакуумного давления в линии предварительной откачки).

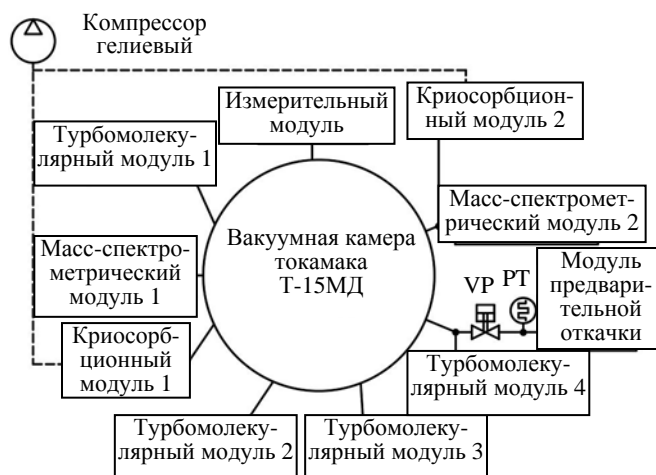


Рис. 8. Вакуумная схема системы откачки

## АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ (АСУ СВО)

На базе программируемых логических контроллеров (ПЛК) создана современная система управления режимами работы и регистрации параметров вакуумного оборудования [3]. В программу управления заложены алгоритмы автоматического управления стандартными процессами вакуумной откачки, а также управление при отказах оборудования и аварийных ситуациях, что, в свою очередь, позволяет существенно повысить надёжность работы установки. Для удобства взаимодействия оператора с системой управления вакуумной откачкой в АСУ СВО используется SCADA-система с применением баз данных реального времени и человеко-машинных интерфейсов.

Комплекс программно-технических средств АСУ СВО имеет разветвлённую структуру с распределённым вводом-выводом и централизованной обработкой сигналов, выполненной в виде отдельных шкафов: шкаф программируемого логического контроллера, четыре шкафа распределённого ввода-вывода (ШРВВ), шкаф сетевой коммутационный и четыре сетевые коробки.

Шкаф ПЛК является центральным звеном системы управления АСУ СВО. В нём установлено два резервированных процессорных модуля, в которых исполняется программа управления процессом вакуумной откачки. Шкаф ПЛК через локальную сеть связан с сервером SCADA-системы и с четырьмя шкафами распределённого ввода-вывода с помощью процессоров сети Ethernet.

ШРВВ обеспечивают сбор сигналов с исполнительных механизмов и датчиков по физическим линиям связи, выдачу управляющих сигналов, сформированных в системе, на исполнительные механизмы технологического оборудования СВО, сбор информации с масс-спектрометров по интерфейсу RS-232C. Сигнальные линии внутри ШРВВ в зависимости от их типа подключены к модулям ввода аналоговых сигналов (оцифровываются 16-битным АЦП), ввода дискретных сигналов, вывода дискретных сигналов.

Шкаф сетевой коммутационный обеспечивает связь штатного автоматизированного рабочего места оператора с сервером SCADA-системы, четыре сетевых коробки используются для дополнительного локального подключения переносного автоматизированного рабочего места оператора в непосредственной близости от объектов управления.

В проекте системы автоматизации используются промышленное контроллерное оборудование компании Schneider Electric, программное обеспечение Unity Pro XL v10 и Wonderware InTouch 2014.

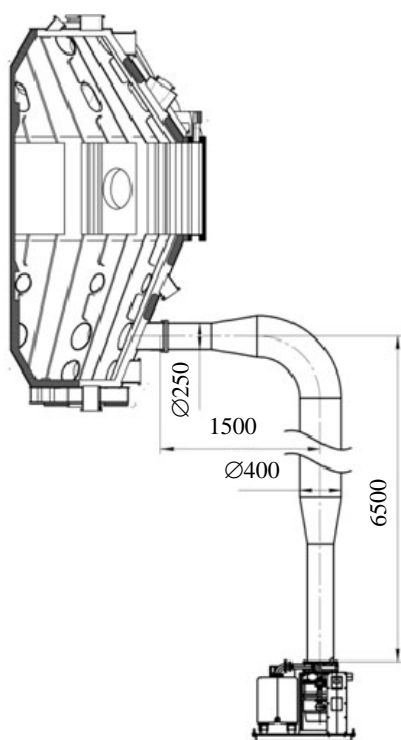


Рис. 9. Присоединение трубопровода Ду400 к камере

### РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫСОКОВАКУУМНОГО РАСЧЁТА И ВАКУУМНЫХ ИСПЫТАНИЙ КАМЕРЫ

В соответствии с рабочей документацией проекта системы вакуумной откачки установки Т-15МД был проведён расчёт единичного трубопровода Ду400, конструкция которого показана на рис. 9.

Расчёт проводился по методу Монте-Карло, результаты расчёта приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Результаты вакуумного расчёта единичного трубопровода Ду400

| Диаметр трубопровода, мм | Среда   | Проводимость $U$ , л/с | Быстрота откачки камеры для одного турбонасоса $S_0$ , л/с | Быстрота откачки камеры для одного криосорбционного насоса $S_0$ , л/с |
|--------------------------|---------|------------------------|--|--|
| 400                      | Водород | 1800                   | 900  | 1200   |
| 400                      | Воздух  | 450                    | 400  | 400  |

Для указанных характеристик рассчитано предельное остаточное давление для двух вариантов состояния внутренней поверхности камеры: необработанная — удельный поток газовой выделенности с поверхности  $q = 1,5 \cdot 10^{-4}$  л·Торр/(м<sup>2</sup>·с); электрополировка

$q = 4,3 \cdot 10^{-6}$  л·Торр/(м<sup>2</sup>·с) при комнатной температуре и после десяти часов откачки [4]. Результаты расчёта предельных остаточных давлений приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Результаты расчёта предельных остаточных давлений для разных типов обработки поверхности камеры

| Откачка камеры  | Обработка поверхности камеры | Предельное давление, Торр |
|---|------------------------------|---------------------------|
| 4 турбонасоса $S_{эф} = 1600$ л/с (N <sub>2</sub> )                   | Необработанная               | $1,9 \cdot 10^{-5}$       |
|   | Электрополировка             | $5,4 \cdot 10^{-7}$       |
| 4 турбонасоса + 2 крионасоса<br>$S_{эф} = 2400$ л/с (N <sub>2</sub> ) | Необработанная               | $1,3 \cdot 10^{-5}$       |
|   | Электрополировка             | $3,4 \cdot 10^{-7}$       |

После изготовления камеры в Санкт-Петербурге (НИИЭФА им. Д.В. Ефремова), подготовки её внутренней поверхности (обработка внутренней поверхности камеры проводилась мягкими полировочными дисками с последующей промывкой поверхности растворителями: бензин, ацетон, спирт), уплотнения всех фланцев (в количестве 152 шт.) были проведены вакуумные испытания с использованием высоковакуумных средств откачки с  $S_{эф} \sim 750$  л/с. После проверки герметичности и ликвидации вакуумных течей при комнатной температуре и после 24 ч откачки были получены остаточное давление  $p_{ост} = 3,7 \cdot 10^{-6}$  Торр и натекание  $Q_n < 10^{-4}$  л·Торр/с. Дополнительное оборудование внутри камеры не устанавливалось.

Вакуумные испытания камеры проводились также в Брянске (ООО «НПО «ГКМП») после монтажа внутри камеры омических нагревателей в процессе полной сборки установки. После сборки вакуумной камеры её вакуумировали с использованием высоковакуумных средств откачки с быстротой действия  $S_n = 2500$  л/с и  $S_{эф} \sim 800$  л/с. Был осуществлён пробный прогрев камеры при высоковакуумной откачке в течение 55 ч со средней температурой прогрева 150 °С и максимальной 187 °С. Наибольшая разница между максимальной и минимальной температурой прогрева составляла 60 °С, давление в камере во время прогрева увеличилось до  $3 \cdot 10^{-4}$  Торр, величина остаточного давления в камере после её охлаждения составила  $2,3 \cdot 10^{-6}$  Торр [5]. Перед началом прогрева  $p_{ост} = 6,5 \cdot 10^{-6}$  Торр, а  $Q_n = 1,5 \cdot 10^{-4}$  л·Торр/с.

После сборки установки Т-15МД на рабочем месте (НИЦ «Курчатовский институт») и монтажа вакуумной системы, а также монтажа дополнительного оборудования внутри камеры (медные витки пассивной стабилизации, электроды тлеющего разряда, стационарная диафрагма, большое количество датчиков электромагнитной диагностики плазмы и т.д.), была проведена её откачка с использованием всех вакуумных модулей: предварительной, турбомолекулярной и криосорбционной откачки. В результате получены остаточное давление в камере  $\sim 5 \cdot 10^{-6}$  Торр и натекание  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  л·Торр/с, при этом серьёзная вакуумная подготовка внутренних стенок камеры не проводилась.

Управление вакуумным оборудованием и регистрация параметров проводились с помощью штатной системы управления.

## ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

Представлена система откачки вакуумной камеры для пускового периода работы установки Т-15МД.

Результаты проверочного вакуумного расчёта для реальной конфигурации магистралей откачки показывают, что для указанного объёма вакуумного оборудования выполнить требование по величине остаточного давления в камере можно только при величине натекания в камеру значительно меньше  $10^{-4}$  л·Торр/с ( $< 5 \cdot 10^{-5}$  л·Торр/с).

В настоящее время продолжают пуско-наладочные работы для вывода установки на рабочие режимы, поэтому технические требования по остаточному давлению в камере в настоящее время не выполнены. Проводятся работы по достижению требуемых значений герметичности камеры, а также планируется выполнение полного регламента вакуумной подготовки внутренней стенки и внутренних элементов камеры.

На последующих этапах проектирования вакуумной системы необходимо учесть следующие основные моменты:

— при проектировании различных систем, конструктивно расположенных в зоне высокого вакуума, например, системы диагностики, возможно, понадобится доработка системы откачки, так как из-за отсутствия данных газовая нагрузка с элементов этих систем в техническом проекте не учитывалась;

— в штатном режиме работы установки первая стенка должна быть закрыта сплошным слоем графита, что потребует дополнительных исследований и расчётов, на пусковом периоде графит планируется использовать в ограниченном количестве;

— необходима разработка системы откачки для режима работы с «закрытым» дивертором: здесь понадобится анализ газовых потоков с учётом плазменных параметров установки, геометрических параметров диверторного устройства и обязательное размещение дополнительных средств откачки;

— ввиду значительного количества подключаемых диагностических систем и систем дополнительно нагрева плазмы к фланцам вакуумной камеры в целях контроля сохранности вакуума в камере необходима система мониторинга запорной вакуумной арматуры и общей вакуумметрии установки Т-15МД.

Коллектив авторов благодарит Елену Романовну Мерецкую и Игоря Сергеевича Пегишева за оказанное содействие в проведении вакуумных расчётов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Khvostenko P.P., Anashkin I.O., Bondarchuk E.N., Injutin N.V., Krylov V.A., Levin I.V., Mineev A.B., Sokolov M.M.** Experimental thermonuclear installation tokamak T-15MD. — *Physics of Atomic Nuclei*, 2020, vol. 83, № 7, p. 1037—1057.
2. **Образцов И.С., Анашкин И.О., Кочин В.А.** Вакуумметрия разрядной камеры установки токамак Т-15МД. — В сб.: XIX Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы», секция № 8. Сочи, 27 сентября — 1 октября 2021 г., с. 290—293.
3. **Кузьмина Г.С., Моцкин Ю.Я., Качкин А.Г., Образцов И.С., Соколов М.М., Хвостенко П.П., Чуканов М.В.** Система управления процессом технологической подготовки токамака Т-15МД к эксперименту. — *Мир компьютерной автоматизации*. Век XXI, 2017, вып. № 3, с. 49—58.
4. **Амосова Л.М., Цейтлин А.Б.** Методы обработки внутренних поверхностей вакуумных систем, обеспечивающие получение высокого и сверхвысокого вакуума. — *Вакуумная техника и технология* (НПО «Вакууммашприбор», Москва), 1994, т. 4, № 1, с. 3—18.
5. **Khvostenko A.P., Anashkin I.O., Bondarchuk E.N., Borisenko K.V., Chukanov M.V., Injutin N.V., Kachkin A.G., Karpov D.A., Khvostenko P.P., Kochin V.A., Kuzmin E.G., Kuzmina G.S., Lutchenko A.V., Nikolaev A.V., Niyazov A.A., Obratsov I.S., Sidorenko D.M., Sokolov M.M., Solopeko A.V., Tanchuk V.I.** Prebaking of T-15MD vacuum vessel. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 146, p. 2205—2208.



Игорь Олегович Анашкин, начальник отдела, ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Anashkin\_IO@nrcki.ru



Владимир Александрович Кочин, заместитель начальника отдела, ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Kochin\_VA@nrcki.ru



Иван Сергеевич Образцов, н.с., лауреат премии им. А.П. Александрова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
e-mail: Yuganinn@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 31 мая 2023 г.

После доработки 29 июня 2023 г.

Принята к публикации 5 июля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 3, с. 47—54.

УДК 621.039.643; 533.9

## МОДЕЛИРОВАНИЕ КОДОМ GENRAY ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ T-15MD НА ЧАСТОТЕ 140 ГГц

*П.В. Минашин, А.Б. Кукушкин*

*НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Проведены расчёты кодом GENRAY электронного циклотронного (ЭЦ) резонансного нагрева в токамаке T-15MD. Рассмотрены схемы инъекции без генерации тока для нагрева плазмы с помощью необыкновенной волны частотой 140 ГГц на третьей гармонике основной ЭЦ-частоты при инъекции волны через вертикальный, верхний наклонный и экваториальный патрубки для трёх сценариев работы T-15MD — основного и двух режимов с различной умеренной вытянутостью и треугольностью плазмы. Сравнение расчётов кодом GENRAY с результатами опубликованных расчётов кодом OGRAY показало, что эффективность ЭЦ-нагрева при однопроходном поглощении и пространственное расположение максимума поглощённой мощности хорошо совпадают, а форма пространственного профиля поглощённой мощности может существенно различаться.

**Ключевые слова:** электронно-циклотронный нагрев, токамак T-15MD, численный код GENRAY.

## SIMULATION OF ELECTRON-CYCLOTRON HEATING OF PLASMA IN T-15MD TOKAMAK AT 140 GHz BY GENRAY CODE

*P.V. Minashin, A.B. Kukushkin*

*NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

Calculations of the electron cyclotron (EC) resonant heating in the T-15MD tokamak were carried out using the GENRAY code. The injection schemes without current generation for plasma heating using an extraordinary wave with a frequency of 140 GHz at the third harmonic of the fundamental EC frequency are considered. The wave injection was performed through vertical, upper inclined and equatorial nozzles for three scenarios of the T-15MD operation — the baseline configuration and two cases with different moderate values of plasma elongation and triangularity. The comparison of calculations using the GENRAY code with the results of published calculations using the OGRAY code showed that the efficiency of EC heating in singlepass absorption and the spatial arrangement of the absorbed power maximum are in good agreement, while the shape of the spatial profile of the absorbed power can differ significantly.

**Key words:** electron cyclotron heating, tokamak T-15MD, numerical code GENRAY.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-3-55-64

### ВВЕДЕНИЕ

Электронно-циклотронный резонансный нагрев (ЭЦРН) в токамаке T-15MD будет использоваться для получения плазмы, дополнительного нагрева на стационарной стадии разряда и для создания неиндукционного тока [1]. Для выполнения этих функций предварительно рассматриваются несколько схем инъекции волны в плазму и различные параметры инжектируемых волн:

- ЭЦРН и генерация тока с помощью необыкновенной волны (X-мода) частотой 56/112 ГГц на первой (X1) и второй (X2) гармониках основной ЭЦ-частоты [2];
- ЭЦРН и генерация тока с помощью волн X2 82,6 ГГц и X2 102—110 ГГц [3];
- нагрев плазмы с помощью X3-волны 140 ГГц [4].

Выбор параметров ЭЦ-нагрева (частоты и типа волны, геометрии ввода) обусловлен ограничениями, связанными с областями распространения и доступности волн в плазме, а также с эффективностью поглощения волн в различных частях плазменного шнура, что важно для решения ряда задач, стоящих перед ЭЦРН в токамаках: центральный/нецентральный нагрев плазмы, генерация тока на или вне оси токамака, подавление МГД-неустойчивостей [5]. При этом использование частоты ЭЦРН, соответствующей более высоким гармоникам основной ЭЦ-частоты, может ухудшать эффективность нагрева и генерации тока, но зато увеличивает область доступности для волны ЭЦРН, повышая значение для плотности отсечки, при которой волна может проникать к центру плазмы, не испытывая отражения (см., например, рис. 2 в [5]). Токмак T-15MD по ряду ключевых параметров плазмы и системы ЭЦ-нагрева будет близок к токамакам TCV и HL-2M, поэтому как в этих установках, так и в токамаке T-15MD использование нагрева с помощью необыкновенной волны на третьей гармонике ЭЦ-частоты позволит, как это показано в [4], использовать ЭЦРН в сценариях с плотностью плазмы, близкой к предельному значению плотности плазмы в токамаках по Гринвальду (сравнение эксперимента с моделированием лучевым кодом TORAY ЭЦРН с помощью X3-волны в TCV показано в [6], расчёты ЭЦРН с помощью X3-волны в HL-2M — в [7]).

Поиск возможностей повышения эффективности системы ЭЦ-нагрева в токамаке T-15МД и оптимизация параметров этой системы являются актуальной задачей. Так, параметры ЭЦРН могут изменяться в зависимости от этапов работы установки (физический пуск, получение первых разрядов и стадия полномасштабных экспериментов). Оптимизация параметров системы ЭЦРН требует выполнения быстрых расчётов эффективности поглощения ЭЦ-волн и генерации тока. Для этого можно использовать лучевые коды GENRAY [8], TORAY [9], TORBEAM [10], коды, решающие уравнение Фоккера—Планка (ФП), для функции распределения электронов по скоростям (CQL3D [11]) или коды, совмещающие моделирование распространения гауссова пучка с решением уравнения ФП (OGRAY [12]). Некоторые коды были проверены в экспериментах на действующих установках:

- код TORBEAM используется при моделировании ЭЦРН командой токамака ASDEX Upgrade [13], код GENRAY + CQL3D — для токамака DIII-D [14];

- код TORAY давно используется для моделирования ЭЦ-нагрева и ЭЦ-генерации тока в различных установках, активно развивается (существуют версии кода TORAY-GA и TORAY-FOM [15]). TORAY установлен на нескольких платформах для интегрированного моделирования сценариев разряда в токамаках (TRANSP, OMFIT) и используется для моделирования сценариев работы токамака TCV [6] на платформе общего транспортного кода TRANSP;

- коды CQL3D + TORAY проверены при моделировании экспериментов по генерации тока в DIII-D [5, 16].

Действующие коды для расчёта ЭЦРН и ЭЦ-генерируемого тока проверялись путём сопоставления расчётных результатов кодов (бенчмаркинг) для условий токамака-реактора ИТЭР [15]. Сравнение показало, что для условий ИТЭР предсказания эффективности ЭЦ-нагрева плазмы и генерации тока кодами достаточно хорошо совпадают друг с другом, несмотря на то, что они используют для расчётов разные приближения для моделирования распространения волн (приближение геометрической оптики, квазиоптическое приближение, распространение гауссовых пучков), различные приближения для дисперсионной функции плазмы (релятивистские и слаборелятивистские модели) и разные способы расчёта поглощения волн в плазме. Хорошее соответствие расчётов рассмотренных кодов в этом случае во многом было связано с тем, что для ИТЭР хорошо выполняются условия применимости линейной теории поглощения волн (т.е. доля поглощённой мощности линейно зависит от инжектируемой мощности нагрева, см., например, обсуждение в параграфе 2.3 в [13]) и при этом рассматривались сценарии с такими параметрами плазмы, при которых все коды предсказывали полное поглощение инжектируемой волны. Выбор модели расчёта ЭЦРН должен быть обусловлен физическими параметрами сценариев разрядов. Это может быть важно в тех случаях, когда нет полного однопроходного поглощения инжектируемой волны [13]. Валидация разработанных кодов (т.е. проверка соответствия предсказаний моделей, используемых в кодах, имеющимся экспериментальным данным) проводилась в работах, процитированных ранее для токамаков TCV, DIII-D (см. также обзор [5] и процитированные там работы). В целом показано, что существующие коды для моделирования ЭЦ-нагрева и ЭЦ-генерации тока дают хорошее согласие с экспериментом.

В настоящей работе проведено моделирование ЭЦРН в токамаке T-15МД с помощью кода GENRAY [8] и представлено сравнение с расчётами кодом OGRAY [12], приведёнными в [3, 4]. Эти коды участвовали в бенчмаркинге [16], проведённом для условий токамака ИТЭР, при этом результаты кода OGRAY немного отличались от предсказаний других кодов, участвовавших в бенчмаркинге (см. рис. 11 в [15]). Расчёты проведены для ЭЦ-нагрева на частоте 140 ГГц на третьей гармонике основной ЭЦ-частоты для тех же сценариев работы и схем инъекций, что и в [4]. Для условий T-15МД сравнение кодов ранее не проводилось. Такой бенчмаркинг может быть полезен, поскольку код GENRAY [8] позволяет комбинировать разные модели дисперсионной функции с разными способами расчёта поглощения ЭЦ-волн в плазме. Поэтому сравнение таких расчётов позволяет определить границы применимости этих моделей для описания ЭЦРН в различных условиях.

### РЕЖИМЫ РАБОТЫ ТОКАМАКА T-15МД И ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ ЭЦРН

Токамак T-15МД имеет следующие параметры: большой радиус тора  $R_0 = 1,5$  м, малый радиус тора  $a = 0,67$  м, удлинение  $k_{\text{elong}} = 1,75$ , треугольность  $\delta = 0,35$ , магнитное поле на оси тора  $B_0 = 1,5$  Тл. Основной сценарий квазистационарного режима работы T-15МД разработан с помощью кода ASTRA в работе [17] (режим с высокой вытянутостью и треугольностью, обозначаемый далее как  $\text{iscn} = 3$ ). В работе [4] предложены два других сценария работы на квазистационарной стадии разряда, полученные с помощью расчётов кодом ASTRA по модели канонических профилей (режимы с различными умеренными значениями вытяну-

тости и треугольности; метки режимов обозначены далее индексом  $iscn = 1, 2$ ). Параметры трёх сценариев приведены в табл. 1. Профили параметров плазмы в сценариях 1—3 из табл. 1 показаны на рис. 1.

Для нагрева с помощью необыкновенной волны на третьей гармонике основной ЭЦ-частоты рассматриваются три схемы инжекции волны [4]: через вертикальный (метка  $inj = 1$ ), верхний наклонный ( $inj = 2$ ) и экваториальный ( $inj = 3$ ) патрубки. Параметры геометрии ввода ЭМ-волны в токамаке Т-15МД показаны в табл. 2. Рассмотренные схемы инжекции показаны на рис. 2. Траектория центрального луча выбиралась так, чтобы луч попадал в область холодного резонанса для ХЗ-волны для значений магнитного поля на оси тора  $B_0$ . Полная инжектируемая мощность ЭЦН составляет 1 МВт.

Т а б л и ц а 1. Параметры сценариев работы токамака Т-15МД

| iscn | Параметр  | $T_e(0)$ , кэВ | $n_e(0)$ , $10^{19} \text{ м}^{-3}$ | $B_0$ , Тл | $Z_{\text{эф}}$ |
|------|---|----------------|-------------------------------------|------------|-----------------|
| 1    | Режим с умеренными $k_{\text{elong}}$ и $\delta$ с омическим нагревом                     | 1,37           | —                                   | —          | —               |
| 2    | Режим с умеренными $k_{\text{elong}}$ и $\delta$ с дополнительным нагревом ОН + ЭЦР 1 МВт | 1,8            | 4,03                                | 1,76       | 2,5             |
| 3    | Основной режим из работы [17]   | 4,14           | 3,97                                | 1,5        | 1,5             |

Т а б л и ц а 2. Геометрия ввода ЭМ-волн в токамаке Т-15МД

| inj | Параметр   | Координаты стартовой точки в полюидальной плоскости ( $R, Z$ ) |                     |
|-----|--|--|---------------------|
|     |  | $R_{\text{st}}$ , м  | $Z_{\text{st}}$ , м |
| 1   | Ввод через верхние патрубки, основная схема                  | 1,69   | 1,42                |
| 2   | Ввод мощности через наклонный патрубок, под углом $55^\circ$ | 2,09   | 0,84                |
| 3   | Экваториальный ввод  | 2,4  | 0                   |

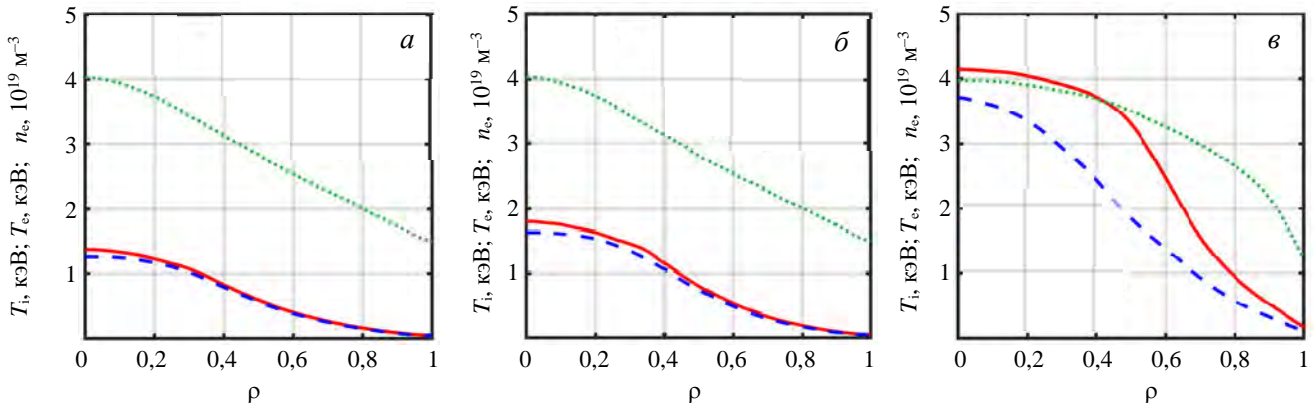


Рис. 1. Профили параметров плазмы в сценариях работы токамака Т-15МД из табл. 1:  $a$  —  $iscn = 1$ ;  $b$  —  $iscn = 2$ ;  $v$  —  $iscn = 3$ ; — — —  $T_e$ , кэВ; - - -  $T_i$ , кэВ; ···· —  $n_e$ ,  $10^{19} \text{ м}^{-3}$

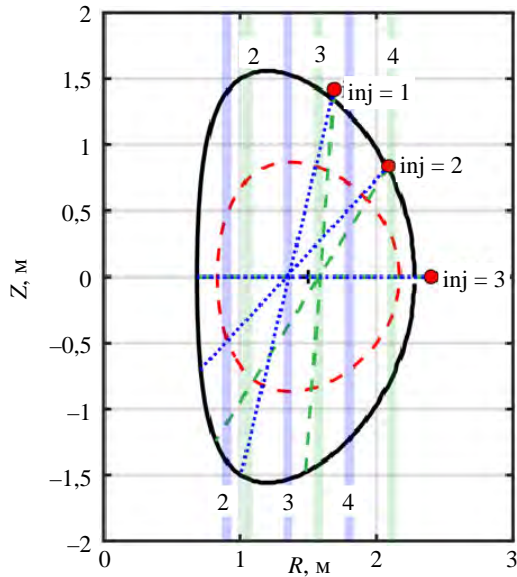


Рис. 2. Геометрия ввода ЭМ-волн в токамаке Т-15МД на частоте 140 ГГц (параметр  $inj = 1$ —3 в табл. 2). Показана траектория центрального луча, направленного в точку холодного резонанса для магнитного поля на оси тора. ЭЦ-нагрев при  $B_0 = 1,76$  Тл (— — — в сценариях с умеренным  $k_{\text{elong}}$ ,  $iscn = 1, 2$  в табл. 1) и  $B_0 = 1,5$  Тл (····· — основной сценарий Т-15МД с ЭЦ-нагревом,  $iscn = 3$ ); положение холодного резонанса: — — —  $B_0 = 1,76$  Тл, — — —  $B_0 = 1,5$  Тл; — — — вакуумная камера; - - - — последняя замкнутая магнитная поверхность, + — точка с координатами  $R_0, 0$

### РАСЧЁТЫ КОДОМ GENRAY

В коде GENRAY [8] расчёты ЭЦН могут проводиться для различных моделей дисперсионной функции, определяющей распространение ЭМ-волн в плазме (параметр  $id$ ), и различных моделей коэффициента поглощения волн в плазме (параметр  $iabsorp$ ). В коде GENRAY используется приближение геометрической

оптики для распространения ЭМ-волн в приближении локального термодинамического равновесия плазмы, т.е. в случае максвелловской функции распределения электронов по скоростям с температурой, зависящей от координат и времени. Из существующих в коде GENRAY более десятка приближений, включающих различные приближения общего вида тензора диэлектрической проницаемости как функции частоты и волнового вектора ЭМ-волны в различных диапазонах температуры плазмы и частоты ЭМ-волны, а также для различных типов (поляризаций) инжектируемой ЭМ-волны, выбраны следующие, относящиеся к ЭЦ-волнам (отметим, что действительная часть тензора диэлектрической проницаемости даёт описание траекторий ЭЦ-волн, включая эффекты рефракции и отражения волн, а мнимая (антиэрмитова) — поглощения ЭМ-волн):

- расчёт тензора диэлектрической проницаемости проводится путём учёта первых членов ряда разложения по степеням конечного ларморовского радиуса [18] (для указания результатов в тексте и на рисунках сохраним обозначения, принятые в описании кода для этого и других расчётных модулей, а именно случай «`iabsorp = 1`»). В этом подходе учитываются релятивистские эффекты в поглощении даже в случае малости отношения  $T_e/(m_e c^2)$ ;

- приближение горячей нерелятивистской плазмы [19], код С.В. Forest («`iabsorp = 4`»);

- приближение горячей релятивистской плазмы в коде С.В. Forest: диэлектрический тензор=эрмитова часть (из кода С.В. Forest) + антиэрмитова часть (релятивистский) («`iabsorp = 6`»);

- расчёт поглощения ЭЦ-волны проводится в случае произвольного релятивизма электронов (т.е. произвольных, не обязательно малых значений отношения  $T_e/(m_e c^2)$ ) [19—21], а рефракция — в приближении холодной плазмы, т.е. в пренебрежении любыми тепловыми поправками при расчёте траектории волны [22] (случай «`iabsorp = 7`»).

Влияние дисперсионной функции в расчётах GENRAY на траекторию основного луча показано на рис. 3. На рисунке видно, что различие моделей для дисперсионной функции (действительная часть тензора диэлектрической проницаемости) незначительно сказывается на расчётах траектории лучей в рас-

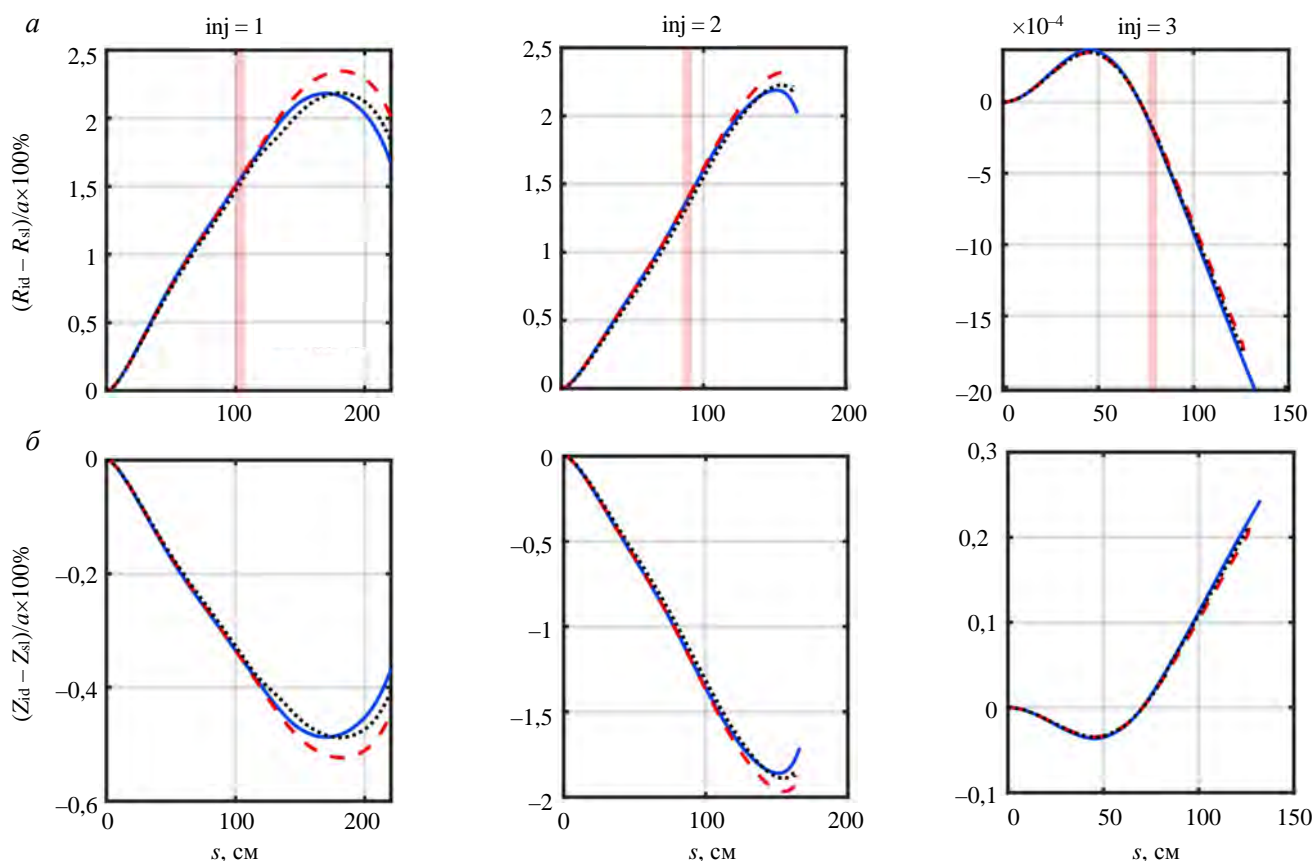


Рис. 3. Зависимость траектории лучей ЭЦ-волн в основном сценарии работы токамака Т-15МД (`iscn = 3`) от выбора модели дисперсионной функции (параметр `id` в коде GENRAY): `id = 3` (—) — уравнение Апплтона—Хартри для холодной замагниченной плазмы, `id = 4` (- - -) — релятивистская плазма в приближении Мацукато [18, 19] с эрмитовым тензором диэлектрической проницаемости и с полным тензором (`id = 5` (····)) при различных геометриях ввода ЭЦ-волны в плазму (параметр `inj = 1—3` на красной кривой): *a* — функция расстояния вдоль луча *s*, нормированная на малый радиус тора разность между проекцией центрального луча на большой радиус тора (*R*-координата в полоидальной плоскости)  $R_{id}$  и координатой прямой линии  $R_3$  (линия проходит через ту же начальную точку и имеет то же направление в начальной точке, что и центральный луч); *b* — та же величина, что и на *a*, но для *Z*-проекции координаты центрального луча и прямой; ■ — резонанс для 3-й гармоники основной ЭЦ-частоты

смотренных режимах работы Т-15МД. Этот же вывод был сделан при сравнении траекторий лучей в расчётах различными кодами в работе [15] для условий токамака ИТЭР. Поэтому в большинстве действующих кодов для моделирования ЭЦН в токамаках используется приближение холодной замагниченной плазмы для расчёта траектории волн (GENRAY, TORAY, OGRAY, TORBEAM).

Сравнение профилей поглощённой мощности ЭЦН в трёх сценариях Т-15МД из табл. 1 для трёх выбранных схем инжекции волн в плазму (см. табл. 2) показано на рис. 4.

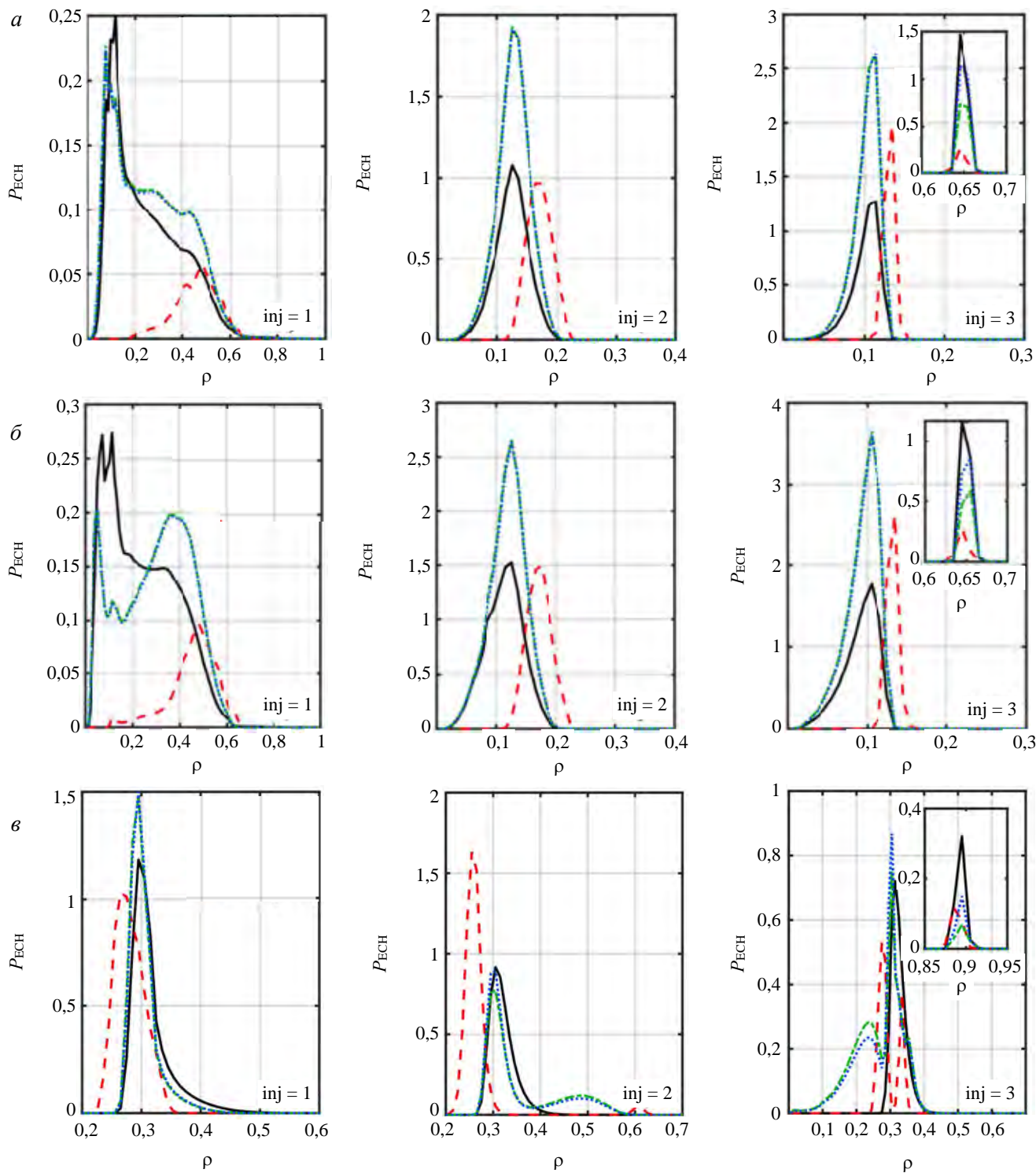


Рис. 4. Профили поглощённой мощности ЭЦ-излучения  $P_{\text{ECN}}(\rho)$  для сценариев работы Т-15МД (см. табл. 1)  $i_{\text{scn}} = 1$  (а),  $i_{\text{scn}} = 2$  (б),  $i_{\text{scn}} = 3$ , МВт/м<sup>3</sup> (в) при различных геометриях ввода излучения в плазму, рассчитанные кодом GENRAY в приближении холодной плазмы для лучевой траектории для различных моделей коэффициента поглощения (параметр  $i_{\text{absorp}}$ ), включая случай полного учёта релятивистских эффектов. Полная мощность инжектированного излучения составляет, МВт:  $i_{\text{absorp}} = 1$  (—),  $= 4$  (- - -),  $= 6$  (- · - ·),  $= 7$  (····)

Эффективность (т.е. доля поглощённой мощности) ЭЦРН и положение максимума поглощённой мощности показаны на рис. 5. Из рис. 4 и 5 следует, что приближение горячей нерелятивистской плазмы ( $iabsorp = 4$ ) заметно отличается от остальных расчётов, использующих разные приближения для дисперсионных функций релятивистской плазмы.

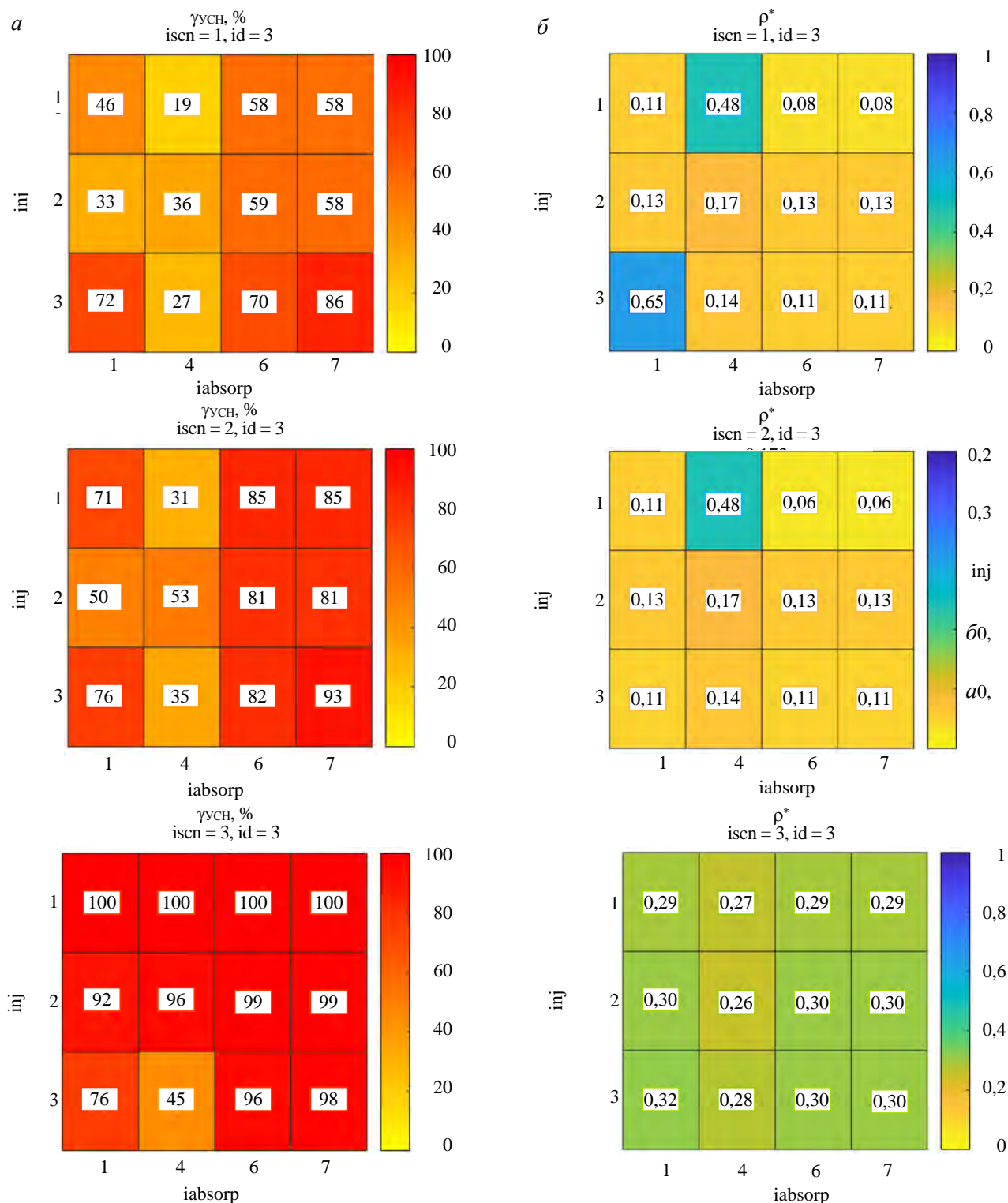


Рис. 5. Отношение поглощённой мощности ЭЦ-нагрева к инжектируемой (а) и пространственная координата (метка магнитной поверхности) максимума поглощённой мощности нагрева (б) в различных сценариях работы Т-15МД для разных моделей поглощения ЭЦ-излучения в коде GENRAY

Этот эффект особенно заметно проявляется для случая вертикальной инжекции в схеме  $inj = 1$ . Для этого случая ( $inj = 1$ ) проведены подробные расчёты ЭЦ-нагрева в сценарии  $iscn = 1$  из табл. 1, которые показаны на рис. 6.

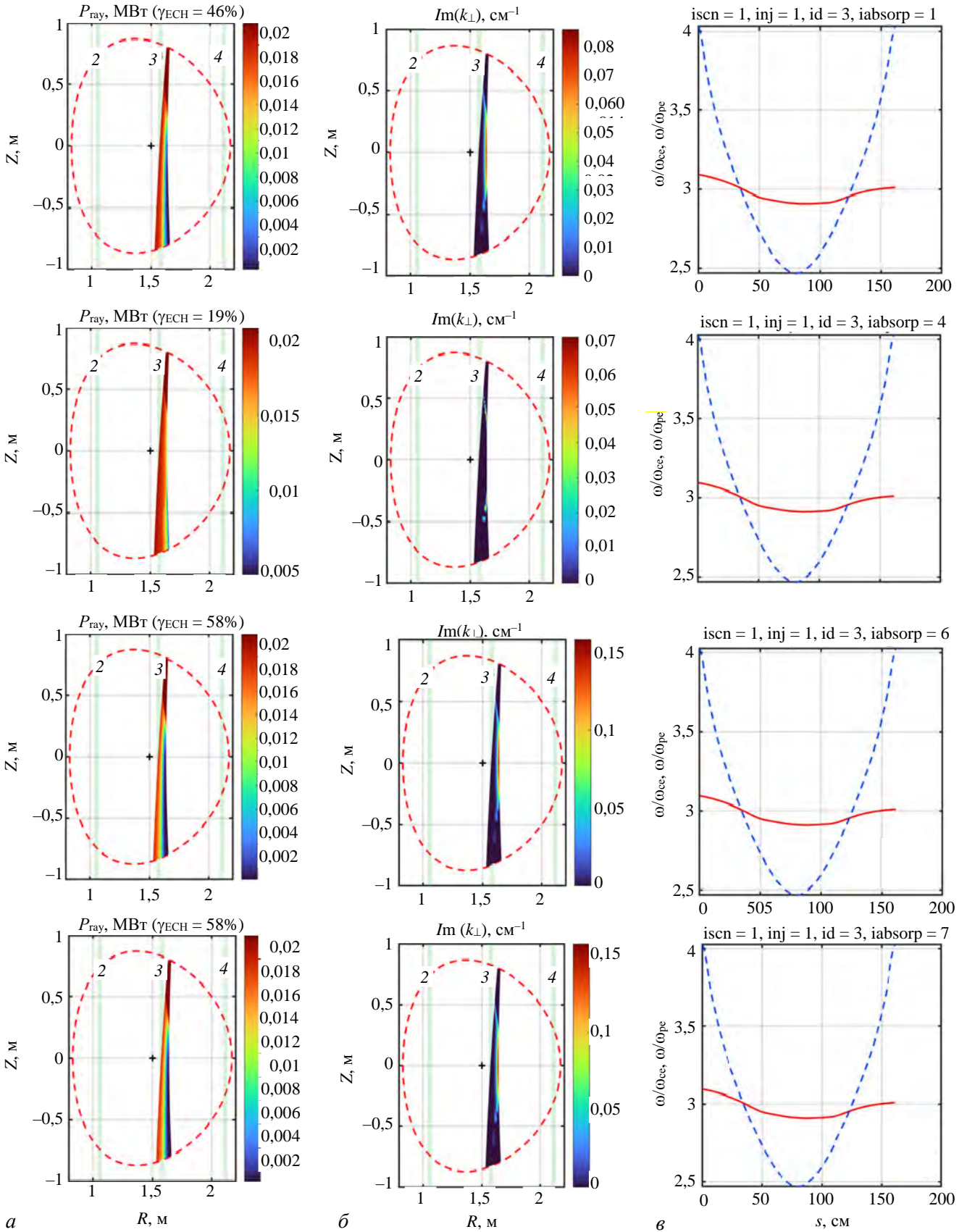


Рис. 6. Расчёты ЭЦ-нагрева в сценарии  $iscn = 1$  из табл. 1 при геометрии ввода ЭЦ-излучения  $inj = 1$  для различных моделей поглощения ЭЦ-волн (параметр  $iabsorp$ ):  $a$  — зависимость энергии инжектируемой волны в каждом луче от расстояния вдоль луча  $s$ , отсчитываемого от точки входа луча в плазму;  $b$  — мнимая часть волнового числа (коэффициент поглощения) для каждого луча как функция  $s$ ;  $c$  — отношение частоты инжектированной волны  $\omega$  к локальной плазменной частоте  $\omega_p(s)$  и к циклотронной частоте  $\omega_c(s)$  для центрального луча вдоль проекции его траектории на полоидальное сечение; вертикальными светло-зелёными линиями показано положение ЭЦ-резонансов основной ЭЦ-частоты; —  $\omega/\omega_{ce}$ , - - -  $\omega/\omega_{pe}$

Результаты проведённых расчётов (см. рис. 4—6) показывают, что существующая сложность аналитического описания ввиду резкой зависимости коэффициента поглощения от частоты и направления ЭМ-волны в замагниченной плазме и, как следствие, сложность численного моделирования поглощения энергии ЭЦ-волн влияют на порой существенную изменчивость результатов расчётов кодом GENRAY для практических задач. Это обстоятельство следует учитывать при прогнозировании сценариев работы установок для магнитного удержания плазмы, использующем предсказательное моделирование ЭЦ-нагрева и ЭЦ-генерации тока. Поэтому сохраняется актуальность сравнения моделирования не только одним кодом для разных моделей процессов поглощения ЭЦ-волн, но и сравнения разных кодов, использующих разные модели распространения и поглощения ЭЦ-волн. Такое сравнение двух различных кодов проведено в следующем разделе.

### СРАВНЕНИЕ РАСЧЁТОВ КОДОМ GENRAY С РАСЧЁТАМИ КОДОМ OGRAY

Для сравнения расчётов, выполненных с помощью лучевого кода GENRAY, с расчётами кодом OGRAY, моделирующим распространение гауссова пучка, для расчётов в GENRAY был подобран угол расходимости лучей так, чтобы в точке холодного резонанса выполнялось условие равенства расходимости лучей полуширине гауссовского пучка, запущенного из той же начальной точки, как это показано на рис. 7. Сравнение расчётов ЭЦ-нагрева с помощью кода GENRAY и с помощью кода OGRAY из работы [4] показано на рис. 8 для сценариев, указанных в табл. 1, и схем инжекции из табл. 2.

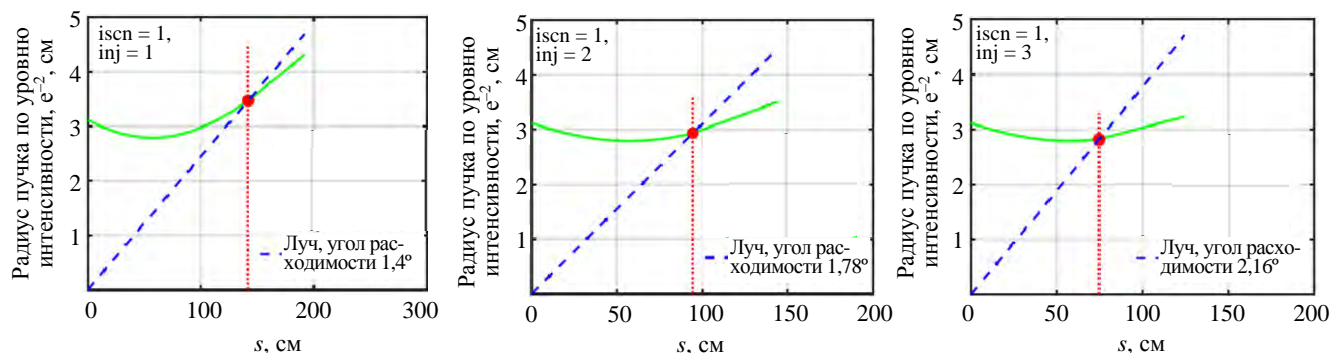


Рис. 7. Определение угла расходимости лучей, запущенных из общей начальной точки, используемых в лучевом приближении в расчётах GENRAY (---). Угол расходимости лучей определялся из условия равенства расходимости лучей полуширине гауссовского пучка, запущенного из той же начальной точки  $w_0 = 3,12$ ,  $R_b = 284$  см (—), в зоне ЭЦ-резонанса 3-й гармоники (⋯)

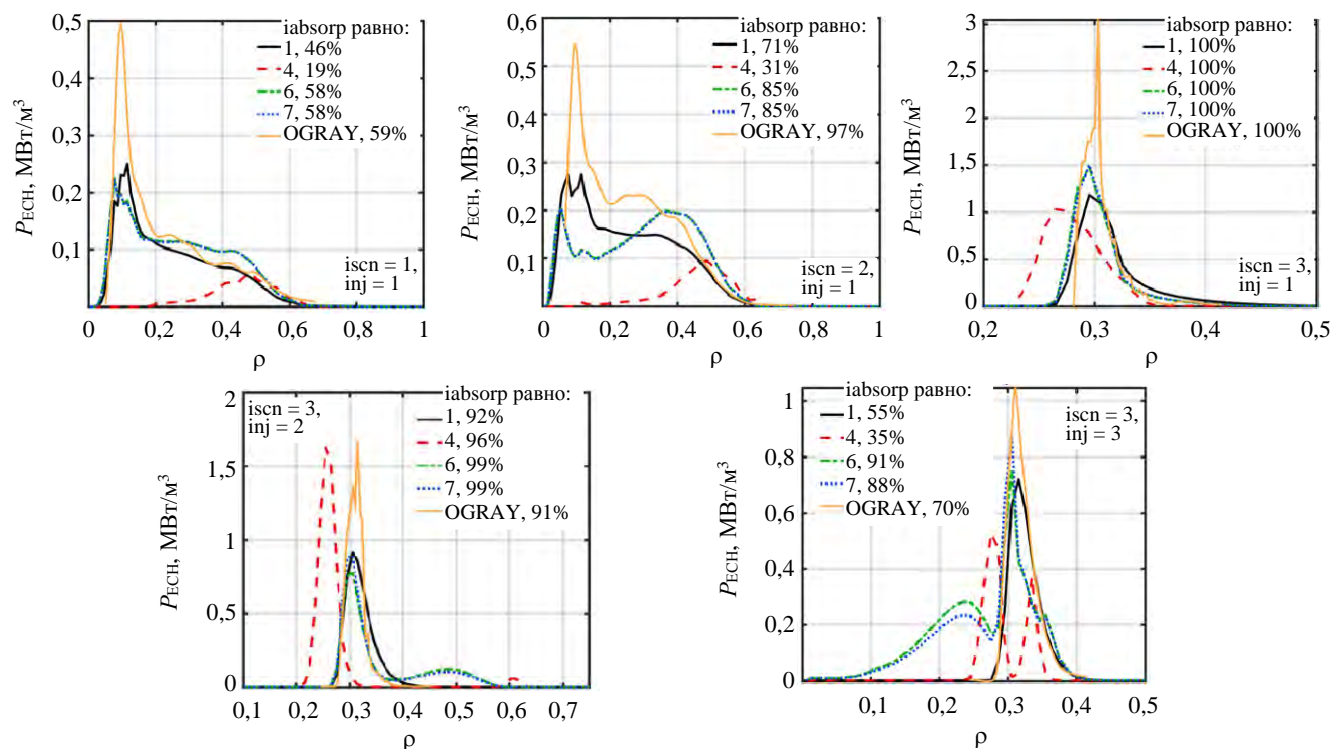


Рис. 8. Сравнение расчётов [4] кодом OGRAY [12] с расчётами кодом GENRAY для различных моделей поглощения излучения ( $id = 3$ ). На рисунке указана эффективность ЭЦ-нагрева, причём для случая  $iscn = 3$ ,  $inj = 3$  указанная эффективность однопроходного поглощения ЭЦ-нагрева относится только к области плазмы  $\rho < 0,5$

Проведённое сравнение расчётов кодом GENRAY с результатами [4] расчётов OGRAY на примере ожидаемых условий разряда в токамаке T-15MD показало, что задача детального анализа влияния вариации физических моделей (используемых приближений) остаётся актуальной.

## ВЫВОДЫ

Расчёты кодом GENRAY ЭЦРН плазмы в токамаке T-15MD на частоте 140 ГГц проведены для трёх различных сценариев работы токамака, полученных в работах [17] и [4], для трёх вариантов геометрии инжекции волны в плазму, предложенных в [4]. Расчёты кодом GENRAY позволяют использовать разные версии (а именно различные физические модели, отличающиеся, в частности, и степенью учёта релятивизма электронов) коэффициентов поглощения и дисперсионного соотношения для ЭЦ-волн в плазме. Предыдущие исследования результатов расчётов кодом GENRAY показали слабую зависимость результатов от вариации дисперсионного соотношения и порой сильную зависимость от вариации коэффициентов поглощения. В настоящих расчётах использованы версии коэффициентов поглощения, относящиеся к невысокой степени релятивизма, поскольку они допускают достаточно быстрый массовый расчёт.

Результаты показали высокую эффективность ЭЦ-поглощения на одном проходе волны для основного квазистационарного сценария [17] работы T-15MD. Это в целом хорошо согласуется с результатами расчётов кодом OGRAY, выполненных в [4]. Для двух других вариантов профилей основных параметров плазмы, которые характеризуются неполным однопроходным поглощением, наблюдается качественное согласие результатов моделирования кодами OGRAY и GENRAY. Во всех трёх указанных случаях моделирования кодами GENRAY и OGRAY хорошо совпадают предсказания эффективности ЭЦ-нагрева при многопроходном поглощении, пространственного расположения максимума поглощённой мощности ЭЦ-нагрева. Напротив, предсказания формы пространственного профиля поглощённой мощности могут существенно различаться. Причины этого различия требуют проведения дополнительного анализа.

Авторы благодарят Н.А. Кирневу за инициирование настоящей работы и полезные обсуждения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н.** Экспериментальная термоядерная установка токамак T-15MD. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15—38.
2. **Minashin P.V., Kukushkin A.B., Harvey R.W.** — Modelling of the electron cyclotron resonance heating and current drive in the T-15-MD tokamak with GENRAY and CLQ3D codes. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 2, с. 65—72.
3. **Кирнева Н.А., Кислов Д.А., Рой И.Н.** О выборе частоты электронно-циклотронного нагрева для установки T-15MD. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 64—74.
4. **Кирнева Н.А., Борщеговский А.А., Куянов А.Ю., Пименов И.С. и др.** Возможность использования частоты 140 ГГц для ЭЦР-нагрева плазмы в токамаке T-15MD. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 3, с. 24—36.
5. **Prater R.** Heating and current drive by electron cyclotron waves. — *Physics of Plasmas*, 2004, vol. 11, p. 2349—2376.
6. **Alberti S., Arnoux G., Porte L., Bortolon A. et al.** Third-harmonic X-mode, real-time controlled top-launch ECW experiments on TCV Tokamak. — *J. of Physics: Conference Series*, 2005, vol. 25, p. 210.
7. **Li J.-C., Gong X.-Y., Dong J.-Q., Wang J. et al.** Numerical analysis of the optimized performance of the electron cyclotron wave system in a HL-2M tokamak. — *Chinese Physics B*, 2016, vol. 25, p. 045201.
8. **Smirnov A.P., Harvey R.W., Kupfer K.** A general ray tracing code GENRAY. — *Bulletin of the American Physical Society*, 1994, vol. 39, p. 1626.
9. **Kritz A.H., Hsuan H., Goldfinger R.C., Batchelor D.C.** — In: *Proc. of the 3rd International Symposium on Heating in Toroidal Plasmas*. Brussels, Belgium, 1982, vol. 2, p. 707.
10. **Poli E., Peeters A.G., Pereverzev G.V.** TORBEAM, a beam tracing code for electron-cyclotron waves in tokamak plasmas. — *Computer Physics Communications*, 2001, vol. 136, p. 90—104.
11. **Harvey R.W., McCoy M.G.** — In: *Proc. of the IAEA Technical Committee Meeting on Advances in Simulation and Modeling of Thermonuclear Plasmas*. Montreal, Canada, IAEA, Institute of Physics Publishing, 1992, p. 489—526.
12. **Звонков А.В., Куянов А.Ю., Сковорода А.А., Тимофеев А.В.** ЭЦР-генерация тока в замкнутых системах в режиме авторезонанса. — *Физика плазмы*, 1998, т. 24, с. 424—435.
13. **Stober J., Schubert M., Schneider M., Denk S.S. et al.** Quantification of X3 absorption for ITER L-mode parameters in ASDEX Upgrade. — *EPJ Web Conf.*, 2023, vol. 277, p. 02007.
14. **Forest C.B., Harvey R.W., Smirnov A.P.** Power deposition by mode converted electron Bernstein waves in the DIII-D heat pinch experiments. — *Nuclear Fusion*, 2001, vol. 41, p. 619.

15. **Prater R., Farina D., Gribov Y., Harvey R.W. et al.** Benchmarking of codes for electron cyclotron heating and electron cyclotron current drive under ITER conditions. — Nuclear Fusion, 2008, vol. 48, p. 035006.
16. **Petty C.C., Prater R., Lohr J., Luce T.C. et al.** Report United States. Department of Energy. GA-A23977, 2002.
17. **Леонов В.М.** Исследование условий получения квазистационарных режимов в токамаке Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 3, с. 73—79.
18. **Mazzucato E., Fidone I. Granata G.** Damping of electron cyclotron waves in dense plasmas of compact ignition tokamak. — Physics of Fluids, 1987, vol. 30, p. 3745—3751.
19. **Stix T.H.** Waves in Plasmas. — New York: American Institute of Physics, 1992.
20. **Трубников Б.А.** Физика плазмы и проблема УТР. Т. 3. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 104—113.
21. **Бекефи Дж.** Радиационные процессы в плазме. — М.: Мир, 1971.
22. **Krall N.A., Trivelpiece A.W.** Principles of Plasma Physics. — New York: McGraw-Hill, 1973.



Павел Вадимович Минашин, с.н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Minashin\_PV@nrcki.ru



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

Статья поступила в редакцию 4 апреля 2023 г.

После доработки 4 июля 2023 г.

Принята к публикации 5 июля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 3, с. 55—64.

УДК 533.9.07

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СБОРУ ЛИТИЯ СЕТЧАТЫМ КОЛЛЕКТОРОМ В КАМЕРЕ ТОКАМАКА Т-11М

*Я.А. Васина, А.Н. Щербак, А.С. Пришвицын, Н.Т. Джигайло, Н.П. Петрова,  
А.С. Джурик, Д.А. Скопинцев, П.А. Антонов, А.В. Зорин, В.Б. Лазарев*

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

В работе представлены экспериментальные результаты сбора лития на гладкий и сетчатый коллектор, установленный в камере токамака Т-11М с вертикальным литиевым лимитером. Коллектор (продольный) в виде длинного цилиндра был установлен в пристеночной области камеры вдоль тороидальной оси токамака. Показано, что коллектор с поверхностью, покрытой слоями сетки, собирает литий в 5 раз лучше, чем с гладкой поверхностью. Исследован сбор лития сетчатым коллектором с различным количеством слоёв сетки. Установлено, что основной сбор лития (75%) приходится на два внешних слоя сетки коллектора. Предложена простая математическая модель, которая описывает распределение по слоям сетки собранного лития.

**Ключевые слова:** токамак, литиевый лимитер, коллектор лития.

## EXPERIMENTS ON LITHIUM COLLECTION WITH A MESH COLLECTOR IN T-11M TOKAMAK CHAMBER

*Ya.A. Vasina, A.N. Shcherbak, A.S. Prishvitsyn, N.T. Djigailo, N.P. Petrova, A.S. Djurik, D.A. Skopintsev,  
P.A. Antonov, A.V. Zorin, V.B. Lazarev*

*SRC RF TRINITY, Moscow, Troitsk, Russia*

This paper presents the experimental results of lithium collection on a smooth and mesh collector installed in T-11M tokamak chamber with a vertical lithium limiter. A collector (longitudinal) in the form of a long cylinder was installed in the near-wall region of the chamber along the toroidal axis of the tokamak. It was shown that a collector with a surface covered by several layers of stainless steel mesh collects lithium five times more than one with a smooth surface. The collection of lithium by a mesh collector with a different number of mesh layers was studied. It has been established that the two outer layers of the collector mesh collect the most part of lithium (75%). A simple mathematical model was proposed that describes the distribution of the collected lithium over the mesh layers.

**Key words:** tokamak, lithium limiter, lithium collector.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-3-65-73

## ВВЕДЕНИЕ

Одним из важных вопросов на пути к стационарному режиму работы токамака является выбор материала для обращённых к плазме компонентов первой стенки. Обращённые к плазме компоненты подвергаются воздействию мощного потока высокоэнергетических частиц, приводящему к разрушению (эрозии) внутрикамерных элементов в результате распыления, расплавления. Другое нежелательное следствие распыления — «загрязнение» плазмы токамака, приводящее к охлаждению центральной области из-за радиационных потерь на «тяжёлых» примесях с высоким зарядом ядра  $Z$ .

Возможным решением является создание непрерывно возобновляемых защитных покрытий первой стенки токамака-реактора с использованием жидких металлов с низким атомным номером, в частности, лития как металла с предельно низким атомным номером ( $Z = 3$ ) [1]. Однако накопление большого количества лития на стенках вакуумной камеры токамака при длительной эксплуатации также нежелательно по ряду причин. Во-первых, это может привести к накоплению в камере большого количества радиоактивного трития в будущем токамаке-реакторе [2], и, во-вторых, в силу высокой химической активности лития в отношении остаточных атмосферных газов ( $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$ ) при длительной эксплуатации или разгерметизации происходит образование нежелательных и трудноудаляемых соединений лития ( $Li_2O$ ,  $Li_2CO_3$ ) [3, 4]. Следовательно, возникает необходимость минимизировать осаждение лития на стенки вакуумной камеры токамака и собирать литий для дальнейшей очистки и использования в замкнутом цикле [5].

Одной из концепций использования жидкого лития для защиты компонентов, контактирующих с плазмой, является замкнутый контур циркуляции лития [5]. Его основными элементами являются лимитер/эмиттер и коллекторы лития. В качестве эмиттеров и коллекторов на токамаке Т-11М используются

литиевые лимитеры на основе капиллярно-пористой системы (КПС) [6]. Важной задачей для практической реализации такого контура является выбор наиболее эффективного типа коллектора.

В работе исследуется сбор лития продольным, расположенным вдоль тороидальной оси токамака коллектором с гладкой и сетчатой поверхностью. Для сетчатого коллектора исследовалась зависимость эффективности сбора лития от количества слоёв сетки. Результаты получены в ходе экспериментальных серий токамака Т-11М, проведённых в течение последних двух лет.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

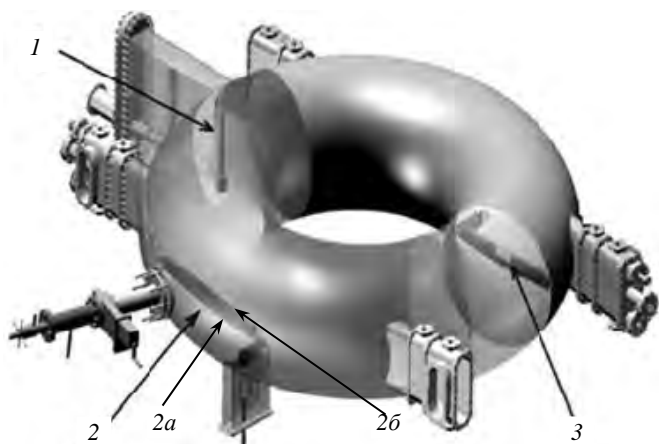


Рис. 1. Расположение основных внутрикамерных элементов токамака Т-11М: 1 — вертикальный литиевый лимитер; 2 — продольный литиевый лимитер; 2а — ионная сторона; 2б — электронная сторона; 3 — продольный коллектор

Экспериментальная часть работы выполнена на токамаке Т-11М. Типичные параметры плазмы в ходе экспериментальных серий, представленных в данной работе:  $R/a = 0,7$  м/0,2 м,  $I_p = 60\text{—}70$  кА,  $B_T = 1\text{—}1,2$  Тл,  $n_e = 2 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>,  $\Delta t = 150\text{—}180$  мс. На рис. 1 показаны основные элементы установки: вертикальный литиевый лимитер на основе КПС (1), продольный литиевый лимитер на основе КПС (2) и продольный коллектор (гладкий или сетчатый) (3). Конструкция вертикального лимитера представляет собой цилиндрическую металлическую поверхность, на которой помещён КПС с литием. Гладкий коллектор представляет собой цилиндрическую металлическую поверхность, а сетчатый — аналогичную поверхность, на которой с помощью точечной сварки закреплены два или четыре слоя сетки.

Экспериментальная часть работы выполнена на токамаке Т-11М. Типичные параметры плазмы в ходе экспериментальных серий, представленных в данной работе:  $R/a = 0,7$  м/0,2 м,  $I_p = 60\text{—}70$  кА,  $B_T = 1\text{—}1,2$  Тл,  $n_e = 2 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>,  $\Delta t = 150\text{—}180$  мс. На рис. 1 показаны основные элементы установки: вертикальный литиевый лимитер на основе КПС (1), продольный литиевый лимитер на основе КПС (2) и продольный коллектор (гладкий или сетчатый) (3). Конструкция вертикального лимитера представляет собой цилиндрическую металлическую поверхность, на которой помещён КПС с литием. Гладкий коллектор представляет собой цилиндрическую металлическую поверхность, а сетчатый — аналогичную поверхность, на которой с помощью точечной сварки закреплены два или четыре слоя сетки.

В качестве основного эмиттера лития использовался вертикальный литиевый лимитер (1). Также в некоторых экспериментальных сериях в качестве дополнительного источника лития использовался продольный литиевый лимитер, представляющий собой гладкую цилиндрическую металлическую поверхность, на которой установлена КПС с литием (2). В вертикальном и продольном эмиттерах установлены нагревательные элементы и набор термопар, позволяющие нагревать лимитер до заданной температуры. Система принудительного охлаждения всех эмиттеров и коллекторов отсутствует. Более подробно эмиттер-коллекторная система токамака Т-11М описана в [7].

В ходе экспериментов использовались два вида коллекторов: гладкий коллектор и сетчатый коллектор (рис. 1, 3) с различным количеством слоёв сетки из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т (2 или 4 слоя). Внешний вид коллекторов после завершения экспериментальной серии показан на рис. 2. Геометрическая площадь коллектора, которая собирает литий, составляет 420 см<sup>2</sup>.



Рис. 2. Гладкий (а) и сетчатый коллектор (б) после экспозиции в рабочих разрядах Т-11М

По завершении экспериментальной серии коллектор вынимался из камеры токамака на атмосферу для последующего анализа собранного им количества лития. Далее сетка на поверхности коллектора срезалась и разделялась на 12 частей (6 с ионной стороны и 6 с электронной) размером  $10 \times 4,5$  см. Ионная и электронная стороны определялись по направлению тока плазмы (ионной стороной называется та, которая находится в направлении тока плазмы (ионного тока), обратная ей называется электронной) (см. рис. 1). В экспериментальных сериях по изучению распределения лития по слоям сетка разделялась на 48 частей (6 с ионной стороны и 6 с электронной для каждого из четырёх слоёв сетки). На рис. 3 показан пример разделённой сетки с ионной стороны для последующего анализа. Для электронной стороны разделение происходило аналогичным образом. Каждый полученный фрагмент помещался в отдельный стеклянный сосуд и заливался кипящей дистиллированной водой. Это позволяло перевести все соединения лития в раствор. В случае гладкого коллектора литий смывался с каждого из пяти сегментов коллектора. Полученные растворы анализировались на пламенном фотометре ПФА-378 для определения количества лития в растворе.

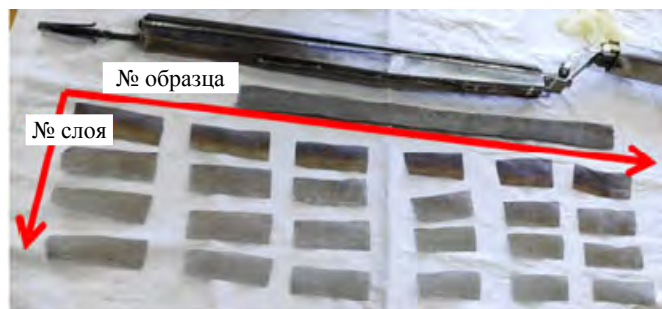


Рис. 3. Вид сеток после экспозиции коллектора

Таким образом, получено распределение собранного лития как вдоль коллектора, так и для каждого из четырёх слоёв сетки. Нумерация образцов вдоль коллектора определена следующим образом. Первым считается образец, находящийся у острия коллектора. Расстоянию вдоль коллектора на полученных радиальных распределениях соответствует положение середины образца. Нумерация слоёв сетки начинается с внешнего контактирующего с плазмой слоя.

## РЕЗУЛЬТАТЫ СБОРА ЛИТИЯ ГЛАДКИМ И СЕТЧАТЫМ ПРОДОЛЬНЫМ КОЛЛЕКТОРОМ

Серия экспериментов с гладким продольным коллектором состояла из 20 разрядов с вертикальным лимитером в качестве основного источника лития и продольным лимитером в качестве дополнительного источника. В данной экспериментальной серии при определении количества собранного лития не проводилось разделение на ионную и электронную стороны из-за малого количества разрядов. Средний интегральный сбор лития на гладкий коллектор составил  $9,5$  мкг/разряд ( $0,02$  мкг/(см<sup>2</sup>·разряд)).

Серия с сетчатым коллектором с двумя слоями сетки состояла из 190 рабочих разрядов с вертикальным лимитером в качестве основного источника лития, продольным лимитером в качестве дополнительного источника.

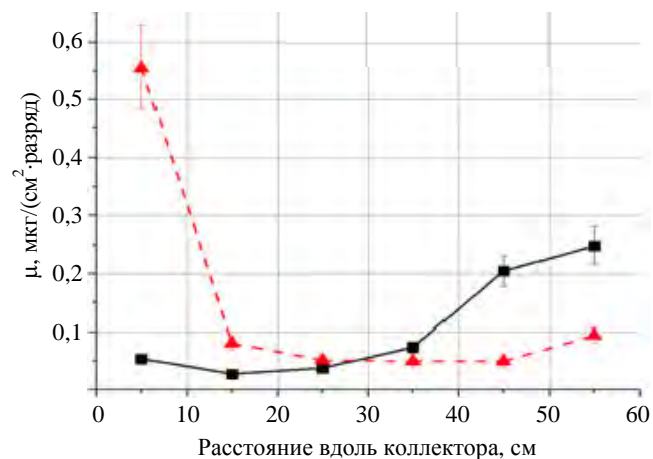


Рис. 4. Распределение осаждённого лития вдоль сетчатого коллектора с ионной (■) и электронной стороны (▲)

Средний сбор лития на сетчатый коллектор составил  $42$  мкг/разряд ( $0,1$  мкг/(см<sup>2</sup>·разряд)). Средний сбор лития на гладкий коллектор составил  $9,5$  мкг/разряд ( $0,02$  мкг/(см<sup>2</sup>·разряд)). Таким образом, сетчатый коллектор собрал лития в 5 раз больше, чем гладкий.

С помощью методики разделения сеточного покрытия лимитера было получено распределение нормированного сбора лития  $\mu(x) = m/(SN)$  на сетки вдоль коллектора (рис. 4). Здесь  $m$  — масса лития, собранного на образец;  $S$  — площадь образца;  $N$  — количество разрядов в серии. Наибольший сбор наблюдается с

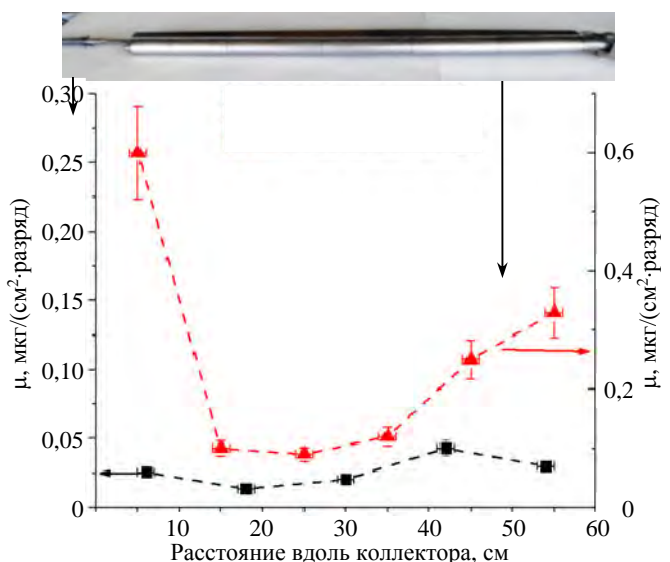


Рис. 5. Нормированный сбор лития на гладкий (■) и сетчатый коллекторы (▲)

электронной стороны на образце, находящемся на отрезке от 0 до 10 см. Такой экспериментальный результат требует дальнейшего исследования, так как его нельзя объяснить влиянием присутствия продольного коллектора или вертикального лимитера.

Полученное распределение сбора лития  $\mu(x)$  вдоль гладкого коллектора показано на рис. 5. Также для сравнения на нём приведено распределение сбора лития в экспериментальной серии с сетчатым коллектором (суммарно для ионной и электронной стороны). Стоит отметить, что эти распределения ведут себя одинаково: сначала идёт уменьшение сбора лития при переходе от первого образца ко второму, затем постепенный рост.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПРОПУСКАНИЯ ПОТОКА ЛИТИЯ ЧЕРЕЗ СЕТЧАТОЕ ПОКРЫТИЕ КОЛЛЕКТОРА

Ранее было показано, что для сбора лития эффективнее использовать сетчатый коллектор. Следующей задачей было определить, сколько слоёв сетки является оптимальным для практического использования данного коллектора. Для этого проведены две серии экспериментов с продольным сетчатым коллектором с двумя и четырьмя слоями сетки и продольным лимитером в качестве эмиттера лития. Количество рабочих разрядов составило 1000 и 115 соответственно. Интегральный сбор коллектора для каждой из серий составил 7,2 мкг/разряд и 25,6 мкг/разряд соответственно. Коэффициент пропускания для одной сетки можно определить, зная её геометрические параметры:

$$C = \frac{l^2}{(l + d)^2}, \quad (1)$$

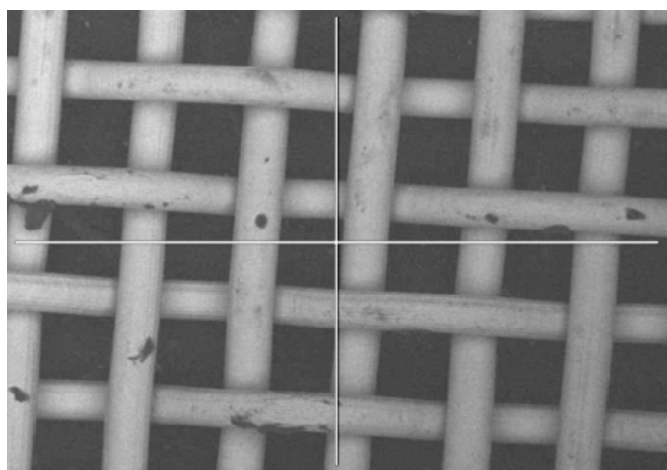


Рис. 6. СЭМ-изображение сетки, размер ячейки 70 мкм, диаметр проволоки 50 мкм

где  $C$  — коэффициент пропускания;  $l$  — размер ячейки (70 мкм);  $d$  — диаметр проволоки (50 мкм).

Параметры сетки (размер ячейки, диаметр проволоки) определялись с помощью сканирующего электронного микроскопа ТМ-1000. СЭМ-изображение сетки показано на рис. 6. Рассчитанный по данным геометрическим параметрам коэффициент пропускания составил  $C = 0,34$ .

В таблице представлены результаты по среднему сбору лития за один разряд в сериях с сетчатым коллектором с двумя и четырьмя слоями сетки. Из приведённых данных следует, что два слоя сетки пропускают 12% лития, а четыре — только 2%. Можно отметить, что эти значения согласуются со степенями коэффициента пропускания  $C^2 = 0,11$ ,  $C^4 = 0,013$ . Для четырёх слоёв сетки со-

гласие хуже, что может быть связано с частичным перекрытием ячеек.

Результаты сбора лития в экспериментальных сериях с сетчатым коллектором с двумя и четырьмя слоями сетки

| Количество сеток $N$ | Масса лития на сетках $m_1$ , мкг/разряд | Масса лития, собранного на основании коллектора под сетками, $m_2$ , мкг/разряд | $m_2/(m_1 + m_2)$ | $C^N$ |
|----------------------|--|---|-------------------|-------|
| 2 сетки              | 6,4                                      | 0,8   | 0,12              | 0,11  |
| 4 сетки              | 25                                       | 0,6   | 0,02              | 0,013 |

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СОБРАННОГО ЛИТИЯ ПО СЛОЯМ СЕТЧАТОГО КОЛЛЕКТОРА

Для более детального изучения сбора лития на сетчатый коллектор было необходимо также понять, как собранный литий распределяется между слоями сетки. Проведены две серии экспериментов по экспонированию сетчатого продольного коллектора с четырьмя слоями сетки. Источником лития в обеих сериях служил вертикальный КПС-лимитер с внешней подпиткой. В первой серии

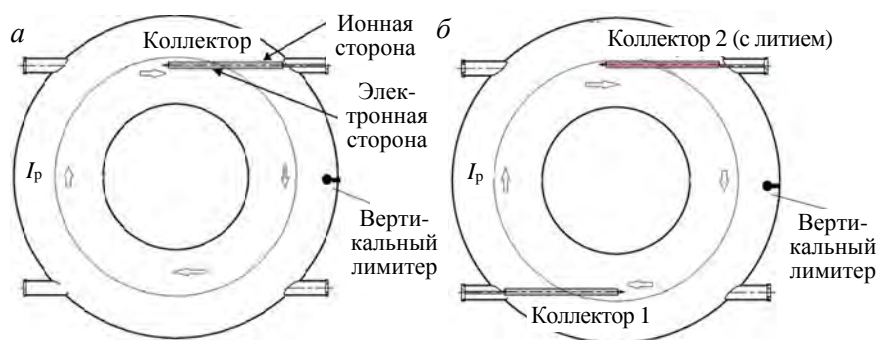


Рис. 7. Расположение эмиттера и коллекторов лития в сериях с одним (а) и двумя (б) продольными коллекторами

сбор лития осуществлялся одним сетчатым коллектором (рис. 7, а), во второй серии в качестве ещё одного коллектора служил продольный КПС-лимитер, предварительно заполненный литием (рис. 7, б). При этом поверхность существующей на поверхности коллектора КПС с литием были приварены методом точечной сварки два слоя сетки. Таким образом, поверхность коллектора состояла из четырёх слоёв сетки, два из которых заполнены литием, а оставшиеся — нет. Обозначим коллектор, который не содержал лития до начала экспериментальной серии, как коллектор 1, а коллектор, изначально заполненный литием, как коллектор 2. Коллектор 1 находился в тени коллектора 2. Расположение основных элементов в камере токамака для указанных двух серий показано на рис. 7.

Полученные экспериментальные данные позволяют построить экспериментальную зависимость сбора лития каждым из слоёв сетки. А используя значение коэффициента пропускания, рассчитанное ранее, можно получить такую зависимость теоретически.

**Серия с одним коллектором.** Общее количество лития, собранного в серии с одним продольным коллектором, составило 31,7 мкг/разряд. Из них 15 мкг/разряд собралось на ионной стороне, 16 мкг/разряд — на электронной стороне, 0,7 мкг/разряд собрано на основании коллектора под сетками. На рис. 8 и 9 показано полученное распределение нормированного сбора лития  $\mu$  (на площадь образца и количество разрядов) вдоль коллектора с ионной и электронной стороны для каждого слоя сетки. Как можно видеть, первые два образца с электронной стороны собирают гораздо больше лития, чем оставшиеся четыре.

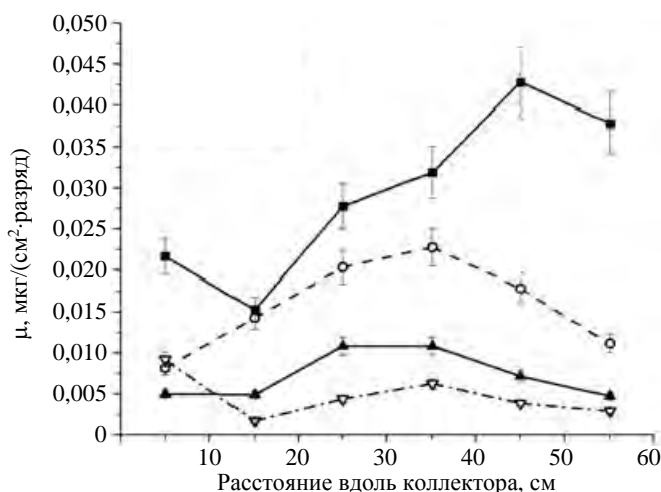


Рис. 8. Распределение собранного лития вдоль коллектора для каждого слоя сетки с ионной стороны в серии с одним продольным коллектором: ■ — 1-й, ○ — 2-й, ▲ — 3-й, ▽ — 4-й слой

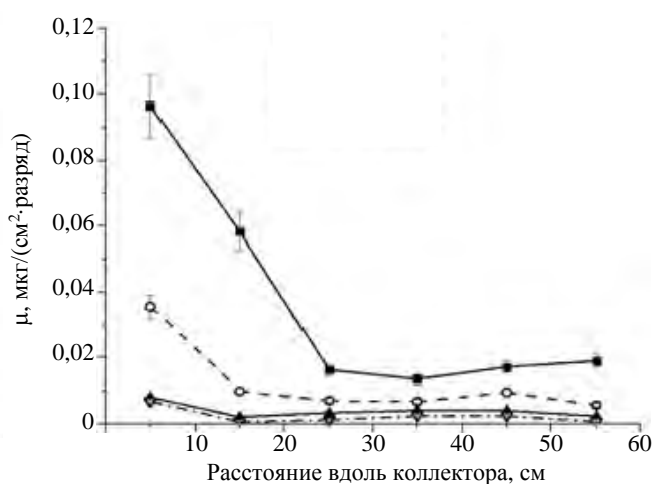


Рис. 9. Распределение собранного лития вдоль коллектора для каждого слоя сетки с электронной стороны в серии с одним продольным коллектором: ■ — 1-й, ○ — 2-й, ▲ — 3-й, ▽ — 4-й слой

**Серия с двумя коллекторами.** Серия с двумя продольными коллекторами состояла из 274 рабочих разрядов. После завершения серии оба коллектора были извлечены из вакуумной камеры и каждый из них отдельно проанализирован. Сначала представим экспериментальные результаты для коллектора 1.

Общее количество собранного на коллектор 1 лития составило 2,1 мкг/разряд. Из них 1,3 мкг/разряд собралось на ионной стороне, 0,8 мкг/разряд — на электронной стороне, 0,3 мкг/разряд прошло под сет-

ками. В данном случае ионная сторона собрала почти в 2 раза больше лития, чем электронная. Такой результат является типичным для работы коллектора, так как плотность плазмы с ионной стороны больше, чем с электронной. Также сбор происходит в основном за счёт ионов лития из плазмы, которые приходят с ионной стороны.

Радиальное распределение нормированного сбора лития  $\mu$  вдоль коллектора 1 с ионной и электронной стороны для каждого из слоёв сетки показано на рис. 10 и 11. Можно отметить увеличение сбора на концах коллектора и провал в середине. Этот результат можно объяснить неоднородностью температуры вдоль коллектора: более холодные концы собирают больше лития, чем более горячая середина.

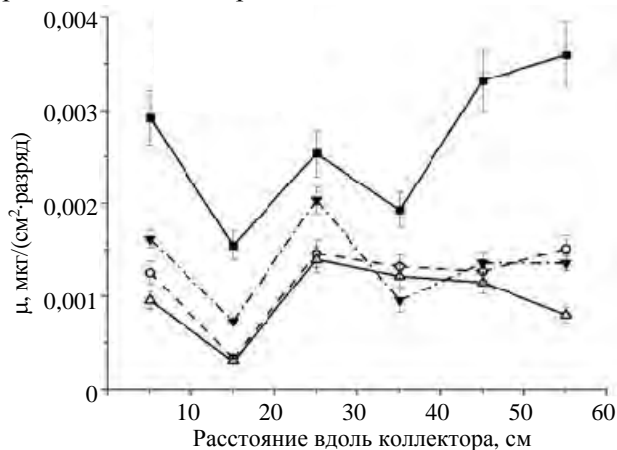


Рис. 10. Распределение собранного лития вдоль коллектора 1 для каждого слоя сетки с ионной стороны в серии с двумя продольными коллекторами: ■ — 1-й, ○ — 2-й, ▲ — 3-й, ▽ — 4-й слой

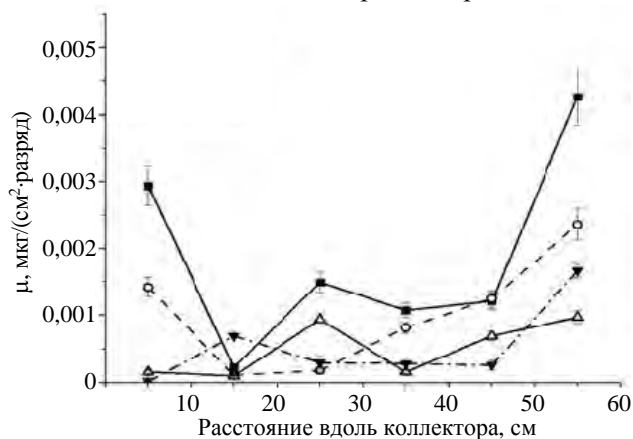


Рис. 11. Распределение собранного лития вдоль коллектора 1 для каждого слоя сетки с электронной стороны в серии с двумя продольными коллекторами: ■ — 1-й, ○ — 2-й, ▼ — 3-й, ▲ — 4-й слой

Общее количество лития, собранного коллектором 2 (с учётом предварительного заполнения литием), составило 47 мкг/разряд (из них 16,7 мкг/разряд собирают 1-й и 2-й слои).

Оценим, сколько лития собрал коллектор 2 без учёта предварительного заполнения литием. Как будет показано далее, первые два внешних слоя собирают 75% от общего количества собранного коллектором лития. Значит, сбор лития двумя внутренними слоями сетки без учёта предварительного заполнения составит  $0,25 \cdot 16,7$  мкг/разряд = 4,2 мкг/разряд. Общее количество собранного лития при этом составит 21 мкг/разряд.

Сравним общее количество собранного лития в обеих сериях с одним и двумя продольными коллекторами. Сбор в экспериментальной серии с одним коллектором составил 31,7 мкг/разряд. Оба коллектора во второй экспериментальной серии вместе собрали 23,1 мкг/разряд, из которых 21 мкг/разряд пришлось на коллектор с литием. Такая разница в сборах для двух экспериментальных серий обусловлена разницей рабочих режимов токамака.

**Относительное распределение собранного лития по слоям сетки.** Пусть на сетчатый коллектор падает поток лития  $I_0$ . Под потоком  $I_0$  в данной модели подразумевается поток, который непосредственно достигает поверхности первой сетки, т.е. это поток, приходящий с эмиттера, за вычетом отражённого от коллектора. Считаем, что часть этого потока проходит через первый слой сетки, а часть остаётся на нём. Поток лития, покинувший поверхность коллектора в результате отражения от внутренних сеток, не учитывается.

Поток, прошедший через первый слой сетки, равен  $I_1 = I_0 C$ , а часть потока, оставшегося на первом слое, определяется как  $I_0(1 - C)$ . Проведя аналогичные рассуждения для каждого из четырёх слоёв сетки, получим, что проходящий через слой сетки и остающийся на нём потоки можно задать следующим образом:

$$I_x = I_0 C^x; \tag{2}$$

$$I_x' = I_0 C^{x-1} (1 - C), \tag{3}$$

где  $I_x$  — прошедший поток через слой сетки с номером  $x$ ;  $I_x'$  — оставшийся поток на слое с номером  $x$ ;  $x$  — номер слоя.

Суммарный сбор по сеткам и на коллекторе составит

$$\Sigma = I_0((1 - C)(1 + C + C^2 + C^3) + C^4). \quad (4)$$

В приведённой модели не учитывалось отражение потока от верхнего слоя сетки, поэтому  $\Sigma = I_0$ . Таким образом, в результате получаем функцию распределения нормированного сбора лития (в % от суммарного сбора) на сетках от номера слоя

$$F(x) = (1 - C)C^{x-1}. \quad (5)$$

Сравнение экспериментально полученного распределения собранного лития по слоям сетки и теоретически рассчитанного с использованием коэффициента пропускания для обеих экспериментальных серий показано на рис. 12. Как можно видеть на рис. 12, основной сбор лития (75%) приходится на первые два слоя. Характер полученных экспериментальных зависимостей сбора лития каждым из слоёв совпадает с рассчитанной зависимостью по коэффициенту пропускания.

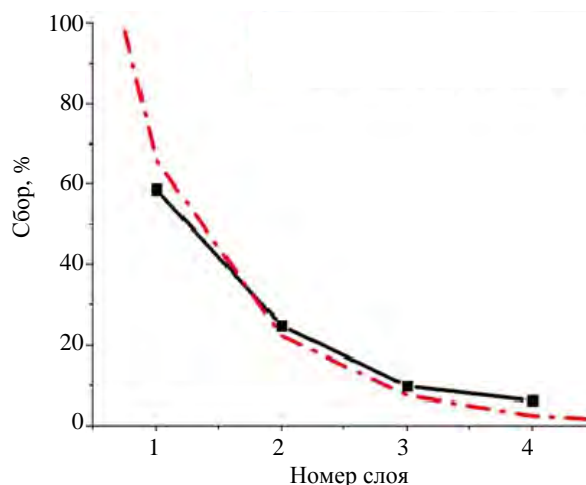


Рис. 12. Нормированное распределение сбора лития по слоям сетки: ■ — экспериментальные данные; — расчет по формуле  $(1 - C)C^{x-1}$

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе показано, что при экспозиции продольного коллектора в плазменных разрядах токамака T-11M наблюдается увеличение сбора лития при переходе от гладкой поверхности коллектора к сетчатой за счёт сеток из нержавеющей стали на поверхности коллектора.

В случае увеличения площади поверхности коллектора за счёт сеток из нержавеющей стали наблюдается явление, когда распыленный поток лития с проволочной поверхности не возвращается обратно в плазму, а захватывается соседними проволочками сетки. За счёт этого и наблюдается увеличение захвата лития коллектором. В более ранних работах [8] уже было продемонстрировано уменьшение коэффициента распыления с увеличением шероховатости поверхности, причём этот эффект более выражен при низких энергиях ионов, когда атомы распыляются под малыми углами к поверхности. При сравнении гладкой и разветвлённой поверхности было показано, что коэффициент распыления уменьшается лишь до некоторого значения, а при дальнейшем увеличении шероховатости поверхности влияние нивелируется. Целью же данной работы было определение оптимального количества сеток на коллекторе, необходимого для эффективного захвата лития.

Показано, что увеличение эффективной площади коллектора за счёт двух слоёв сеток увеличивает сбор в 4,4 раза, при этом площадь увеличилась в 5,7 раза. В случае четырёх слоёв сеток сбор увеличился в 5 раз, а площадь увеличилась в 10,4 раза. Таким образом, наблюдается процесс равновесия между распылённым и приходящим потоком, и для эффективного захвата достаточно как минимум двух слоёв сетки.

Оценим влияние испарения с вертикального лимитера на результаты по сбору лития, осаждаемого на продольный коллектор. В качестве примера возьмём серию экспериментов с двумя продольными коллекторами, один из которых заполнен литием. В работе [9] приведена зависимость скорости испарения лития от температуры поверхности лития. Для рабочей температуры вертикального лимитера (~500 К) скорость испарения  $q$  составляет  $\sim 1 \cdot 10^{12}$  ат./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  [9]. Площадь вертикального лимитера  $S$  составляет  $450 \text{ см}^2$ . Оценим максимальное количество атомов испаренного лития  $N$  за один экспериментальный день (считаем, что за один экспериментальный день лимитер выдерживается при рабочей температуре 6 ч):

$$N = qtS \sim 1 \cdot 10^{19} \text{ ат./день или } 0,1 \text{ мг/день.}$$

При этом за всю экспериментальную серию испарилось с вертикального лимитера 2,5 мг. Оценим, сколько лития дойдёт до коллектора, собравшего основное количество лития. С учётом того, что до одного

коллектора идёт половина всего испаренного лития, испарение составит 1,25 мг. А с учётом геометрического фактора  $k = S_k \sin \alpha / (2\pi R^2)$ , который составляет примерно  $\sim 10^{-3}$ , эта величина составит  $\sim 1,25$  мкг/за серию (за 274 разряда или 25 экспериментальных дней). Здесь  $S_k$  — площадь коллектора,  $R$  — расстояние между коллектором и вертикальным лимитером,  $\alpha$  — угол между осью коллектора и линией в направлении к центру вертикального лимитера.

Сбор на коллектор составил  $16,7$  мкг/разряд  $\times 274 = 4,5$  мг с учётом только первых двух слоёв. Таким образом, максимальный вклад от испарения лития с вертикального лимитера (1,25 мкг) пренебрежимо мал по сравнению со сбором на коллектор 4,5 мг.

Также стоит заметить, что в случае литиевых плёнок коэффициент распыления зависит от температуры поверхности лития (коллектора) при температурах выше  $120$  °С [9]. При этом температура поверхности гладкого и сетчатого коллектора во время плазменного разряда ведёт себя по-разному. А именно в случае сетчатого коллектора нагрев его поверхности происходит сильнее из-за плохого контакта сетки и гладкой поверхности коллектора. В результате этого, возможно, затруднена передача тепла от сетки к поверхности. Это приводит к сильному распылению на поверхности и захвату лития соседними проволочками сетки.

Рассматривая захват лития коллектором в плазме как рост литиевых плёнок на его поверхности, можно описать этот процесс как баланс потоков входящих и уходящих частиц

$$dh/dt \sim \Gamma_1 - \Gamma_2, \quad (6)$$

где  $h$  — толщина плёнки на поверхности коллектора;  $\Gamma_1$  — входящий поток частиц;  $\Gamma_2$  — уходящий поток частиц. Входящий поток частиц определяется, в основном, литием, эмитированным лимитером (за счёт распыления с поверхности эмиттера/лимитера) и потоком частиц со стенки токамака. Уходящий поток частиц с коллектора  $\Gamma_2$ , в свою очередь, определяется распылением лития с поверхности коллектора ионами плазмы. Распыление (поток  $\Gamma_2$ ) сильно зависит от температуры поверхности коллектора и энергии ионов [10], которая определяется электронной температурой плазмы ( $\sim 3kT_e$ ) вблизи поверхности коллектора [11]. Следовательно, рост или распыление плёнок лития будет зависеть от температуры поверхности коллектора и от электронной температуры плазмы вблизи коллектора. Этим можно объяснить увеличение сбора лития на концах коллектора (см. рис. 11), более удалённых от плазмы и более холодных.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в работе результаты сбора лития на гладкий продольный и сетчатый коллектор показывают, что эффективность сбора лития коллектором с сетчатым покрытием поверхности значительно выше (до 5 раз) по сравнению с гладким коллектором. Количество слоёв сетки также влияет на эффективность сбора при равных условиях. Анализ сбора лития каждым из слоёв сетки свидетельствует о том, что основная часть собранного лития (75%) приходится на два первых слоя сетки. Сравнение результатов сбора на сетчатый коллектор с двумя и четырьмя слоями сетки показало, что наличие четырёх слоёв сетки позволяет собрать практически весь литий, попадающий на поверхность коллектора, но при условии отсутствия значительного нагрева поверхности коллектора. Полученные распределения вдоль коллектора (с максимумом сбора на концах) подтверждают предположение о том, что повышенный нагрев и/или повышенная электронная температура уменьшают сбор лития за счёт вторичного распыления в зоне контактирования с плазмой.

Работа проведена в рамках контракта с Госкорпорацией «Росатом» от 14.04.2022 № Н.4к.241.09.22.1061.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Evtikhin V.A. et al.** Lithium divertor concept and results of supporting experiments. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2002, vol. 44, p. 955.
2. **Baldwin M.J. et al.** Plasma interaction with liquid lithium: measurements of retention and erosion. — Fusion Engineering and Design, 2002, vol. 61—62, p. 231—236.
3. **Люблинский И.Е. и др.** Физико-химические основы использования лития в жидкометаллических системах термоядерного реактора. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2007, вып. 4, с. 13—44.

4. **Gasparyan Yu.M. et al.** Deuterium release from Li—D-films exposed to atmospheric gases. — Fusion Engineering and Design, 2017, vol. 117, p. 163—167.
5. **Mirnov S.** Plasma-wall interactions and plasma behaviour in fusion devices with liquid lithium plasma facing components. — J. Nucl. Mater., 2009, Libk, p. 390—391.
6. **Lyublinski I.E. et al.** Protection of tokamak plasma facing components by a capillary porous system with lithium. — J. of Nucl. Mater., 2015, Libk, 463, p. 1156—1159.
7. **Mirnov S.V. et al.** Experimental test of the system of vertical and longitudinal lithium limiters on T-11M tokamak as a prototype of plasma facing components of a steady-state fusion neutron source. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55. p. 123015.
8. **Rosenberg D., Wehner G.K.** — J. Appl. Physics, 1962, vol. 33, p. 1842.
9. **Wei Ou et al.** A physical model of an ejection suppressed CPS liquid lithium divertor target. — Nuclear Fusion, 2015, vol. 55(4), p. 043015.
10. **Allain J.P. et al.** Kinematic and thermodynamic effects on liquid lithium sputtering. — J. Nucl. Fus., 2002, vol. 42, p. 202.
11. **Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В.** Основы физических процессов в плазме и плазменных установках. Под ред. В.А. Курнаева. — М.: МИФИ, 2007.

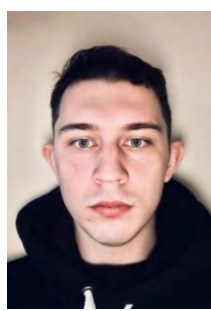
АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 МОСКВА, ТРОИЦК, УЛ. ПУШКОВЫХ, ВЛ. 12, РОССИЯ



Яна Андреевна Васина,  
научный сотрудник,  
к.ф.-м.н.  
ian.vasina@yandex.ru



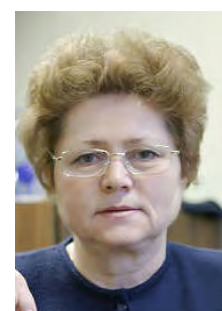
Анастасия Николаевна  
Щербак, ведущий  
инженер  
shcherbak@triniti.ru



Александр Сергеевич  
Пришвицын, инженер  
asprishvitsyn@mephi.ru



Надежда Толятовна  
Джигайло, к. техн. н.,  
старший научный со-  
трудник  
lvt@triniti.ru



Надежда Петровна  
Петрова, ведущий ин-  
женер  
npetrova@triniti.ru



Андрей Сергеевич  
Джурик, ведущий ин-  
женер-программист  
adzhuurik@triniti.ru



Дмитрий Анатольевич  
Скопинцев, старший  
научный сотрудник  
scopinsev.d.a@triniti.ru



Павел Александрович  
Антонов, инженер 1-й  
категории  
antonovp@triniti.ru



Алексей Валерьевич  
Зорин, инженер 1-й  
категории  
zorinav@triniti.ru



Владимир Борисович  
Лазарев, к.ф.-м.н.,  
начальник лаборатории  
физики плазменных  
процессов  
v\_lazarev@triniti.ru

Статья поступила в редакцию 12 мая 2023 г.

После доработки 1 июля 2023 г.

Принята к публикации 5 июля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 3, с. 65—73.

УДК 538.945

## ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ ИСПЫТАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ ВТСП ТОКОНЕСУЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ ПЕРСПЕКТИВНЫХ ТОКАМАКОВ

*Д.Н. Диев, Я.В. Гольяпин, М.Н. Макаренко, А.В. Наумов, А.В. Поляков, С.В. Шавкин*

*НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Уникальные свойства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и прогресс в изготовлении проводов на их основе позволили начать работы по проектированию токамаков нового поколения. В России разрабатывается проект токамака с реакторными технологиями (РТТ), в котором индукция магнитного поля на оси плазмы достигает 8 Тл, а на обмотках электромагнитной системы 15 Тл и выше. Создание ВТСП токонесящих элементов (ТНЭ), удовлетворяющих жёстким требованиям к магнитной системе РТТ является одним из ключевых вопросов всего проекта. Разработан ряд коротких экспериментальных образцов ТНЭ, потенциально применимых в магнитных системах РТТ. Проведён цикл физико-механических испытаний для проверки механических свойств и выработки универсальной методики аттестации, принятых к работе ТНЭ.

**Ключевые слова:** сверхпроводимость, кабель в оболочке, токамак, механические испытания.

## PHYSICAL AND MECHANICAL TESTS OS EXPERIMENTAL HTSC BASED CABLES SAMPLES MADE FOR SUPERCONDUCTING MAGNET SYSTEM OF PERSPECTIVE TOKAMAKS

*D.N. Diev, Ya.V. Goltyapin, M.N. Makarenko, A.V. Naumov, A.V. Polyakov, S.V. Shavkin*

*NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

High-temperature superconductors' (HTSC) unique properties as well as progress in production of HTSC-based cables allow developing the next generation of tokamaks. A new tokamak with reactor technologies (TRT) which has a magnetic field with induction up to 8 T at the plasma center and more than 15 T at the surface of toroidal field coils. Creating of HTSC cables that are up to very strict requirements of TRT project is one of the key tasks. A batch of short experimental cables potentially fit for TRT was developed and produced. A series of physical and mechanical tests were carried out for verification of cables properties as well as developing a general method of cable attestation.

**Key words:** superconductivity, cable in conduit, tokamak, mechanical testing.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-3-74-80

### ВВЕДЕНИЕ

Благодаря уникальным свойствам (высокие критические поля и большие плотности критического тока при температурах ниже 20 К) высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) рассматриваются как кандидат при создании сверхпроводниковых магнитных систем (СМС) в токамаках следующего поколения, в которых поле на оси плазмы достигает 8 Тл и выше. Данных значений индукции магнитного поля практически невозможно добиться при использовании традиционных сверхпроводников на основе соединения ниобий—олово. Одним из таких проектов является создание токамака с реакторными технологиями (РТТ), в котором предполагается использование ТНЭ типа «кабель в оболочке» на основе ВТСП второго поколения [1, 2]. Токонесящий элемент — основа магнитной системы, работающая в крайне сложных условиях. В случае РТТ речь идёт о рабочих токах до 80 кА при температуре от 4,2 до 20 К и внешнем магнитном поле до 15 Тл. Требования к параметрам и надёжности ТНЭ соответственно исключительно высоки [3]. Необходимо выбрать конструкцию, способную не только поддерживать требуемый ток, но и выдерживать механические нагрузки, вызванные магнитными силами. В настоящей статье рассмотрен ряд экспериментальных образцов ТНЭ, разработанных для устройств термоядерного синтеза.

### ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ

В ОАО «ВНИИКП» в сотрудничестве с НИЦ «Курчатовский институт» были разработаны образцы и технологии изготовления пяти типов ТНЭ. Все образцы (кроме одного, оговорённого отдельно) были снабжены токоподводными концевыми элементами:

— Тип 1. Представляет собой тонкий (диаметр 8 мм) субкабель типа CORC: трёхслойный повив ВТСП-лент на трубчатом формере из меди М1. Внешняя оболочка отсутствует, имеется полиимидная изоляция. Предназначен для проверки потенциальной возможности использования CORC в более крупных сборках;

— Тип 2. Кабель типа CORC уменьшенного (до 15,6 мм) диаметра в стальной оболочке. Предназначен для первичной отработки методики аттестационных испытаний ТНЭ. Меньшие размеры и критический ток позволяют провести различные испытания без излишней нагрузки на оборудование;

— Тип 3. Он же «V-Shape». Полноразмерный (диаметр 26 мм) кабель с радиальным расположением токонесущих стопок ВТСП-лент, заключённых в медные стабилизирующие сектора. Имеется оболочка из нержавеющей стали. Каждая стопка состоит из 20 ВТСП-лент, всего шесть стопок, расположенных с угловым шагом 60°. Полноразмерный образец ТНЭ, потенциально применимый в ЭМС ТРТ;

— Тип 4. Полноразмерный (диаметр 26 мм) кабель типа CORC с оболочкой из нержавеющей стали. Потенциальный кандидат на использование в ЭМС ТРТ;

— Тип 5. Малоразмерный образец в виде плоской шины сечением 3×15 мм с бóльшим количеством ВТСП-лент, расположенных под углом к плоскости образца. Сборка из лент заключена в медную оболочку. Поскольку конструкция образца не предполагает наличие материалов с относительно высоким сопротивлением или какой-либо изоляции, ввод тока при испытаниях производился напрямую через стенку образца. Концевые элементы соответственно отсутствовали. Данные элементы потенциально предназначены для использования в ЭМС ТРТ в качестве вспомогательного ТНЭ для второстепенных задач (рис. 1).

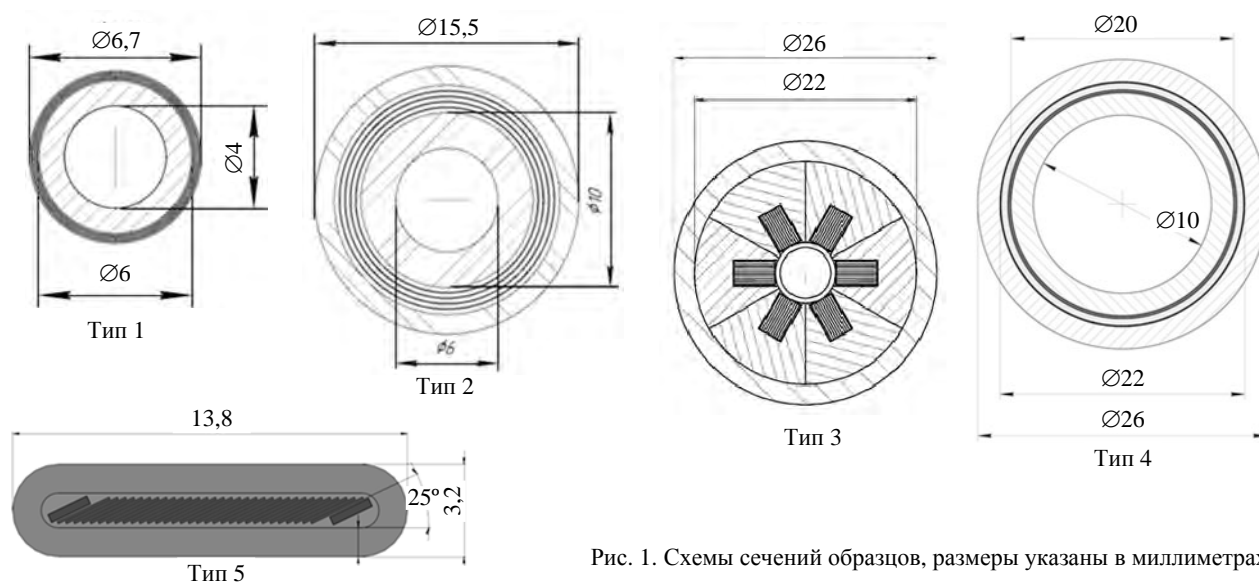


Рис. 1. Схемы сечений образцов, размеры указаны в миллиметрах

Образцы Тип 1, Тип 2, Тип 4 изготавливались по технологии коаксиальной многоповивной намотки, детально описанной в работе [4]. Образец Тип 3 представляет собой один из вариантов так называемого V-образного расположения ВТСП-лент (пакетов лент), направленных плоскостями по радиусу круглого кабеля. В данной реализации образца пакеты ВТСП-лент не твистировались. Другие варианты такого типа кабеля описаны в работе [3].

Все образцы поставлялись в прямом виде. Длина линейной (кабельной) части образцов между концевыми соединителями составляла около 2 м.

## МЕТОДИКА ИСПЫТАНИЙ ОБРАЗЦОВ

При создании СМС любой крупной установки токонесущий элемент подвергается целому ряду механических воздействий: намотка на транспортный барабан, перемотка при аттестации, перемотка при создании обмоток электромагнитов. Кроме того, условия работы ТНЭ подразумевают постоянное воздействие в общем случае переменных механических нагрузок, вызванных пондеромоторными силами и внешними возмущениями (разрядка центрального соленоида, срыв плазмы и т.д.). Таким образом, для подтверждения возможности дальнейшей работы с ТНЭ недостаточно измерения критических токов в

собственном и внешнем магнитных полях при различной температуре. Необходимо убедиться в отсутствии деградации токонесущей способности, вызванной воздействием механических нагрузок.

Наиболее очевидным является испытание на изгиб: образец последовательно сгибается на разные диаметры с измерением критического тока после каждого изгиба. При выборе реперных значений диаметров изгиба логично опираться на существующие проектные параметры обмоток планируемой СМС и выбрать наиболее характерные.

При изгибе образца можно пойти двумя путями: использовать роликовый трубогиб или согнуть ТНЭ об оправку заданного диаметра с последующим закреплением на ней. Оба метода имеют как достоинства, так и недостатки. В настоящей работе использовался трёхроликовый трубогиб, в котором стандартные клиновые ролики из стали были заменены на полукруглые из сплава Д-16. Профиль роликов соответствовал диаметру образцов, а материал был выбран из соображений защиты ТНЭ от дополнительных повреждений. Для последующих измерений критического тока использовался гибкий открытый криостат длиной около 2,5 м, что позволило существенно сократить количество затрачиваемого жидкого азота и полностью решить вопрос электроизоляции образца при испытаниях.

Вторым типом испытания является нагружение прямолинейного участка образца в направлении, перпендикулярном его оси. Это испытание нужно для моделирования нагрузки на ТНЭ в процессе работы СМС, в частности, обмоток тороидального поля. При работе этой системы наиболее нагруженным является прямой участок D-образных катушек, при этом сила, действующая на ТНЭ, направлена строго в центр тороида, т.е. перпендикулярно оси кабеля. Сам ТНЭ при этом жёстко закреплён в ложементе и под воздействием магнитных сил, действующих на пакеты ВТСП-лент, давит на него. Для точного моделирования подобной ситуации потребовалась бы постройка магнитной системы, сравнимой по масштабам с тороидальной системой токамака, что, очевидно, невозможно. Поэтому внутренний источник нагрузки в ТНЭ замещался на внешнее механическое воздействие на образец, моделируя тем самым его взаимодействие с ложементом (рис. 2, 3).



Рис. 2. Образец Тип 2 в процессе изгиба на трёхроликовом трубогибе



Рис. 3. Образец Тип 3 на испытательной машине «Instron 8802»

Для подобного нагружения использовались гидравлическая испытательная машина «Instron 8802» и стальные ложементы, изготовленные по профилю исследуемых образцов. Диаметр ложементов предполагает наличие одноразовых прокладок из мягкого материала (медь, алюминий) для исключения работы дефектов поверхности ложементов в качестве концентраторов механического напряжения.

Наконец, третьим типом испытания было циклическое нагружение прямого участка образца ТНЭ до прогиба 1—2 мм на базе в 200 мм. Как сказано, ТНЭ закладывается в ложемент при создании обмотки. Очевидно, что выдержать идеальное прилегание поверхностей ТНЭ и ложемента в условиях фактически промышленного строительства будет крайне сложно. Соответственно при запуске СМС возможны малые перемещения ТНЭ внутри ложемента. В случае систем, работающих импульсно, эти перемещения будут иметь циклический характер, поскольку самофиксация ТНЭ в какой-то одной позиции будет

означать выход в зону пластической деформации конструкционных материалов кабеля, что недопустимо. Данное испытание имеет своей целью проверку выносливости ТНЭ к нагрузкам подобного рода.

Для осуществления испытаний применялись гидравлическая испытательная машина «Instron 8802» и комплект алюминиевых роликов — опор и центральных пуансонов, изготовленных по профилю образцов. Материал роликов выбран для защиты поверхности ТНЭ и исключения срабатывания стэнда в качестве своеобразной «гильотины».

После каждого воздействия измерялся критический ток образца в криостате с жидким азотом. На рис. 4 показан процесс измерения критического образца Тип 3 в гибком криостате, адаптированном под текущую форму образца. Питание образца осуществлялось по гибким шинопроводам от источника тока, построенного на основе пяти модулей Magna-Power-Electronics типа MSA-4500/380, соединённых параллельно. Источник тока позволял выдавать в нагрузку ток до 21.5 кА (рис. 5).



Рис. 4. Образец Тип 3 в процессе измерений критического тока в гибком азотном криостате



Рис. 5. Источник тока питания образцов на 21,5 кА (пять модулей Magna-Power-Electronics типа MSA-4500/380)

Для определения величины критического тока использовался стандартный критерий 1 мкВ/см.

Образцы (Тип 1 и Тип 5) без стальных оболочек не подлежали испытаниям в рамках разработки аттестационных методик, поэтому работа с ними будет описана отдельно для каждого образца.

## ПРОВЕДЕНИЕ ИСПЫТАНИЙ

**Образец Тип 1.** Приёмочное измерение критического тока произведено в прямом криостате, при этом образец был закреплён на транспортной рейке. Фото образца в состоянии поставки показано на рис. 6.



Рис. 6. Образец Тип 1 на транспортной рейке

Из-за малого диаметра и отсутствия стальной оболочки изгиб образца проводился вручную по оправке диаметром 200 мм в круглой части, изготовленной из плотного пенопласта (рис. 7). После изгиба образец фиксировался на оправке пластиковыми стяжками. Измерение критического тока проводилось в открытом азотном криостате.

Измерение критического тока согнутого образца проводилось дважды, с разницей по времени в несколько месяцев. Таким образом проверялось отсутствие возможной деградации образца со временем. Результаты испытаний представлены в табл. 1.

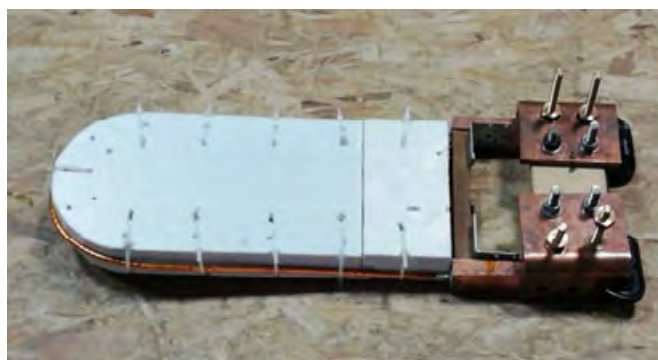


Рис. 7. Согнутый образец Тип 1

Т а б л и ц а 1. Результаты испытаний образца Тип 1

| № | Диаметр изгиба, мм | Критический ток на полной длине образца, А | Инженерная плотность критического тока, А/мм <sup>2</sup> | Деградация по критическому току на полной длине, % | Деградация по критическому току, пересчитанная на длину деформации, % |
|---|--------------------|--|---|--|---|
| 1 | —                  | 1381                                       | 27,49   | 0  | —   |
| 2 | 200                | 1160                                       | 23,09   | 16,00  | 39,90   |
| 3 | 200                | 1047                                       | 20,84   | 24,19  | 40,54   |

Под инженерной плотностью тока здесь и далее понимается отношение критического тока образца к полному сечению кабеля, включая оболочку. Данное значение важно с точки зрения применимости в электромагнитной системе. Перерасчёт степени деградации по длине деформированного участка делался исходя из предположения, что прямые участки не деградировали вообще. Следовательно, оценивать критический ток можно исходя из критерия 1 мкВ на 1 см длины именно деформированного участка, что даёт отличие от экспериментального значения. Как видно из табл. 1, наблюдается существенное падение критического тока образца, особенно в зоне изгиба (более 40%).

**Образцы Тип 2, Тип 3 и Тип 4.** Данные образцы схожи между собой по форме (кабели в стальной оболочке), поэтому их испытания проводились по единой схеме: приёмочные испытания прямых образцов, несколько последовательных циклов изгиба на трубогибе с измерением критического тока, испытания с приложением поперечной механической нагрузки на прямолинейном участке. Серии вольт-амперных характеристик показаны на рис. 8—10. Результаты испытаний представлены в табл. 2—4.

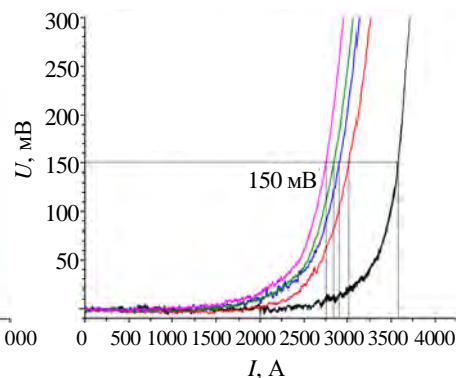
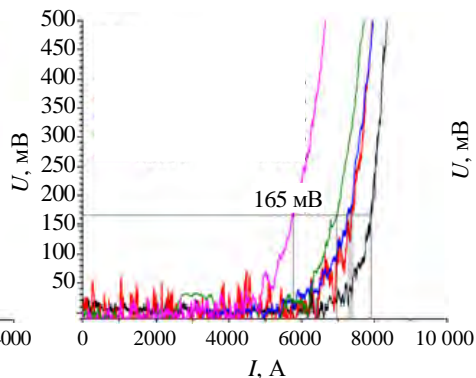
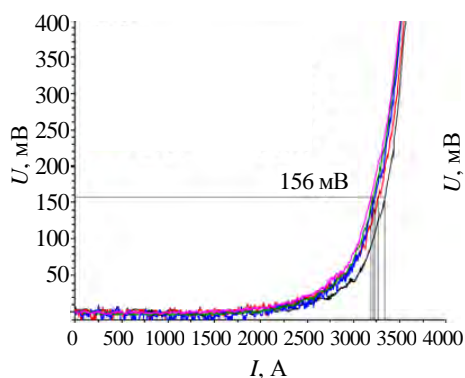


Рис. 8. Вольт-амперная характеристика образца Тип 2: исходный, 3334 (—), изгиб 1, 3271 (—), изгиб 2, 3235 (—), изгиб 3, 3219 (—), изгиб 4, 3193 А (—); Рис. 9. Вольт-амперная характеристика образца Тип 3: исходный, 7880 (—), изгиб 1, 7383 (—), изгиб 2, 7305 (—), изгиб 3, 6965 (—), изгиб 4, 5766 А (—); Рис. 10. Вольт-амперная характеристика образца Тип 4: исходный, 3581 (—), изгиб 1, 3021 (—), изгиб 2, 2910 (—), изгиб 3, 2844 (—), изгиб 4, 2755 А (—)

Т а б л и ц а 2. Результаты испытаний образца Тип 2

| № | Диаметр изгиба, мм | Критический ток на полной длине образца, А | Инженерная плотность критического тока, А/мм <sup>2</sup> | Деградация по критическому току на полной длине, % | Деградация по критическому току, пересчитанная на длину деформации, % |
|---|--------------------|--|---|--|---|
| 1 | —                  | 3334                                       | 17,45   | 0  | —   |
| 2 | ~2000              | 3271                                       | 17,12   | 1,88   | 8,52  |
| 3 | ~1200              | 3235                                       | 16,93   | 2,97   | 10,02   |
| 4 | ~900               | 3219                                       | 16,85   | 3,45   | 13,77   |
| 5 | ~500               | 3193                                       | 16,71   | 4,23   | 17,52   |

Т а б л и ц а 3. Результаты испытаний образца Тип 3

| № | Диаметр изгиба, мм | Критический ток на полной длине образца, А | Инженерная плотность критического тока, А/мм <sup>2</sup> | Деградация по критическому току, % | Деградация по критическому току, пересчитанная на длину деформации, % |
|---|--------------------|--|---|------------------------------------|---|
| 1 | —                  | 7880                                       | 14,29   | 0                                  | —   |
| 2 | ~3000              | 7383                                       | 13,39   | 6,31                               | 7,99  |
| 3 | ~1900              | 7305                                       | 13,25   | 7,30                               | 14,34   |
| 4 | ~1500              | 6965                                       | 12,63   | 11,61                              | 18,78   |
| 5 | ~900               | 5766                                       | 10,46   | 26,83                              | 32,74   |

Т а б л и ц а 4. Результаты испытаний образца Тип 4

| № | Диаметр изгиба, мм | Критический ток на полной длине образца, А | Инженерная плотность критического тока, А/мм <sup>2</sup> | Деградация по критическому току, % | Деградация по критическому току, пересчитанная на длину деформации, % |
|---|--------------------|--|---|------------------------------------|---|
| 1 | —                  | 3581                                       | 6,50  | 0                                  | —   |
| 2 | ~2000              | 3021                                       | 5,48  | 15,64                              | 27,95   |
| 3 | ~1200              | 2910                                       | 5,28  | 18,73                              | 31,58   |
| 4 | ~900               | 2844                                       | 5,16  | 20,58                              | 32,98   |
| 5 | ~500               | 2755                                       | 5,00  | 23,07                              | 35,77   |

**Образец Тип 5.** Программа испытаний совпадала с таковой для образца Тип 1: измерение критического тока и изгиб на 200 мм через пенопластовую оправку. Результаты испытаний представлены на рис. 11 и в табл. 5.

Т а б л и ц а 5. Результаты испытаний образца Тип 5

| № | Диаметр изгиба, мм | Критический ток на полной длине образца, А | Инженерная плотность критического тока, А/мм <sup>2</sup> | Деградация по критическому току на полной длине, % | Деградация по критическому току, пересчитанная на длину деформации, % |
|---|--------------------|--|---|--|---|
| 1 | —                  | 1300                                       | 29,44   | 0  | —   |
| 2 | 200                | 1268                                       | 28,71   | 2,46   | 7,69  |

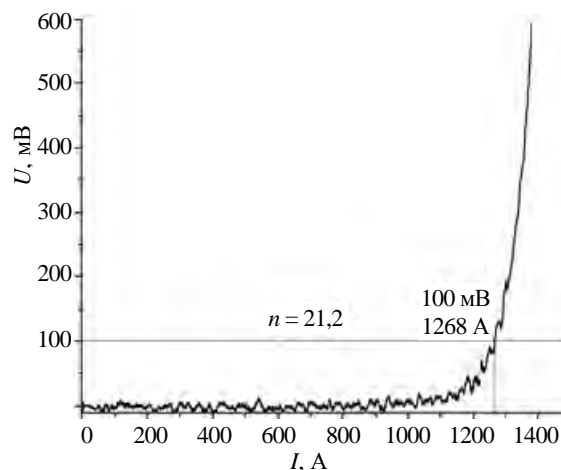


Рис. 11. Вольт-амперная характеристика образца Тип 5 после сгибания на диаметр 200 мм

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как видно из полученных результатов, все образцы при изгибе в различной мере теряют часть токонесущей способности. Тонкие кабели типа CORC (Тип 1, Тип 2) наименее склонны к деградации при изгибе, но не обладают высокой плотностью тока из-за необходимости использования центральной жилы (формера) большого диаметра. К достоинствам кабелей типа CORC можно отнести транспонированность, что приводит к выравниванию токов в лентах и снижению потерь, и большую гибкость, как следствие — малые радиусы допустимого изгиба. Нетвистированный кабель с токонесущими элементами в виде стопок лент (Тип 3) потенциально способен проводить ток требуемой плотности, но изгиб кабеля неизбежно приводит к большой деформации ВТСП-лент, максимальную величину которой можно оценить для лент, расположенных на расстоянии  $h$  относительно нейтральной плоскости в сечении кабеля, как  $\epsilon_{\max} = h/R_{\min} \sim 1,4\%$ , что значительно превышает уровень растягивающих деформаций 0,4%, считающийся допустимым. Кроме того, необходимо учитывать наличие концевых токоподводных элементов, которые выполняют роль как нагревателей (из-за электрического сопротивления материала), так и механических концентраторов напряжений. Наличие стальной оболочки необходимо, поскольку именно она берёт на себя защиту кабеля от различных механических возмущений при изготовлении катушек, снижает воздействие малых заломов и пр. Основная часть повреждений ВТСП-лент происходит, по-видимому, из-за внутренних напряжений в лентах, расположенных дальше от нейтральной плоскости, поэтому необходимо обеспечить размещение ВТСП-лент ближе к центру. Косвенным подтверждением этому может служить малая степень деградации ТНЭ с наклонным пакетом (Тип 5) на диаметре изгиба 200 мм. Другим методом защиты ВТСП-лент может быть твистирование и допустимость продольного перемещения лент из зоны растяжения в зону сжатия в пределах шага твиста. В этом случае можно ожидать отсутствия критически больших деформаций и отсутствия сдвиговых деформаций в лентах, которые обычно вызываются разностью в жёсткости конструкционных материалов. Однако в этом случае может быть нарушена электрическая и тепловая стабилизация ВТСП-лент, поэтому необходим компромиссный вариант.

Если говорить о дальнейшем развитии высокотокковых ТНЭ для устройств термоядерного синтеза, то на основе имеющегося опыта можно сделать следующий вывод: ТНЭ в процессе изготовления магнитной системы и в процессе работы магнитной системы должен вести себя прямо противоположным образом. Если при изготовлении и связанных с ним технологических операциях от кабеля требуется максимальная гиб-

кость и, как следствие, свобода перемещения ВТСП-лент, то при работе магнитной системы ТНЭ должен быть максимально монолитным. Любое движение ВТСП-лент внутри кабеля должно быть исключено, особенно для систем, работающих в импульсном режиме. Традиционный подход в проектировании ТНЭ пока что не может дать универсальный ответ на данный технологический запрос. В настоящее время ведётся активная работа по созданию конструкции ТНЭ, удовлетворяющей сформулированным требованиям.

## ВЫВОДЫ

Изготовлена серия образцов ТНЭ пяти различных типов.

Проведены различные механические испытания всех образцов: изгибные, с приложением поперечной механической нагрузки, циклические.

Исследована зависимость критического тока образцов от характера и силы внешней механической нагрузки.

Сформулированы рекомендации относительно дальнейшей работы по созданию ТНЭ на основе ВТСП.

Работа выполнена в рамках тематического плана НИЦ «Курчатовский институт», приказ № 4133 от 30.12.22.

Авторы благодарны коллективу ОАО «ВНИИКП» за помощь в изготовлении образцов и М.И. Сурину за помощь в организации работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н. и др. Токамак с реакторными технологиями (РТ): концепция, миссии, основные особенности и ожидаемые характеристики. — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 11, с. 970—985.
2. Бондарчук Э.Н., Воронова А.А., Григорьев С.А. и др. Инженерно-технические аспекты электромагнитной системы установки TRT. — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 12, с. 1070—1086.
3. Сытников В.Е., Лелехов С.А., Красильников А.В. и др. Перспективные варианты ВТСП-проводов для электромагнитной системы TRT. — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 12, с. 1087—1102.
4. Зубко В.В., Фетисов С.С. Коаксиальные высокотемпературные сверхпроводники для крупных электромагнитных систем. — Кабели и провода, 2022, № 6 (398), с. 5—11.

## НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Дмитрий Николаевич Диев, старший научный сотрудник  
dndiev@gmail.com;



Ярослав Валерьевич Гольяпин, инженер первой категории



Марина Николаевна Макаренко, заместитель начальника отдела  
Makarenko\_MN@rcki.ru



Андрей Викторович Наумов, заместитель начальника лаборатории прикладных сверхпроводниковых систем  
naumovandrey.issph@yandex.ru



Алексей Вячеславович Поляков, научный сотрудник  
alxaddress@gmail.com



Сергей Викторович Шавкин, начальник отдела  
Shavkin\_SV@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 1 июля 2023 г.

После доработки 4 июля 2023 г.

Принята к публикации 5 июля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 3, с. 74—80.

УДК 538.945

## О ТОКОНЕСУЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С РАЗМЫТОЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

*В.Р. Романовский*

*НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Обсуждаются физические особенности стабильного формирования предельно допустимых теплоэлектродинамических состояний сверхпроводников с различными типами нелинейности их вольт-амперных характеристик (ВАХ). Проведённый анализ основывался на описании ВАХ с помощью модели, предполагающей её непрерывное нарастание с различной степенью её размытия (различной интенсивностью её нарастания при фиксированном значении критического тока). Для её описания использовалось феноменологическое уравнение степенного типа. Полученные результаты сопоставлены с результатами, которые следуют из численных экспериментов, моделирующих теплоэлектродинамические состояния сверхпроводников с нулевым по напряжению докритическим участком идеализированной ВАХ (с неразмытой ВАХ), описываемой кусочно-непрерывным уравнением, следующим из модели вязкого течения магнитного потока. Показано, что увеличение размытия ВАХ сверхпроводника при прочих равных условиях (при фиксированном значении плотности критического тока, условиях охлаждения) сопровождается уменьшением его токонесящей способности. Её деградация обусловлена соответствующим увеличением тепловых потерь, которые неизбежно существуют в силу непрерывного нарастания ВАХ сверхпроводника на протяжении всего процесса ввода в него тока. Как следствие, значения максимально допустимых токов, стабильно протекающих по сверхпроводнику с ВАХ без размытия, при прочих равных условиях оказываются выше соответствующих значений, рассчитанных для сверхпроводников с размытой ВАХ. Данная закономерность соблюдается несмотря на то, что имеет место различный характер заполнения поперечного сечения сверхпроводника током. Доказано, что для корректного определения токонесящей способности сверхпроводников допустимые значения температуры и напряжённости электрического поля, предшествующие возникновению токовой неустойчивости, не могут быть заданы априори. Они зависят от степени размытия ВАХ, скорости ввода тока, поперечного размера сверхпроводника, условий охлаждения. Как следствие, существует нетривиальная связь между максимально допустимыми потерями и максимально устойчивым значением вводимого тока. Эти закономерности необходимо учитывать при экспериментальном измерении ВАХ сверхпроводников и их токонесящей способности.

**Ключевые слова:** сверхпроводник, транспортный ток, вольт-амперная характеристика, токонесящая способность.

## ABOUT CURRENT-CARRYING CAPACITY OF SUPERCONDUCTORS WITH SMOOTHED VOLTAGE-CURRENT CHARACTERISTIC

*V.R. Romanovskii*

*NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The physical features of the stable formation of the limiting permissible thermo-electrodynamic states of superconductors with various types of nonlinearity of their voltage-current characteristics (VCC) are discussed. The analysis was based on the description of the VCC using a model that assumes, firstly, its continuous increase with varying degrees of its smoothing (different intensity of its increase at a fixed value of the critical current). A power equation was used to describe it. The results obtained are compared with the results that follow from numerical experiments simulating the thermo-electrodynamic states of superconductors with a zero-voltage subcritical section of an idealized VCC (with non-smoothed VCC) described by a piecewise continuous equation following from a viscous flux-flow model. It is shown that an increase in the smoothing of the VCC of a superconductor, other things being equal (with a fixed value of the critical current density, cooling conditions) is accompanied by a decrease in its current carrying capacity. Its degradation is caused by a corresponding increase in heat losses, which inevitably exist due to the continuous increase in the VCC of the superconductor throughout the entire current charging into it. As a consequence, the values of the limiting permissible currents flowing stably through a superconductor with a VCC without smoothing, other things being equal, are higher than the corresponding values calculated for superconductors with a smoothed VCC. This feature is observed despite the fact that there is a different nature of filling the cross section of the superconductor with current. It is proved that for the correct determination of the current-carrying capacity of superconductors, the permissible values of temperature and electric field preceding the occurrence of current instability cannot be set a priori. They depend on the degree of smoothing of the VCC, the rate of current charging, the transverse size of the superconductor, and cooling conditions. As a consequence, there is a non-trivial relationship between the maximum allowable losses and the maximum stable value of the current charging. These features must be taken into account when experimentally measuring the VCC of superconductors and their current-carrying capacity.

**Key words:** superconductor, transport current, voltage-current characteristic, current instability.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-3-81-91

### ВВЕДЕНИЕ

Одна из фундаментальных характеристик сверхпроводника — его токонесящая способность. Она определяет максимально допустимый ток (так называемый ток срыва токонесящей способности), протекающий по сверхпроводнику без его перехода в нормальное состояние. Поэтому исследованию токонесящей способности сверхпроводящих материалов уделяется особое внимание.

Существование тока срыва является следствием диффузии магнитного потока, когда в процессе проникновения тока внутрь сверхпроводника задолго до разрушения сверхпроводимости появляется конечное электрическое напряжение, возникающее из-за движения вихрей и зависящее от их количества. При этом зависимость от тока напряжённости электрического поля, индуцированного внутри сверхпроводника изменяющимся током, сильно нелинейная. Она зависит от активационной энергии протекающего по сверхпроводнику тока [1, 2]. Поэтому, имея уравнение потенциального барьера, можно вывести соответствующее уравнение ВАХ. Однако подобный вывод ВАХ не позволяет в полной мере учесть все механизмы, ответственные за токнесущую способность сверхпроводника ввиду их многообразия и сложности. В связи с этим более целесообразно использование феноменологических моделей ВАХ, сформулированных на основе многочисленных экспериментов. В частности, для описания ВАХ как низкотемпературных (НТСП), так и высокотемпературных (ВТСП) сверхпроводников широко используется степенное уравнение. В простейших случаях оно имеет вид  $E = E_c [J/J_c(T, B)]^{n(T, B)}$  [3]. Здесь  $J_c$  — плотность тока в сверхпроводнике, определённая при условно заданном критическом значении напряжённости электрического поля  $E_c$ ;  $n$  — параметр, определяющий крутизну нарастания ВАХ. Соответственно, с одной стороны, чем выше  $n$ , тем менее размыта ВАХ, а с другой стороны, тем более её резкое нарастание будет наблюдаться в окрестности значения  $E_c$ . В предельном случае  $n \rightarrow \infty$  соблюдается переход к так называемой модели критического состояния, описывающей идеальную ВАХ сверхпроводника, введённую Бином [4].

Выполненный к настоящему времени анализ влияния ВАХ на токнесущую способность сверхпроводников показывает, что максимальный ток  $I_m$ , устойчиво протекающий в сверхпроводнике, зависит от нелинейной части ВАХ сверхпроводника и он может отличаться от критического тока сверхпроводника. Впервые это было показано в [5] при исследовании устойчивых токовых состояний НТСП с ВАХ вида  $E = E_c \exp[(J - J_c)/J_\delta]$  в рамках так называемой нульмерной модели, которая описывает электродинамику сверхпроводников в приближении бесконечно медленного ввода тока ( $dI/dt \rightarrow 0$ ). Более общий анализ условий возникновения токовых неустойчивостей, возникающих при вводе тока с конечной скоростью, выполнен в работах [6—8]. В частности, для сверхпроводящих сред с ВАХ экспоненциального типа была предложена модель замороженного потока, в рамках которой неустойчивость развивается при неизменном распределении плотности тока по сечению сверхпроводящего композита. В этом случае при формулировке критерия стабильности сверхпроводящего состояния сверхпроводника предполагалось, что температура сверхпроводящего композита перед возникновением неустойчивости незначительно отличается от температуры хладагента независимо от интенсивности охлаждения, скорости ввода тока внутрь композита. В [9, 10] предложен критерий, позволяющий определить предельные токи для сверхпроводников с ВАХ степенного типа. Он сформулирован на основе анализа уравнения теплового баланса, также предполагая, что перед возникновением токовой неустойчивости допустимое увеличение температуры сверхпроводника незначительно. В работах [11—13] для определения токнесущей способности сверхпроводников с ВАХ вида  $E = J \rho_n \exp[J/J_\delta + (T_0 - T_c(B))/T_\delta]$  предложен следующий критерий стабильности:

$$\int_s E J ds \leq h p T_\delta. \quad (1)$$

Здесь  $E$  и  $J$  — электрическое поле и плотность тока в сверхпроводящих волокнах соответственно;  $T_c$  — критическая температура сверхпроводника;  $\rho_n$  — сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии;  $T_\delta$  и  $J_\delta$  — соответственно температурный и токовый параметр нарастания экспоненциальной ВАХ. Согласно [11, 12] параметры размытия ВАХ связаны соотношением  $n \sim J_c/J_\delta = (T_c - T_0)/T_\delta$ , в котором значения  $T_\delta$  и  $J_\delta$  постоянны.

Критерий (1) привёл автора [13] к следующим выводам (с. 866):

- «любой провод остаётся стабильным до тех пор, пока не перегреется собственным током на  $T_\delta$ »;
- «провод сохраняет стабильность при тем больших электрических полях, чем больше  $T_\delta$ , т.е. чем сильнее размыта его переходная характеристика».

Важность этих выводов особо подчёркивается в [13]. Согласно им, чем менее размыта ВАХ сверхпроводника, т.е. в терминах степенной ВАХ, чем выше  $n$ , тем меньшее значение максимально допустимого тока может стабильно протекать по сверхпроводнику. Поэтому из критерия (1) следует, что в предельном случае при  $h \rightarrow 0$  или  $T_\delta \rightarrow 0$  (а значит при  $n \rightarrow \infty$ ) сверхпроводимость теплоизолированного сверхпроводника с идеальной (биновской) ВАХ будет разрушаться при каких-либо бесконечно малых

возмущениях, так как перегрев сверхпроводника недопустим при  $T_{\delta} = 0$ . Следовательно, сверхпроводящие свойства сверхпроводника с идеальной ВАХ согласно (1) абсолютно не стабильны.

Однако данные умозаключения противоречат существованию устойчивых состояний, которые, во-первых, удовлетворяют так называемому адиабатическому критерию устойчивости [3], сформулированному именно в предположении  $h \rightarrow 0$  и  $T_{\delta} \rightarrow 0$ . Во-вторых, основные положения теории тепловой стабилизации сверхпроводников были сформулированы именно в данном приближении ( $h \rightarrow 0$  и  $T_{\delta} \rightarrow 0$ ), когда ВАХ сверхпроводника идеальна [2, 3]. Поэтому вопрос о сохранении токонесущей способности при вводе тока в неидеальные сверхпроводники второго рода с различной степенью размытия ВАХ, в том числе сверхпроводники с идеальной ВАХ, не имеет однозначного ответа. В связи с этим в настоящей работе обсуждаются основные физические механизмы, лежащие в основе разрушения сверхпроводящего состояния при вводе тока в сверхпроводники с различными типами нелинейности их ВАХ. Соответственно рассмотрены ВАХ, которые описываются либо степенным уравнением с различными значениями показателя степени нарастания ВАХ, либо кусочно-линейным уравнением, следующим из так называемой модели вязкого течения потока, когда в докритической области вводимых токов электрическое напряжение в сверхпроводнике отсутствует.

### МОДЕЛИ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Для описания основных механизмов формирования стабильных термоэлектродинамических состояний в сверхпроводящих средах, происходящих при вводе тока, рассмотрим низкотемпературный сверхпроводник цилиндрической формы ( $0 < r < r_0$ ,  $0 < \phi < 2\pi$ ,  $-\infty < z < \infty$ ). Аналогично тому, как были исследованы токовые режимы в [2, 3], пусть он сначала помещён в постоянное внешнее магнитное поле, полностью заполнившее его поперечное сечение. Затем он равномерно охлаждается и в него в направлении оси  $z$  вводится ток, линейно возрастаая от нуля с постоянной скоростью  $dI/dt$ . Предположим также, что его собственное магнитное поле пренебрежимо меньше, чем внешнее магнитное поле. Аппроксимируем критический ток сверхпроводника линейной температурной зависимостью [2, 3]. Как показано в [14], проникновение тока в сверхпроводник с размытой ВАХ характеризуется конечной скоростью проникновения. Тогда, учитывая наличие движущегося фронта  $r_p(t)$  области, заполненной вводимым током, в цилиндрической системе координат распределение температуры и электрического поля, которое в рамках рассматриваемой модели не зависит от  $z$  и  $\phi$ , является решением системы уравнений вида

$$C(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda(T) r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \begin{cases} 0, & 0 < r < r_p(t); \\ EJ, & r_p(t) \leq r \leq r_0; \end{cases} \quad (2)$$

$$\mu_0 \frac{\partial J}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial E}{\partial r} \right) \quad (3)$$

с начальными условиями

$$T(r, 0) = T_0; E(r, 0) = 0 \quad (4)$$

и граничными условиями

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial r}(0, t) &= 0; \\ \lambda \frac{\partial T}{\partial r} + h(T - T_0) \Big|_{r=r_0} &= 0; \\ \frac{\partial E}{\partial r} \Big|_{r=r_0} &= \begin{cases} \frac{\mu_0}{2\pi r_0} \frac{dI}{dt}, & 0 < t < t_i; \\ 0, & t \geq t_i. \end{cases} \end{aligned} \quad (5)$$

В рамках сформулированного приближения ВАХ сверхпроводника и его критическую плотность тока  $J_c(T, B_a)$  опишем следующими зависимостями:

$$E = E_c \left[ \frac{J}{J_c(T, B_a)} \right]^n \quad (6)$$

$$J_c(T, B_a) = J_{c0}(B_a) \frac{T_{cB}(B_a) - T}{T_{cB}(B_a) - T_0} \quad (7)$$

Здесь  $C$  и  $\lambda$  — объёмная теплоёмкость и коэффициент теплопроводности сверхпроводника соответственно;  $T_0$  — температура хладагента;  $E_c$  — условно заданное критическое значение напряжённости электрического поля;  $J_{c0}, T_{cB}$  — критические параметры сверхпроводника при заданной индукции внешнего магнитного поля  $B_a$ . Обычно оно принимается равным  $E_c = 10^{-6}$  В/см. Подвижную границу области проникновения тока  $r_p(t)$  будем определять из решения уравнения [14]

$$2\pi \int_{r_p}^{r_0} J(r, t) r dr = I(t) = dI/dt \cdot t, \quad t \leq t_i; \quad (8)$$

$$E(r_p, t) = 0.$$

Уравнения (2) и (3) описывают диссипативное проникновение тока в сверхпроводник с непрерывно нарастающей ВАХ степенного вида (6). Условия (4) описывают изначально невозмущённые тепловое и электродинамическое состояния сверхпроводника. Граничные условия (5) учитывают конвективный теплообмен на его поверхности и изменение электрического поля на его поверхности при вводе тока со скоростью  $dI/dt$  в течение времени  $0 < t < t_i$ . При  $t > t_i$  вводимый ток фиксируется.

Наряду с непрерывно нарастающей ВАХ вида (6) исследуем также характерные закономерности формирования термоэлектродинамических состояний в НТСП с неразмытым докритическим участком ВАХ. Для этого воспользуемся моделью вязкого течения потока, которая позволяет аппроксимировать непрерывно нарастающую ВАХ сверхпроводника следующим кусочно-линейным уравнением вида [3]

$$J = \begin{cases} 0, & 0 < r < r_p; \\ J_c(T, B_a) + E/\rho_f, & r_p \leq r \leq r_0. \end{cases} \quad (9)$$

Здесь  $\rho_f$  — сопротивление сверхпроводника в режиме вязкого течения потока.

Результаты выполненных численных экспериментов получены при следующих исходных параметрах [2]:  $C = 4 \cdot 10^{-5} T^3 \frac{J}{\text{см}^3 \cdot \text{К}}$ ;  $\lambda = 7,5 \cdot 10^{-4} T^{1,8} \frac{W}{\text{см} \cdot \text{К}}$ ;  $T_0 = 4,2$  К;  $J_{c0} = 4 \cdot 10^5$  А/см<sup>2</sup>;  $T_{cB} = 9$  К;  $\rho_f = 5 \cdot 10^{-5}$  Ом·см.

Варьируя коэффициент теплоотдачи, моделировались состояния как при неинтенсивных, так и интенсивных условиях охлаждения сверхпроводника.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показаны характерные закономерности формирования термоэлектродинамических состояний при вводе тока со скоростью  $dI/dt = 100$  А/с в сверхпроводники с различными поперечными размерами, когда токовые неустойчивости возникают либо при неполном проникновении тока при режимах,

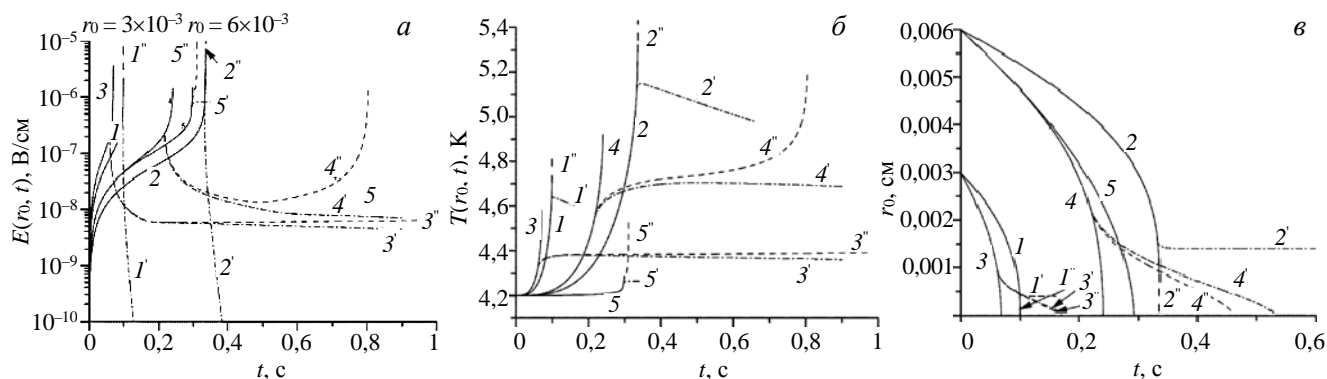


Рис. 1. Зависимости от времени напряжённости электрического поля (а), температуры (б) на поверхности сверхпроводника и динамика границы фронта проникновения тока (в) при различных рабочих режимах сверхпроводников с различными типами нелинейности ВАХ: 1—5 — состояния, возникающие при непрерывном вводе тока; 1'—5' и 1''—5'' — состояния, рассчитанные после прекращения ввода тока при  $t > t_i$ : 1' —  $t_i = 0,0983$  с ( $I(t_i) = 9,83$  А), 1'' —  $t_i = 0,099$  с, 2' —  $t_i = 0,333$  с ( $I(t_i) = 33,3$  А), 2'' —  $t_i = 0,334$  с, 3' —  $t_i = 0,0605$  с ( $I(t_i) = 6,05$  А), 3'' —  $t_i = 0,0606$  с, 4' —  $t_i = 0,216$  с ( $I(t_i) = 21,6$  А), 4'' —  $t_i = 0,217$  с, 5' —  $t_i = 0,296$  с ( $I(t_i) = 29,6$  А), 5'' —  $t_i = 0,297$  с; 1, 1', 1'' и 2, 2', 2'' рассчитаны в рамках модели вязкого течения потока, 3, 3', 3'', 4, 4', 4'', 5, 5', 5'' — для степенной ВАХ

описываемых кривыми 1—4, либо при полном (кривая 5). Расчёт максимально допустимых токов, значения которых приведены в подрисуночной подписи, проводился как для сверхпроводника со степенной ВАХ (6) при  $n = 50$ , которое характерно для ВАХ сверхпроводящих ниобий-титановых сплавов, так и для сверхпроводника с ВАХ вида (9).

На рис. 1, *a* показано изменение электрического поля на поверхности сверхпроводника при формировании устойчивых и неустойчивых состояний. Соответствующее изменение температуры поверхности сверхпроводника показано на рис. 1, *б*, рис. 1, *в* показывает динамику движущегося фронта области, занятой вводимым током. Кривые были рассчитаны для следующих режимов: 1—5 показывают состояния, возникающие при непрерывном вводе тока, штрихпунктирные 1'—5' и штриховые 1''—5'' — состояния, рассчитанные в предположении, что  $dI/dt = 0$  при  $t > t_i$ . Их расчёт позволяет определить границу возникновения неустойчивых состояний, варьируя значение  $t_i$ . Соответственно штриховые кривые показывают нестабильные состояния, а штрихпунктирные кривые — стабильные состояния. Кривые 1, 1', 1'' и 2, 2', 2'' показывают состояния сверхпроводника, рассчитанные при так называемом косвенном охлаждении ( $h = 10^{-4}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К)) в рамках модели вязкого течения потока для сверхпроводников с радиусами  $r_0 = 3 \cdot 10^{-3}$  см и  $r_0 = 6 \cdot 10^{-3}$  см соответственно. Развитие теплоэлектродинамических состояний в сверхпроводниках с радиусами  $r_0 = 3 \cdot 10^{-3}$  см и  $r_0 = 6 \cdot 10^{-3}$  см, но со степенной ВАХ, имитируют кривые 3, 3', 3'' и 4, 4', 4'', рассчитанные при  $h = 10^{-4}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К), кривые 5, 5', 5'' — при  $h = 10^{-2}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К) и  $r_0 = 6 \cdot 10^{-3}$  см.

Влияние параметра нарастания ВАХ на формирование теплоэлектродинамических состояний НТСП, которые сохраняют стабильность при полном проникновении тока внутрь сверхпроводника, показано на рис. 2. Видно, что на стабильном участке ввода тока индуцированные значения напряжённо-

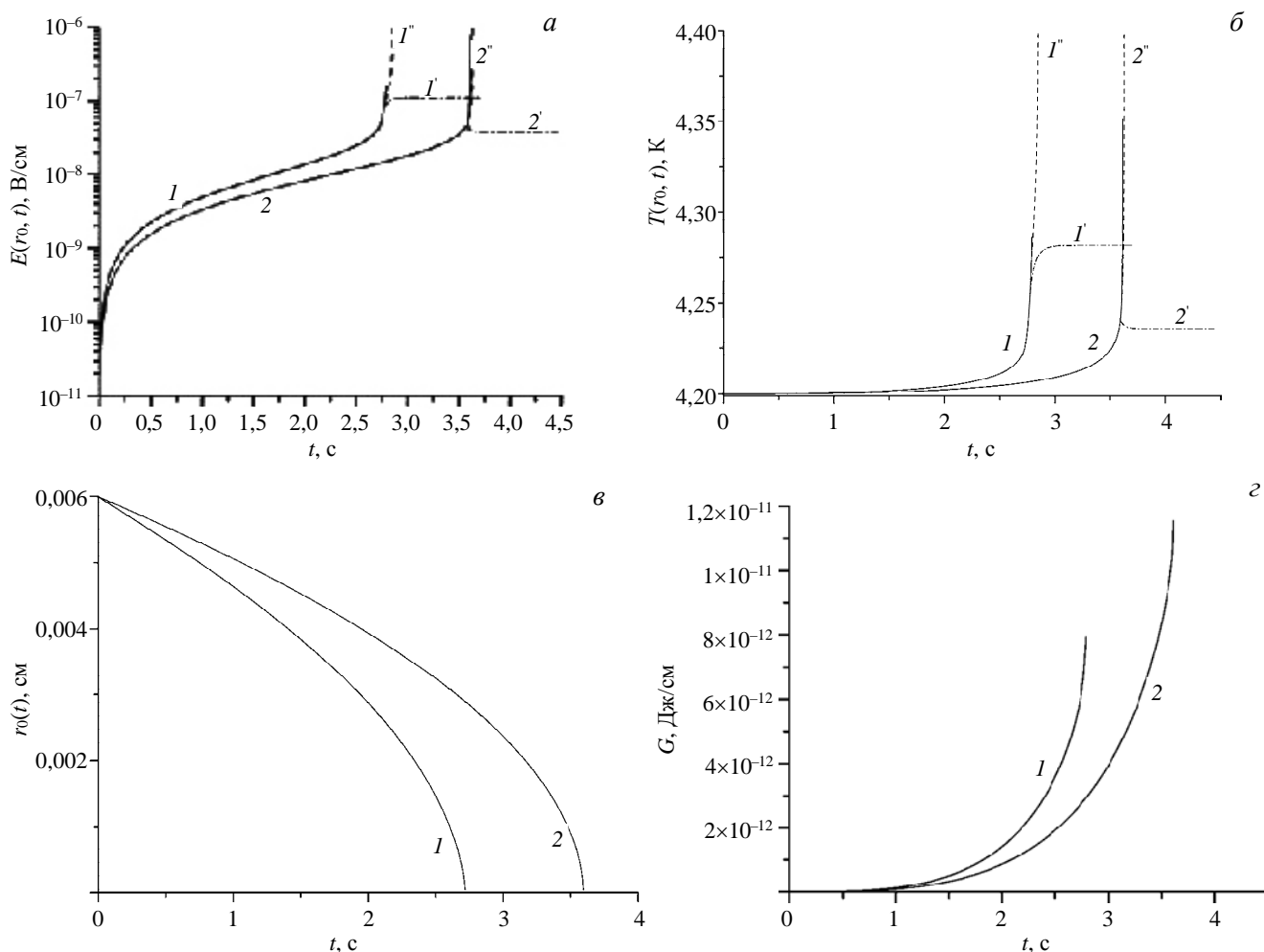


Рис. 2. Изменение во времени напряжённости электрического поля (*a*) и температуры (*б*) на поверхности, фронта проникновения тока (*в*) и тепловых потерь (*г*) в НТСП с различным параметром размытия ВАХ ( $n = 50$  — кривые 1, 1', 1'';  $n = 100$  — кривые 2, 2', 2'') при  $dI/dt = 10$  А/с,  $h = 10^{-3}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К) и  $r_0 = 6 \cdot 10^{-3}$  см, когда вводимый ток стабилен вплоть до полного проникновения. Кривые 1 и 2 рассчитаны при непрерывном вводе тока. Состояния 1', 1'' и 2', 2'' рассчитаны после прекращения ввода тока при  $t > t_i$ : 1' —  $t_i = 2,77$  с ( $I(t_i) = 27,7$  А), 1'' —  $t_i = 2,78$  с, 2' —  $t_i = 3,59$  с ( $I(t_i) = 35,9$  А), 2'' —  $t_i = 3,60$  с

сти электрического поля (см. рис. 2, а) и температуры сверхпроводника (см. рис. 2, б), а также скорость фронта проникновения тока (см. рис. 2, в) уменьшаются с увеличением значения  $n$ , так как потери энергии, индуцированные вводимым током, также уменьшаются (см. рис. 2, г). На рис. 3 изображены кривые, описывающие формирование устойчивых и неустойчивых теплоэлектродинамических состояний

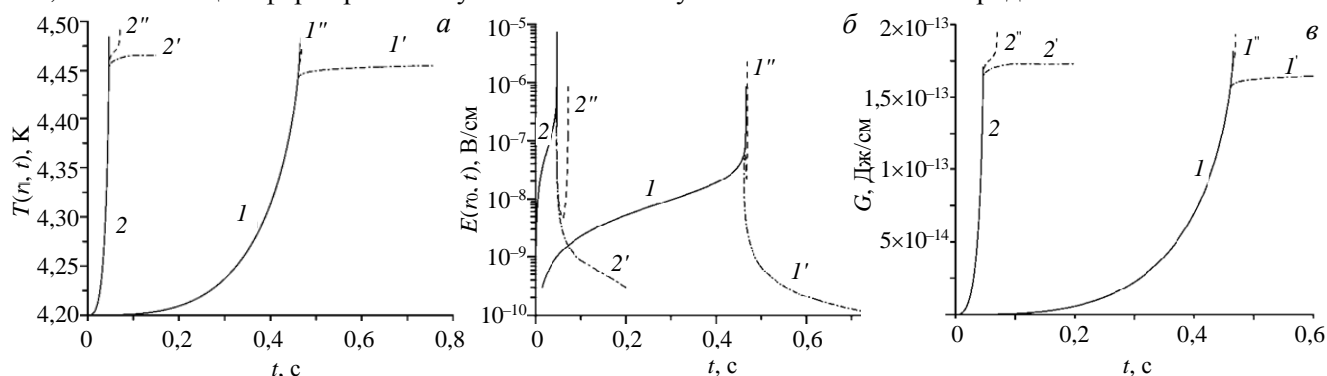


Рис. 3. Определение границы стабильных состояний у теплоизолированного ( $h = 0$ ) сверхпроводника без размытия ВАХ с радиусом  $r_0 = 2 \cdot 10^{-3}$  см. Изменение температуры (а), напряжённости электрического поля (б) и тепловых потерь (в) при  $dI/dt = 10$  А/с (кривые 1, 1', 1'') и  $dI/dt = 100$  А/с (кривые 2, 2', 2''). Состояния 1', 1'' и 2', 2'' рассчитаны после прекращения ввода тока при  $t > t_1$ : 1' —  $t_1 = 0,461$  с ( $I(t_1) = 4,61$  А), 1'' —  $t_1 = 0,462$  с, 2' —  $t_1 = 0,0461$  с ( $I(t_1) = 4,61$  А), 2'' —  $t_1 = 0,462$  с

теплоизолированного сверхпроводника ( $h = 0$ ) с идеализированной ВАХ вида (9), т.е. без её размытия в докритической области токов, который существует у степенной ВАХ. В подрисуночных подписях к рис. 2 и 3 приведены значения предельно допустимых токов, достигаемых в исследуемых токовых режимах. Согласно (1) токовые состояния сверхпроводника с ВАХ вида (9), не размытой в докритической области вводимых токов, при  $h = 0$  неустойчивы. Однако, как следует из рис. 1—3, теплоэлектродинамическая граница между устойчивыми и неустойчивыми токовыми состояниями существует независимо от типа нелинейности ВАХ. Она приводит к ограничению значений вводимых токов как при неполном, так и при полном проникновении вводимого тока. В результате если учитывать тепловую предысторию формирования сверхпроводящего состояния, то в зависимости от характера нарастания с током ВАХ сверхпроводника будет наблюдаться соответствующее изменение токонесущей способности сверхпроводников. Как следствие, напряжённость электрического поля и температура сверхпроводника перед возникновением токовой неустойчивости не имеют постоянных значений, т.е. эти значения не могут быть заданы априори. Они зависят от интенсивности проникновения тока. Другими словами, корректный учёт изменения температуры сверхпроводников перед возникновением неустойчивости играет важную роль при определении их токонесущей способности. В свою очередь, на температуру сверхпроводников влияют условия их охлаждения, поперечные размеры сверхпроводящих жил, параметры их ВАХ. В результате возникновению токовых неустойчивостей в сверхпроводниках всегда предшествует конечный допустимый перегрев сверхпроводника (см. рис. 2, б), зависящий от характера токовой нагрузки, а также условий охлаждения. Нетривиальный стабильный перегрев сверхпроводника возникает вследствие конечных значений допустимых тепловых потерь (см. рис. 2, в). При этом чем больше стабильное увеличение температуры сверхпроводника, тем больше  $\Delta r = r_0 - r_p$  — глубина проникновения тока (см. рис. 2, в). Поэтому по мере стабильного проникновения тока внутрь сверхпроводника условия возникновения неустойчивостей будут становиться более зависимыми от теплового состояния сверхпроводника. Из сказанного следует, что априорное задание значений  $J_c$  и  $E_c$  не имеет физического смысла. Как будет показано, причина возникновения токовой неустойчивости является следствием более общей концепции, согласно которой тепловые потери в сверхпроводнике, зависящие от интенсивности проникновения вводимого тока, не должны превышать критическое значение, которое нельзя определить априори.

В целом представленные результаты показывают, что наступлению токовой неустойчивости в сверхпроводнике с непрерывно возрастающей вольт-амперной характеристикой предшествует более резкое стабильное увеличение электрического поля и соответственно температуры сверхпроводника по сравнению с соответствующими состояниями, при которых движение вихрей ещё не активизируется. В то же время при размытой ВАХ устойчивые состояния существуют не только при частичном, но и при полном проникновении тока внутрь сверхпроводника. Они могут возникать при интенсивных условиях

охлаждения (см. рис. 2) или, как показывают расчёты, при низких скоростях ввода тока. Эти особенности проникновения тока в технические сверхпроводники наблюдаются в экспериментах.

Сравнивая результаты, показанные на рис. 1—3 для сверхпроводников с ВАХ степенного вида, с соответствующими результатами для сверхпроводников с идеализированной ВАХ без размытия, не трудно заметить, что абсолютные значения устойчивых токов уменьшаются при уменьшении  $n$ , т.е. с увеличением размытия ВАХ. Данная закономерность, противоречащая критерию (1), соблюдается, несмотря на то, что при этом вводимый ток более интенсивно проникает в поперечное сечение сверхпроводника (см. рис. 2). Однако, как следует из рис. 4, где между собой сопоставлено распределение тока при его вводе в сверхпроводник с различной степенью размытия ВАХ, плотность вводимого тока возрастает с уменьшением размытия ВАХ. Более того, с увеличением значения  $n$  напряжённость электрического поля внутри сверхпроводника уменьшается во всей области, куда проник ток (рис. 5). При этом стабильное распределение токов приближается к идеальному по мере приближения к биновским состояниям. Отметим, что для достижения стабильного режима протекания тока практически по всему сечению рассматриваемого сверхпроводника, не имеющего размытия ВАХ, необходимо уменьшить скорость ввода тока и улучшить условия его охлаждения. На рис. 4 и 5 кривая 13 описывает подобное предельное токовое состояние, предшествующее возникновению неустойчивости. Его моделирование было выполнено при  $dl/dt = 1$  А/с и  $h = 10^{-1}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К).

Таким образом, чем ВАХ сверхпроводника при заданном критическом токе будет заметнее отклоняться от идеальной (биновской) ВАХ, тем будет меньше реализована его токонесущая способность. Этот эффект имеет следующее объяснение. Увеличение размытия ВАХ приводит к увеличению плотности тока (см. рис. 4), протекающего по сверхпроводнику, и наведённого электрического поля уже на устойчивой стадии проникновения тока (см. рис. 5) и, следовательно, к соответствующему увеличению потерь энергии (см. рис. 2, з). При этом стабильное значение глубины проникновения тока  $\Delta r = r_0 - r_p$  увеличивается (см. рис. 1, в и 2, в). В результате формирование сверхпроводящих состояний сопровождается более интенсивным ростом температуры сверхпроводника с более размытой ВАХ уже на устойчивой стадии ввода тока (см. рис. 1, 2). Как следствие, предельно допустимый ток у сверхпроводника с размытой ВАХ, когда стабильные состояния существуют даже при полном проникновении тока внутрь сверхпроводника, меньше соответствующего значения, достигаемого при частичном проникнове-

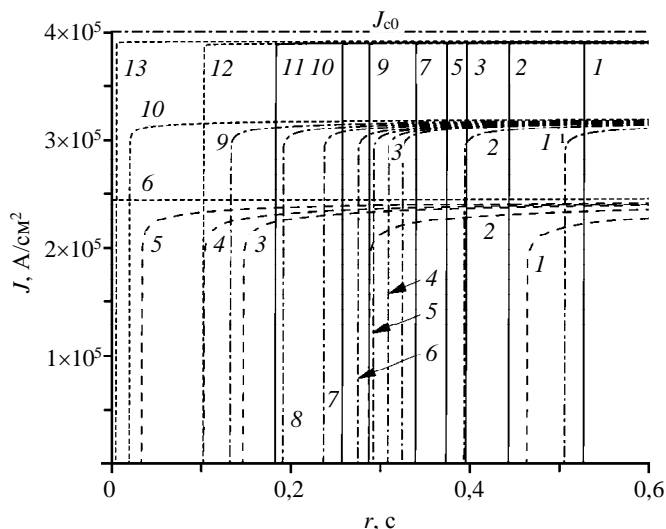


Рис. 4. Стабильное проникновение тока внутрь сверхпроводника с различным размытием ВАХ при  $dl/dt = 10$  А/с и  $h = 10^{-3}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К) до возникновения неустойчивости: 1 —  $t = 1$  с, 2 —  $t = 2$  с, 3 —  $t = 2,5$  с, 4 —  $t = 2,6$  с, 5 —  $t = 2,7$  с, 6 —  $t = 2,77$  с, 7 —  $t = 3$  с, 8 —  $t = 3,2$  с, 9 —  $t = 3,4$  с, 10 —  $t = 3,59$  с, 11 —  $t = 4$  с, 12 —  $t = 4,275$  с; - - - - ВАХ (6) при  $n = 50$ ; - · - · - ВАХ (6) при  $n = 100$ ; — — — ВАХ (9). Соответственно предельно стабильные распределения токов при  $n = 50$  и ВАХ (6) описывает кривая 6, при  $n = 100$  и ВАХ (6) — кривая 10 и для ВАХ (9) — кривая 12. При этом ток срыва равен 27,7 А для состояния, изображённого кривой 6; 35,9 А — для кривой 10 и 42,75 А — для кривой 12. Кривая 13 описывает предельно допустимое состояние интенсивно охлаждаемого сверхпроводника ( $h = 10^{-1}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К)) с неразмытой ВАХ, которое может быть индуцировано током, вводимым с малой скоростью ( $dl/dt = 1$  А/с)

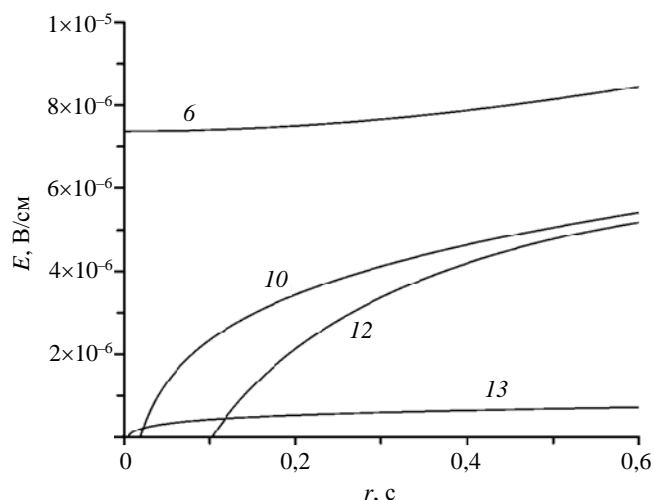


Рис. 5. Предельно стабильное распределение напряжённости электрического поля непосредственно перед срывом токонесущей способности НТСП, которое возникает у состояний, изображённых на рис. 4 кривыми 6, 10, 12, 13

нии тока внутрь сверхпроводника с ВАХ без размытия (см. рис. 4). Таким образом, размытость ВАХ сверхпроводника играет дестабилизирующую роль в формировании устойчивых состояний, индуцированных вводимым током. Принимая во внимание сделанные выводы о роли размытия ВАХ, становится очевидным, что критерий (1) не имеет физического смысла. Другими словами, в [13] ошибочно утверждается, что сверхпроводящее состояние должно быть более устойчиво, если ВАХ сверхпроводника более размытая. Поэтому вывод, согласно которому чем больше электрическое поле, индуцируемое в сверхпроводнике вводимым током при уменьшении значения  $n$  или увеличении  $T_{\delta}$ , тем более устойчиво сверхпроводящее состояние, не подтверждается результатами выполненных численных экспериментов.

Нетривиальные максимально допустимые значения тока, напряжённости электрического поля и температуры приводят к существованию критического значения допустимого тепловыделения, которое зависит от скорости ввода тока, коэффициента теплоотдачи и свойств сверхпроводника. При превышении этого значения температура и электрическое поле будут необратимо возрастать даже после прекращения ввода тока. Результаты моделирования, показанные на рис. 6, не только подтверждают вывод о существовании критического значения тепловых потерь, но и демонстрируют его связь с допустимыми значениями повышения температуры перед возникновением токовой неустойчивости. Здесь для двух

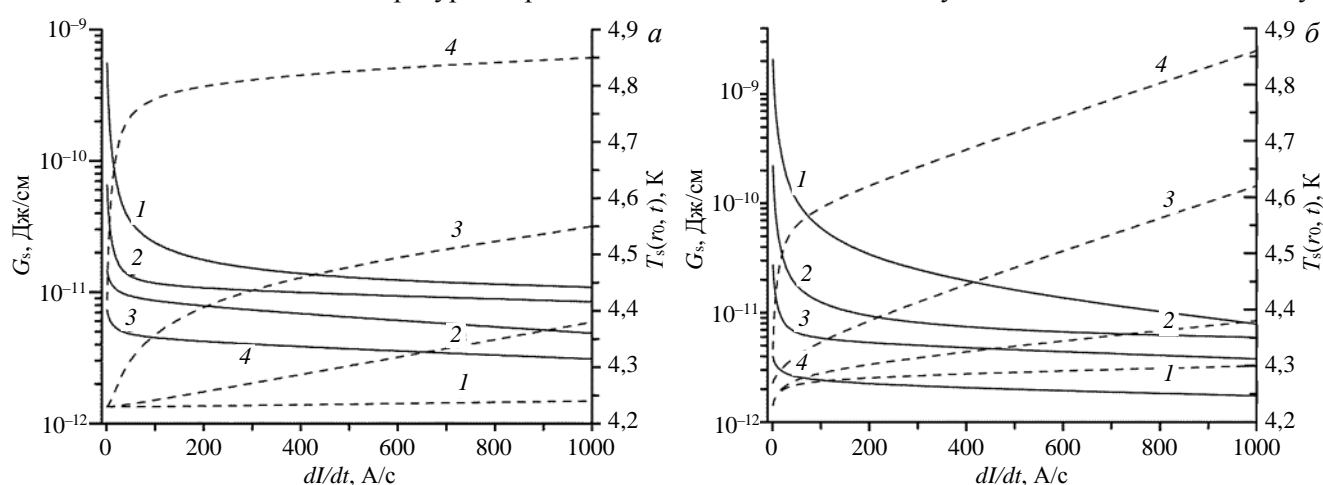


Рис. 6. Температура поверхности сверхпроводника и тепловые потери как функции скорости ввода тока при  $n = 100$  (а) и  $n = 50$  (б) и различных условиях охлаждения: 1 —  $h = 10^{-1}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К); 2 —  $h = 10^{-2}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К); 3 —  $h = 10^{-3}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К); 4 —  $h = 10^{-5}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К)

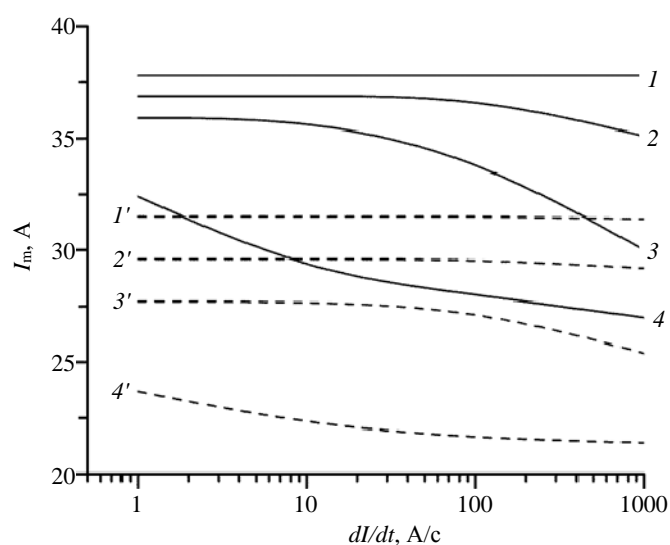


Рис. 7. Максимально допустимые значения токов, вводимых в НТСП с различными значениями параметра нарастания ВАХ (---  $n = 50$ , —  $n = 100$ ), как функции скорости ввода тока при различных условиях охлаждения: 1, 1' —  $h = 10^{-1}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К); 2, 2' —  $h = 10^{-2}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К); 3, 3' —  $h = 10^{-3}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К); 4, 4' —  $h = 10^{-5}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К)

значений параметра нарастания ВАХ приведены зависимости от скорости ввода тока потерь энергии на единицу длины сверхпроводника

$$(G_s = \int_0^t \int_{r_p}^{r_0} E J r dr dt)$$

и температуры его поверхности, которые предшествуют возникновению неустойчивости тока. Они рассчитывались для различных значений коэффициента теплоотдачи. Представленные результаты также наглядно показывают существование их конечных устойчивых значений перед возникновением токовой неустойчивости, которые, как отмечалось, нетривиальны и зависят от характера протекающего процесса ввода тока.

На рис. 7 показаны соответствующие значения максимальных стабильных токов в зависимости от скорости ввода тока. Они рассчитаны для различных значений коэффициента теплоотдачи и параметра размытия  $n$ . Приведённые кривые не только подтверждают неизбежное уменьшение

токонесущей способности сверхпроводников при увеличении размытия ВАХ, скорости ввода тока или ухудшении условий охлаждения, но и показывают наличие трёх характерных диапазонов изменения зависимостей  $I_m(dI/dt)$ .

Первая область — это область, где токонесущая способность сверхпроводника близка к максимальной, незначительно уменьшаясь с увеличением скорости ввода тока (кривые 1 и 1') в результате соответствующего повышения температуры сверхпроводника. Она характеризуется малым перегревом сверхпроводника по отношению к температуре хладагента, не связанным с температурным параметром нарастания ВАХ (см. рис. 6). При данных рабочих условиях вводимый ток стабильно течёт по всему поперечному сечению сверхпроводника. Значения  $I_m$  максимальны при идеальной токовой нагрузке, т.е. в приближении  $dI/dt \rightarrow 0$ . Это диапазон, в котором полностью реализуется токонесущая способность рассматриваемого сверхпроводника при заданных условиях эксплуатации. Однако значения вводимого тока ниже соответствующего условно заданного значения критического тока сверхпроводника, равно  $I_{c0} = 45,24$  А. Это объясняется тем, что достигнутые значения вводимых токов  $I_m$  зависят от температуры сверхпроводника перед возникновением неустойчивости, т.е. условий охлаждения, и значения параметра  $n$ .

По мере увеличения скорости ввода тока токонесущая способность сверхпроводника начинает всё заметнее уменьшаться, так как его температура, предшествующая возникновению неустойчивости, продолжает расти (см. рис. 6). Это вторая характерная область изменения зависимости  $I_m(dI/dt)$ . При этом допустимое значение вводимого тока становится ещё ниже соответствующего условно заданного значения критического тока сверхпроводника. На рис. 7 подобные нисходящие ветви появляются на кривых 2, 3, 2' и 3'. При этих состояниях неустойчивости могут возникать при режимах, когда ток не полностью проникает в сверхпроводник. В результате стабильный диапазон проникновения тока становится меньше, а сверхпроводник сильнее нагревается с увеличением скорости ввода тока. Как следствие, при ещё большем повышении скорости ввода тока возникает третья область — область минимальной допустимой нагрузки по току. При этих режимах токонесущая способность сверхпроводника слабо зависит от скорости ввода тока, так как тепловое состояние сверхпроводника близко к адиабатическому. Условия существования подобных состояний в квазилинейном приближении сформулированы в [2, 7, 8]. Они экспериментально наблюдались в [15, 16] при исследовании условий возникновения и распространения участков с нормальной проводимостью в сверхпроводящих композитах, несущих быстро изменяющийся ток.

Обсуждённые результаты показывают, что изменение температуры сверхпроводника при динамических условиях ввода тока играет существенную роль в развитии неустойчивости. Поэтому пренебрежение изменением температуры сверхпроводника при оценке токонесущей способности может привести не только к количественному расхождению, но и к качественно неверным выводам, как, например, следует из критерия (1). В связи с этим ещё раз обратим внимание на роль размытия ВАХ сверхпроводника. Результаты численного эксперимента, показанные на рис. 7, также строго доказывают, что токонесущая способность сверхпроводника неизбежно ухудшается с уменьшением значения  $n$ , т.е. когда ВАХ нарастает более интенсивно, увеличивая её размытость. Наиболее ярко этот эффект проявляется на начальных участках кривых  $I_m(dI/dt)$ . Его нетрудно объяснить, принимая во внимание, что существующие тепловые потери, которые выделяются при вводе тока, нагревают технический сверхпроводник по двум причинам. Во-первых, за счёт перераспределения вводимого тока по сечению сверхпроводника при любом конечном значении  $dI/dt$ . Во-вторых, из-за ВАХ сверхпроводника, приводящей к собственным потерям энергии в результате существования конечного электрического напряжения, индуцируемого в сверхпроводнике в течение всего ввода тока. Если первые малы, например, при малой скорости ввода тока, то основную роль в развитии неустойчивости играют собственные тепловые потери от ВАХ сверхпроводника. При быстром вводе тока преобладает тепловыделение от диффузии тока. Поэтому размытость ВАХ сверхпроводника при прочих равных условиях приведёт к заметному ухудшению токонесущей способности технических сверхпроводников при малых скоростях ввода тока, даже когда достигаются режимы полного проникновения.

## ВЫВОДЫ

Исследованы макроскопические механизмы нарушения стабильного развития электродинамических и тепловых процессов, происходящих в неидеальных сверхпроводниках второго рода при вводе в них

тока. Анализ выполнен на основе решения системы нестационарных уравнений теплопроводности и электродинамики с использованием ВАХ с различной степенью размытия. Сформулированные условия возникновения и развития токовой неустойчивости показывают, что корректное определение условий устойчивости вводимого тока, а значит, и токонесущей способности неидеальных сверхпроводников второго рода независимо от типа нелинейности ВАХ должно основываться на анализе взаимосвязанной диффузии тока в сверхпроводнике и соответствующего изменения его температуры уже на стадии устойчивых состояний. В противном случае, когда температура сверхпроводника или напряжённость электрического поля, определяющие границу стабильных состояний, задаются априори, токонесущая способность сверхпроводников будет не только искажена, но и сформулированные условия определения предельно допустимых токов могут приводить к физически необоснованным выводам.

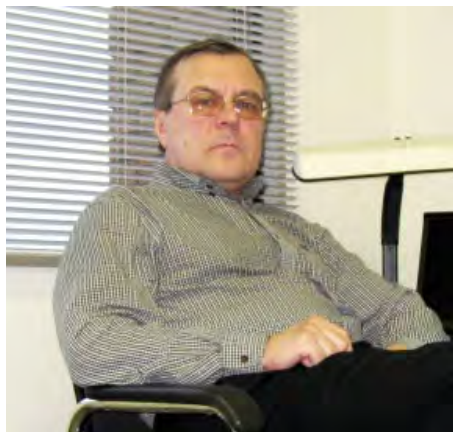
Учёт тепловой предыстории формирования сверхпроводящего состояния при формулировании условий неустойчивости тока показывает, что существует нетривиальная связь между допустимыми потерями и токонесущей способностью сверхпроводника. Как следствие, существуют не только электродинамические условия устойчивости сверхпроводящего состояния [2, 3], но и более общие теплоэлектродинамические условия. В результате срыв токонесущей способности сверхпроводников происходит тогда, когда потери энергии, возникающие при вводе тока, превышают предельно допустимое (критическое) значение. Неизотермическое приближение позволяет сохранить предельные переходы к условиям устойчивости сверхпроводящих состояний, которые могут быть получены для неидеальных сверхпроводников второго рода при описании их ВАХ различными моделями.

Токонесущая способность сверхпроводника монотонно уменьшается при увеличении скорости ввода или при ухудшении условий теплоотдачи, асимптотически приближаясь к минимальному значению. Она также уменьшается при увеличении степени размытия ВАХ сверхпроводника при прочих равных условиях. Деградация токонесущих свойств сверхпроводника, обусловленная размытием ВАХ сверхпроводника, наиболее заметна при малых скоростях ввода тока.

Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт».

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Anderson P.W.** Theory of flux creep in hard superconductors. — *Phys. Rev. Lett.*, 1962, vol. 9, № 7, p. 309—311.
2. **Гуревич А.В., Минц Р.Г., Рахманов А.Л.** Физика композитных сверхпроводников. — М.: Наука, 1987. 240 с.
3. **Уилсон М.** Сверхпроводящие магниты. — М.: Мир, 1985. 408 с.
4. **Bean C.P.** Magnetization of hard superconductors. — *Phys. Rev. Lett.*, 1962, vol. 8, № 6, p. 250—253.
5. **Polak M., Hlasnik I., Krempasky L.** Voltage-current characteristics of Nb—Ti and Nb<sub>3</sub>Sn superconductors in flux creep region. — *Cryogenics*, 1973, vol. 13, № 12, p. 702—711.
6. **Андрианов В.В., Баев В.П., Минц Р.Г., Рахманов А.Л.** О предельных токах в комбинированных сверхпроводниках. — *ДАН*, 1981, т. 260, № 2, с. 328—331.
7. **Andrianov V.V., Baev V.P., Ivanov S.S. et al.** Superconducting current stability in composite superconductors. — *Cryogenics*, 1982, vol. 22, № 2, p. 81—87.
8. **Mints R.G., Rakhmanov A.L.** Current-voltage characteristics and superconducting state stability in composite. — *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1982, vol. 15, № 11, p. 2297—2306.
9. **Rakhmanov A.L., Vysotsky V.S., Ilyin Yu.A. et al.** Scaling for the quench development in HTSC devices — theory. — *Inst. Phys. Conf. Ser.*, 2000, № 167, p. 1243—1246.
10. **Rakhmanov A.L., Vysotsky V.S., Ilyin Yu.A. et al.** Universal scaling law for quench development in HTSC devices. — *Cryogenics*, 2000, vol. 40, № 1, p. 19—27.
11. **Клименко Е.Ю., Мартовецкий Н.Н., Новиков С.И.** О максимальном токе в сверхпроводящем проводе. — *ДАН*, 1985, т. 282, № 5, с. 1123—1127.
12. **Klimenko E.Yu., Martovetsky N.N., Novikov S.I.** Stability of the real superconductors. — In: *Proc. of MT-9 Conf. Zurich, Switzerland*, 1985, p. 581—583.
13. **Клименко Е.Ю.** Прикладная сверхпроводимость: разочарования и надежды. — *Успехи физических наук*, 2021, т. 191, № 8, с. 861—873.
14. **Romanovskii V.R.** Macroscopic flux-creep magnetization of superconductors in applied magnetic field and local change peculiarities of their differential resistivity. — *Physica C. Superconductivity and its applications*, 2003, vol. 384, № 4, p. 458—468.
15. **Pukhov A.A., Rakhmanov A.L., Tsikhon V.N., Vysotsky V.S.** Acceleration of normal zone propagation in superconductors with changing current. *Superconduct.* — *Sci. and Techn.*, 1994, vol. 7, № 3, p. 154—159.
16. **Vysotsky V.S., Tsikhon V.N.** Normal zone origination and propagation in superconducting wire with fast changing current. — *IEEE Trans. Magn.*, 1994, vol. 30, № 4, p. 1998—2001.



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

Статья поступила в редакцию 5 апреля 2023 г.

После доработки 29 июня 2023 г.

Принята к публикации 5 июля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 3, с. 81—91.

УДК: 669.018.25

## ОСОБЕННОСТИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАСТИЧНОСТИ, МЕХАНИЗМЫ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ СПЛАВА V—Cr—W—ZrC В ПРОЦЕССЕ ИСПЫТАНИЙ НА УДАРНУЮ ВЯЗКОСТЬ

А.Н. Тюменцев<sup>1,2</sup>, И.А. Дитенберг<sup>1,2</sup>, И.В. Смирнов<sup>1</sup>, Ю.П. Пинжин<sup>1</sup>, К.В. Гриняев<sup>1</sup>, В.М. Чернов<sup>3,4</sup>,  
М.М. Потапенко<sup>3</sup>, К.А. Мороз<sup>3</sup>, Н.А. Дегтярев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН, Томск, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

<sup>3</sup>Высокотехнологический НИИ неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара, Москва, Россия

<sup>4</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Проведено исследование фрактографических особенностей поверхностей разрушения, закономерностей структурно-фазовых превращений, механизмов пластической деформации и разрушения в малоактивируемом ванадиевом сплаве V—Cr—W—ZrC в процессе испытаний на ударную вязкость. Обнаружено появление качественно нового (не дислокационного) механизма пластической деформации — механизма превращения (объемно центрированной кубической в гексагональную плотноупакованную решетку) ОЦК→ГПУ→ОЦК с изменением систем обратных превращений и (или) участием квазивязкого массопереноса в полях высоких локальных градиентов давления. Важной особенностью этого механизма является его активизация на наномасштабном уровне с формированием нанообъемов размерами несколько нанометров — новых носителей однородной деформации превращения типа деформации Бейна. Важной особенностью этих носителей является отсутствие сколько-нибудь эффективных препятствий типа дислокаций или границ разориентации как для однородной деформации растяжения-сжатия, так и для квазивязкого массопереноса. В основе активизации превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК как новой не дислокационной моды деформации лежит явление фазовой нестабильности ОЦК-кристалла в полях высоких локальных напряжений плюс высокие локальные градиенты наномасштабного уровня. Указанные превращения (как прямые, так и обратные) могут осуществляться в условиях термодинамического выигрыша с локальным (в зоне превращения) снижением энергии в области превращений. Это приводит к интенсивному разупрочнению материала и высоким скоростям деформации и релаксации высокодефектных субструктур деформации, деформирующих и локальных внутренних напряжений.

**Ключевые слова:** сплав V—Cr—W—ZrC, пластическая деформация, электронная микроскопия, микроструктура, мартенситные превращения, наноструктурные состояния, механизмы деформации, хладноломкость, ударная вязкость, дефекты структуры.

## FEATURES OF LOW-TEMPERATURE PLASTICITY, MECHANISMS OF PLASTIC DEFORMATION AND FRACTURE OF THE V—Cr—W—ZrC ALLOY IN THE PROCESS OF TOUGHNESS TESTING

A.N. Tyumentsev<sup>1,2</sup>, I.A. Ditenberg<sup>1,2</sup>, I.V. Smirnov<sup>1</sup>, Yu.P. Pinzhin<sup>1</sup>, K.V. Grinyaev<sup>1</sup>, V.M. Chernov<sup>3,4</sup>,  
M.M. Potapenko<sup>3</sup>, K.A. Moroz<sup>3</sup>, N.A. Degtyarev<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institute of Strength Physics and Materials Science SB RAS, Tomsk, Russia

<sup>2</sup>Tomsk State University, Tomsk, Russia

<sup>3</sup>JSC Bochvar High-Technology Research Institute for Inorganic Materials, Moscow, Russia

<sup>4</sup>National Research Nuclear Institute MEPhI, Moscow, Russia

A study of fractographic features of fracture surfaces, patterns of structural-phase transformations, mechanisms of plastic deformation and fracture of low-activation vanadium alloy V—Cr—W—ZrC in the process of toughness tests was carried out. The appearance of a qualitatively new (non-dislocation) mechanism of plastic deformation was revealed – the mechanism of BCC→HCP→BCC transformation with a change in the systems of reverse transformations and (or) the participation of quasi-viscous mass transfer in the fields of high local pressure gradients. An important feature of this mechanism is its activation at the nano-scale level with the formation of nano-volumes of several nanometers in size – new carriers of homogeneous transformation deformation of the Bain type. An significant feature of these carriers is the absence of any effective obstacles such as dislocations or disorientation boundaries for both homogeneous tension-compression deformation and quasi-viscous mass transfer. The activation of BCC→HCP→BCC transformations as a new non-dislocation deformation mode is based on the phenomenon of phase instability of the bcc crystal in fields of high local stresses and high local gradients of the nanoscale level. The above transformations (both direct and reverse) can be carried out under conditions of thermodynamic gain with a local (in the transformation zone) decrease in energy in the transformation region. This leads to intensive softening of the material and high rates of deformation and relaxation of high-defective substructures of deformation, deforming and local internal stresses.

**Key words:** V—Cr—W—ZrC alloy, plastic deformation, electron microscopy, microstructure, martensitic transformations, nanostructural states, deformation mechanisms, cold fracture, toughness, structural defects.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-3-92-103

## ВВЕДЕНИЕ

В соответствии с [1—9] хорошие перспективы для повышения эксплуатационных свойств малоактивируемых ванадиевых сплавов имеют предложенные в этих работах новые композиции типа V—Cr—Me (W, Ta)—Zr—(C, O, N) и методы их технологической обработки. Эти перспективы связаны, во-первых, с возможностью значительного повышения эффективности их дисперсного упрочнения наночастицами ZrC методами термомеханической обработки (ТМО) [1—5], во-вторых, с разработкой новых методов дисперсного упрочнения наноразмерными частицами ZrO<sub>2</sub> с более высокой (по сравнению с ZrC) термической стабильностью [4, 5] путём химико-термической обработки (ХТО) [4—9] типа неравновесного внутреннего окисления [10, 11]. С использованием этих методов достигается увеличение (на 100—150 °С в сплавах V—Cr—W(Ta)—ZrC и на 200—300 °С в сплавах V—Cr—W(Ta)—ZrO<sub>2</sub>) термической стабильности микроструктуры с соответствующим повышением температур рекристаллизации и значительное (в 1,5—2 раза) повышение характеристик кратковременной высокотемпературной прочности.

Одним из необходимых условий применения указанных сплавов, в том числе в качестве конструкционных материалов для ядерных и термоядерных реакторов, является сохранение достаточного запаса пластичности в области низких температур. В соответствии с [12—15] до сих пор актуальной остаётся проблема хладноломкости ОЦК-металлов и сплавов с формированием (повышением) температуры их вязко-хрупкого перехода ( $T_{\text{вхп}}$ ) и хрупким разрушением при внешних напряжениях, меньших пределах текучести. До сих пор недостаточно исследованными и не решёнными являются вопросы о физических механизмах хладноломкости в металлах в зависимости от типа и свойств кристаллических решёток, композиционных составов, структурно-фазовых состояний и внешних условий (температуры, напряжения, реакторного облучения) [12].

В настоящей работе для решения этих вопросов проведено исследование закономерностей структурно-фазовых превращений и анализ механизмов пластической деформации в малоактивируемом ванадиевом сплаве V—Cr—W—ZrC в процессе испытаний на ударную вязкость.

## МАТЕРИАЛ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Состав исследуемого сплава приведён в табл. 1. Исследование микроструктуры в процессе испытаний на ударную вязкость проведено в двух структурных состояниях:

- после прокатки при комнатной температуре в лист толщиной 3 мм (далее структурное состояние 1);
- после прокатки и последующего отжига при 1050 °С 1 ч (состояние 2).

Т а б л и ц а 1. Состав малоактивируемого ванадиевого сплава V—Cr—W—ZrC

| Сплав      | Содержание легирующих элементов, вес. % (ат. %). |             |             |             |            |              |
|------------|--|-------------|-------------|-------------|------------|--------------|
|            | Cr   | W           | Zr          | C           | O          | N            |
| V—Cr—W—ZrC | 3,00 (3,09)                                      | 7,00 (2,04) | 0,60 (0,35) | 0,11 (0,47) | 0,03 (0,1) | 0,01 (0,036) |

Исследование температурной зависимости ударной вязкости проводили на образцах размером 3 × 4 × 27 мм (с V-образным концентратором напряжений) в интервале температуры от –186 до 150 °С на ударном копре VEB Werkstoffprüfmaschinen Leipzig. В качестве охладителя использовались жидкий азот и его смесь с этиловым спиртом. Контроль температуры образца осуществлялся с использованием термометра Testo 735-2 с термопарой тип-K и следующими погрешностями по температуре в соответствии с диапазоном измерения:

213—333 К, погрешность ±0,3 К;

–77—213 К и 333—423 К, погрешность ±0,2 К + 0,3% от показания температуры термометра.

При измерении работы удара при температурах выше/ниже комнатных образцы были перегреты и переохлаждены в соответствии с ГОСТ 9454-78 и выдерживались при заданной температуре в течение 15 мин. Образцы после выдержки при этих температурах доставались из охладителя/печи и разбивались на копре. Интервал времени с момента извлечения образца из охладителя/печи до его разрушения на копре в соответствии с ГОСТ 9454-78 не превышал 5 с.

Работа удара KV измерялась по отклонению ножа маятника после удара. Ударная вязкость KCV рассчитывалась по следующей формуле (ГОСТ 9454-78):

$$KCV = KV/S, \tag{1}$$

где  $S = AB$  — начальная площадь поперечного сечения образца в месте концентратора;  $A$  — начальная высота рабочей части образца (в месте концентратора);  $B$  — начальная ширина образца.

Погрешность KV соответствует половине деления измерительной шкалы прибора и составляет  $\pm 0,05$  Дж.

Исследование особенностей рельефа поверхностей разрушения и анализ картин дифракции обратно рассеянных электронов (electron back scattering diffraction (EBSD)) выполнены с использованием сканирующего электронно-ионного микроскопа FEI Quanta 200 3D с приставкой Pegasus при ускоряющем напряжении 30 кВ в режиме с гексагональной постановкой точек. Кикучи-картины, формируемые обратно рассеянными электронами, автоматически индицировались программой TSL OIM data collection. Обработка полученного массива данных проведена с использованием программного обеспечения TSL OIM analysis.

Методом просвечивающей электронной микроскопии на электронном микроскопе JEOL JEM-2100 при ускоряющем напряжении 200 кВ проведены исследования дефектной субструктуры в окрестности (на расстояниях не более нескольких мкм) поверхностей разрушения. Тонкие фольги получали методом ионной резки на сканирующем электронном микроскопе FEI Quanta 200 3D.

### РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследование зёрненной структуры сплава V—Cr—W—ZrC перед испытаниями на ударную вязкость, проведённое с использованием дифракции обратно рассеянных электронов, показало, что в структурном состоянии после прокатки (рис. 1, *a, в*) наблюдается мелкокристаллическое состояние со средним размером зёрен (фрагментов) около 7 мкм. Последующий отжиг 1050 °С 1 ч приводит к сохранению мелкокристаллической структуры с увеличением этих размеров до  $\approx 9$  мкм (см. рис. 1, *б, г*). Протекающие при этом процессы возврата формирующегося в процессе прокатки высокодефектного нано-

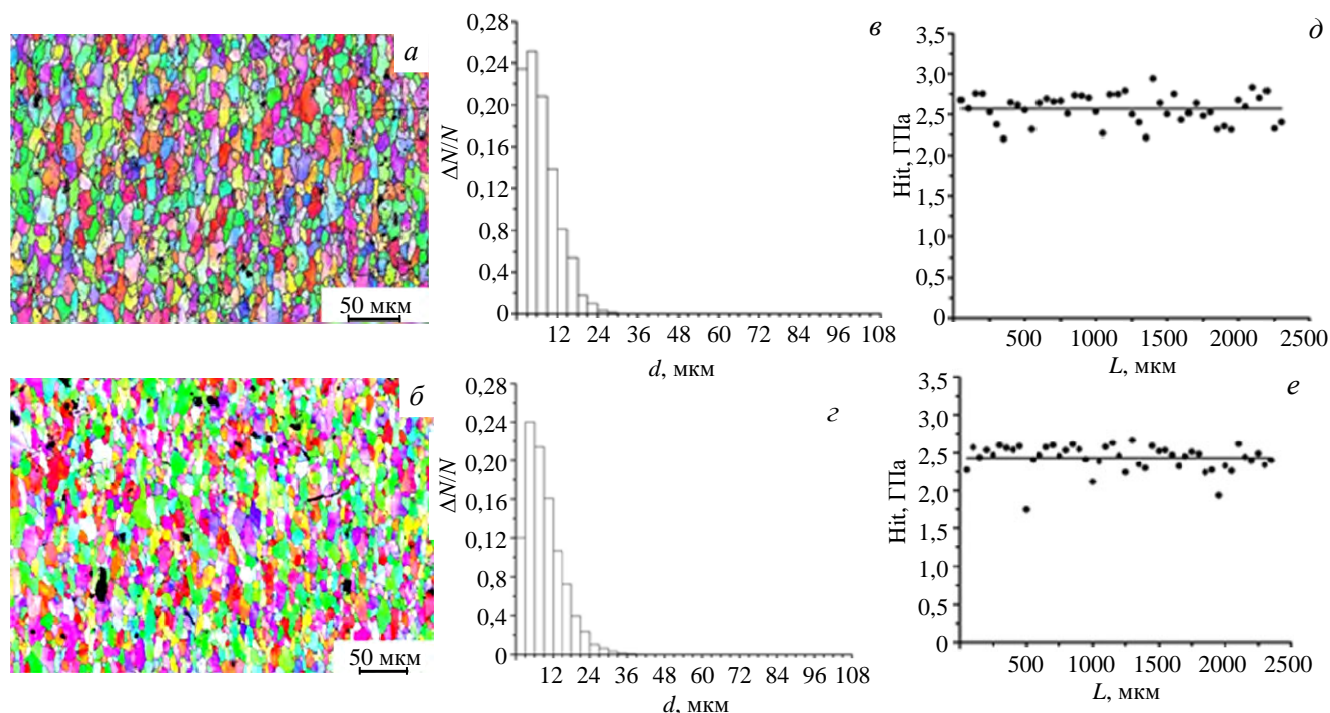


Рис. 1. Карты ориентации зёрен (*a, б*, EBSD), гистограммы их распределения по размерам (*в, г*) и зависимость микротвёрдости (Hit) от расстояния ( $L$ ) от поверхности в сплаве V—Cr—W—ZrC после деформации прокаткой при комнатной температуре (*a, в, д*) и последующего отжига 1050 °С 1 ч (*б, г, е*): *a, в* — средний размер зёрен 7 мкм; *б, г* — средний размер зёрен 9 мкм; *д* — Hit =  $2,57 \pm 0,18$  ГПа; *е* — Hit =  $2,43 \pm 0,18$  ГПа

структурного состояния приводят к примерно 5%-ному (от 2,57 до 2,43 ГПа, рис. 1, *д*, *е*) снижению микротвёрдости.

**Влияние режимов ТМО на характеристики ударной вязкости и особенности разрушения.** Температурные зависимости ударной вязкости до и после отжига при 1050 °C показаны на рис. 2. Электронно-микроскопическое исследование особенностей разрушения сплава после испытаний на ударную вязкость показало, что независимо от режима обработки на верхней полке кривых температурной зависимости при температурах испытания 100—150 °C поверхность разрушения образцов представляет собой типичный вязкий ямочный излом (рис. 3).

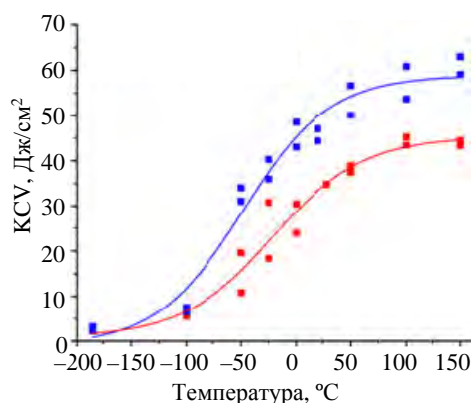


Рис. 2. Температурная зависимость ударной вязкости сплава V—Cr—W—Zr до (■) и после отжига (■) при  $T = 1050$  °C

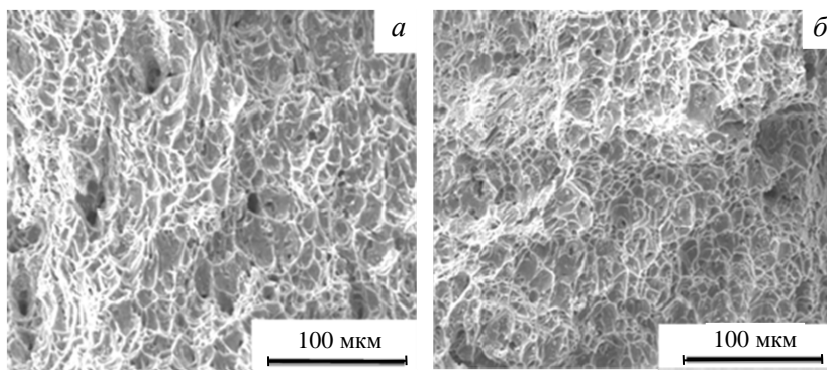


Рис. 3. Поверхности излома образцов сплава V—Cr—W—ZrC после испытаний на ударную вязкость при  $T = 150$  °C в структурных состояниях 1 (*а*) и 2 (*б*)

Понижение температуры испытаний сопровождается появлением участков квазихрупкого транскристаллитного скола. В структурном состоянии 1 они наблюдаются после понижения температуры разрушения до  $T = 50$  °C (рис. 4, *а*), в образцах после отжига 1050 °C 1 ч (состояние 2) — до  $T = 100$  °C (рис. 4, *б*).

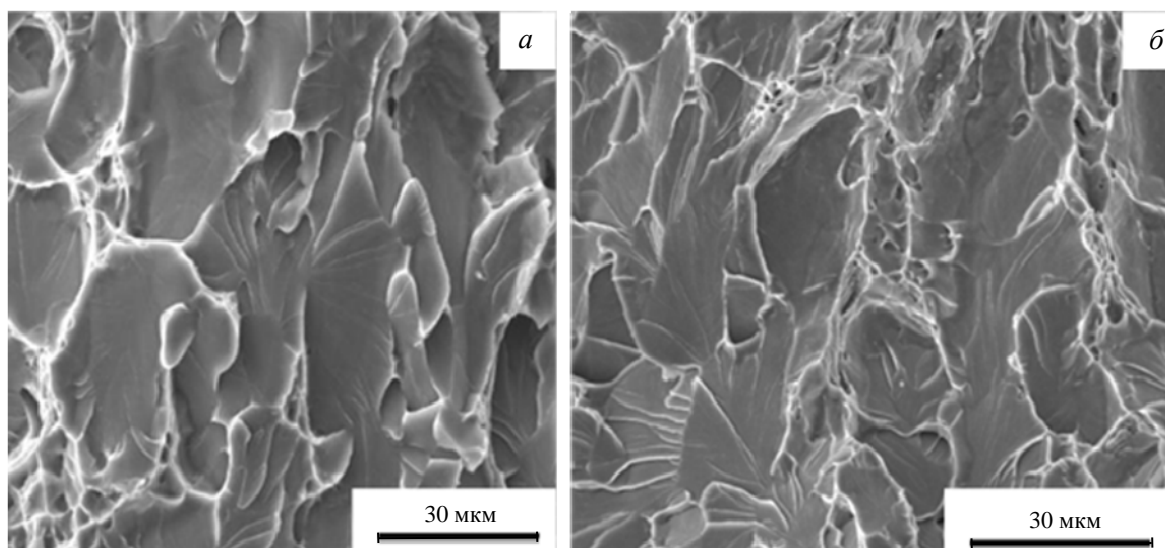


Рис. 4. Участки квазихрупкого транскристаллитного скола после разрушения сплава V—Cr—W—ZrC в структурных состояниях 1 (*а*) и 2 (*б*) после испытаний на ударную вязкость при  $T = 50$  °C (*а*) и  $100$  °C (*б*)

На поверхностях разрушения при этом обнаруживаются два типа разрушения:

- зоны пластического роста трещин, распространяющихся под углами около 45° к поверхности образцов, т.е. в направлениях максимальных сдвиговых напряжений;
- участки квазихрупкого транскристаллитного скола, площадь которых с понижением температуры разрушения постепенно увеличивается.

Результаты электронно-микроскопического исследования размеров указанных зон с оценкой отношения площади квазихрупкого транскристаллитного скола к исходной площади образцов ( $S_{хр}/S_0$ ) в зави-

симости от температуры разрушения приведены в табл. 2. Как видно, в интервале температуры от +100 до -50 °С величина ( $S_{xp}/S_0$ ) изменяется в пределах от ≈25 до 50%. В области отрицательных температур вблизи комнатной (от 0 до -25 °С в структурном состоянии 1 и от 0 до -50 °С в состоянии 2) эта величина ( $S_{xp}/S_0 \approx 45-50\%$ ) практически не меняется. Она увеличивается до ≈70—75% при  $T = -100$  °С и превышает 90—95% при температуре жидкого азота.

Т а б л и ц а 2. Характеристики ударной вязкости и микроструктуры поверхностей разрушения сплава V—Cr—W—ZrC при разных температурах

|                         |  | Структурное состояние 1 (прокатка при комнатной температуре) |           |          |          |          |           |
|-------------------------|--|--|-----------|----------|----------|----------|-----------|
| Температура, °С         |  | +100   | +50       | 0        | -25      | -100     | -186      |
| $l$ , мм                |  | 0,65—0,7   | 0,95—1,05 | 0,65—0,7 | 0,65—0,7 | 0,25—0,3 | 0,02—0,03 |
| $S_{xp}/S_0$            |  | 0,4—0,45   | 0,25—0,3  | 0,45—0,5 | 0,45—0,5 | 0,7—0,75 | >0,95     |
| KCV, Дж/см <sup>2</sup> |  | 44—46  | 39—40     | 24—31    | 11—20    | 5        | 2         |
|                         |  | Структурное состояние 2 (прокатка плюс отжиг 1050 °С 1 ч)    |           |          |          |          |           |
| Температура, °С         |  | +100   | +50       | 0        | -50      | -100     | -186      |
| $l$ , мм                |  | 0,95—1,05  | 0,95—1,05 | 0,65—0,7 | 0,65—0,7 | 0,25—0,3 | 0,09—0,1  |
| $S_{xp}/S_0$            |  | 0,4—0,45   | 0,25—0,3  | 0,45—0,5 | 0,45—0,5 | 0,7—0,75 | >0,9      |
| KCV, Дж/см <sup>2</sup> |  | 55—62  | 51—58     | 44—50    | 32—35    | 6—8      | 2—3       |

Примечание:  $l$  — глубина зоны пластического роста трещины в направлении максимальных сдвиговых напряжений;  $S_{xp}$  — площадь квазихрупкого транскристаллитного скола;  $S_0$  — исходная площадь поперечного сечения.

При изменении температуры разрушения от -25—50 °С до -100 °С в обоих структурных состояниях более чем в 2 раза (от 0,65—0,7 до 0,25—0,3 мм) уменьшается глубина зоны пластического роста трещин ( $l$ ). В этом же интервале наблюдается и 3—4-кратное уменьшение (от 11—20 до 5 Дж/см<sup>2</sup> в состоянии 1 и от 32—35 до 6—8 Дж/см<sup>2</sup> в состоянии 2) величины ударной вязкости образцов.

Важной особенностью разрушения во всём представленном в табл. 2 интервале температуры является наличие резкой (локализованной в области шириной не более 1—2 мкм, рис. 5, а) границы между зонами пластического роста трещины и квазихрупкого транскристаллитного скола. На рис. 5, а эта граница показана стрелкой, направление которой является также направлением приложенного напряжения и продвижения фронта пластического роста трещины.

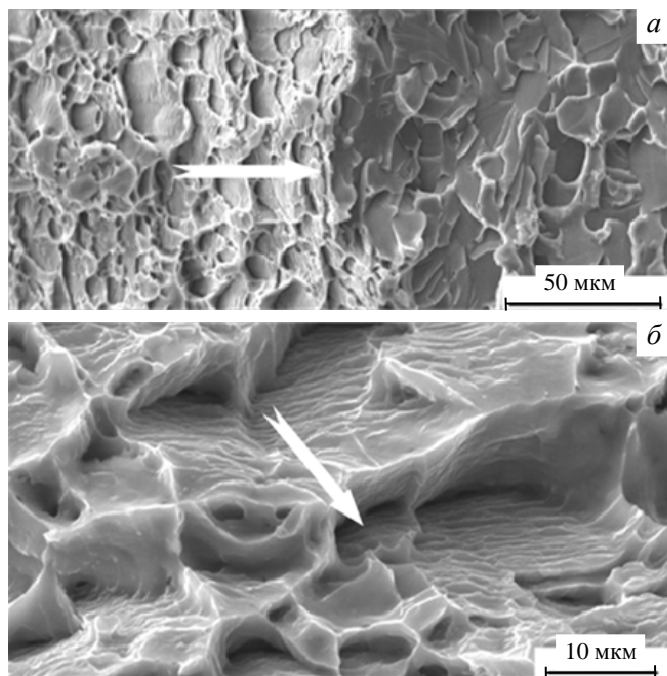


Рис. 5. Фронт зоны пластического роста трещины (а) и увеличенное изображение её поверхности (б) после испытаний сплава V—Cr—W—ZrC на ударную вязкость в структурном состоянии 1 при  $T = -100$  °С (а) и 0 °С (б). Стрелками показаны направления приложенных напряжений и распространения зоны пластического роста трещины

Исследование микроструктуры рельефа поверхности в зоне пластического роста трещины (рис. 5, б) свидетельствует о необходимости учёта двух характерных масштабов разрушения.

Во-первых, это масштаб зёрновой структуры с размерами зёрен от нескольких до 10—12 мкм (см. рис. 1), свидетельствующий о её важной роли в процессе разрушения.

Во-вторых, внутри зёрен поверхности вязкого транскристаллитного разрушения показаны рельефом субмикроскопического (<1 мкм) масштаба — это микрополосы типа гребней отрыва с квазипериодическим характером распределения вдоль направлений, близких к направлениям роста трещин или распространения ударных волн. Как видно на рис. 5, б, при температуре разрушения 0 °С ширина микрополос составляет доли микрона, а расстояния между ними в указанных направлениях — около 1 мкм.

Как видно на рис. 2 и в табл. 2, в процессе снижения температуры разрушения от -100 до -196 °С, когда площадь квазихрупкого транскристаллитного скола превышает 90—95%, величина ударной вязкости уменьшается по сравнению с темпе-

ратурами вблизи комнатной более чем на порядок. Следовательно, эта величина характеризует работу, затраченную на пластическую деформацию в зоне вязкого транскристаллитного разрушения — это зона очень высоких (ударных) деформирующих и локальных (в том числе в вершине растущей трещины) внутренних напряжений с ограниченными возможностями их пластической релаксации.

В работах [16, 17] показано, что в этих условиях в ванадиевых сплавах следствием фазовой нестабильности кристалла в полях высоких локальных напряжений является активизация нового механизма пластической деформации — механизма прямых плюс обратных превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК мартенситного типа с изменением систем обратных превращений. Важной особенностью такой деформации является то, что её единственной модой является однородная деформация растяжения/сжатия типа деформации Бейна (см. контрационные смещения атомов в атомной модели [18]). Указанные превращения осуществляются с формированием мезополос <110> переориентации на углы десятки градусов (рис. 3 и 4 в [16]) шириной десятые доли микрона. Характер такой переориентации определяется возможностью изменения на  $60^\circ$  направления однородной деформации обратного превращения и типом ориентационных соотношений (ОС) между исходной и мартенситной фазами. Теоретический анализ, проведённый в работах [16, 17] с использованием атомной модели мартенситных превращений [18], показал, что с учётом вариации характера ОС (Курдюмова—Закса или Нишиямы—Вассермана) возможны варианты переориентации мезополос вокруг направлений типа <110> на углы  $5,23^\circ$ ,  $10,5^\circ$ ,  $60 \pm 5,23^\circ$  и  $60 \pm 10,5^\circ$ .

На рис. 6 и 7 показаны результаты исследования особенностей механизма деформации в окрестности поверхности разрушения с характерным квазипериодическим рельефом, показанным на рис. 5, б. Исследование проведено методом просвечивающей электронной микроскопии на расстояниях не более нескольких микрон от этой поверхности.

**Особенности дефектной субструктуры в условиях превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК в окрестности поверхности вязкого разрушения.** Электронно-микроскопический анализ структурных состояний, показанных на рис. 6, 7, показал, что механизм превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК является основным механизмом деформации в зоне пластического роста трещин в процессе испытаний на ударную вязкость. Этот механизм обнаружен во всём показанном на рис. 2 интервале температуры ниже комнатной.

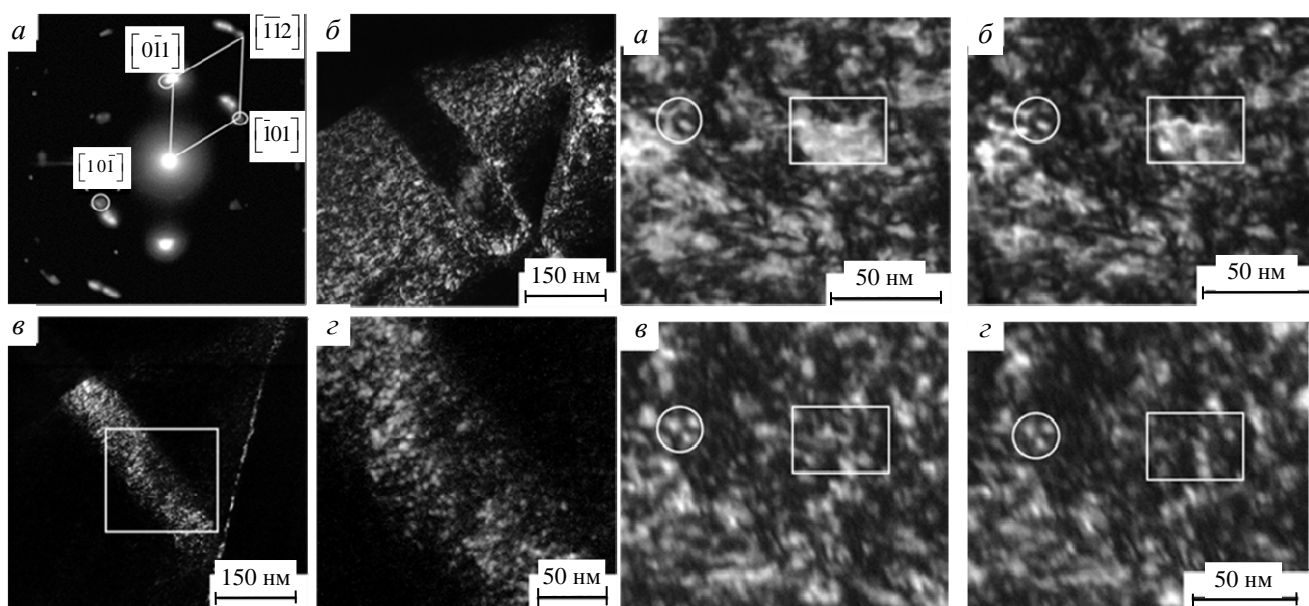


Рис. 6. Нанофрагменты превращения ОЦК→ГПУ→ОЦК в сплаве V—Cr—W—ZrC в окрестности (б) и внутри (в, г) мезополосы такого превращения в зоне роста пластической трещины (см. рис. 5, б) после разрушения при  $T = 0^\circ\text{C}$ : а — картина микродифракции, ось зоны [111]; б — изображение в тёмном поле рефлекса  $[0\bar{1}1]$ ; в, г — изображения в тёмном поле рефлекса  $[10\bar{1}]$

Рис. 7. Эволюция электронно-микроскопического контраста нанообъёмов превращения ОЦК→ГПУ→ОЦК в тёмном поле рефлекса  $[0\bar{1}1]$  (см. рис. 6, а) в процессе наклона образца в гониометре: углы  $\Delta\varphi \approx 0^\circ$  (а),  $0,1^\circ$  (б),  $0,3^\circ$  (в) и  $0,5^\circ$  (г)

Прежде всего подчеркнём, что одной из наиболее важных особенностей этого механизма является его активизация одновременно на мезо- и наномасштабном (несколько нанометров) уровнях деформации. На рис. 6 и 7 показаны мезополоса размером около 60 нм и нанобъекты (далее нанобъёмы) в виде зон когерентного электронного рассеяния размером несколько нанометров после разрушения при  $T = 0$  °С.

Электроннографический анализ разориентировок в показанных на рис. 6, а различных (действующих внутри и в окрестности мезополосы) отражениях показал, что, во-первых, мезополоса переориентирована относительно окружения на несколько градусов, во-вторых, параметр кристаллической решётки внутри мезополосы увеличивается примерно на 3%, что свидетельствует о значительных (около  $E/30$ ,  $E$  — модуль Юнга) внутренних напряжениях в ней.

Дефектная субструктура внутри и в окрестности мезополосы представлена нанобъёмами (зонами когерентного электронного рассеяния) размерами несколько нанометров. Показанный на рис. 7 темнопольный анализ разориентировок показал, что угловые интервалы существования дифракционного контраста в этих зонах не превышают нескольких (как правило, 2—3) градусов, следовательно, это наноструктурные состояния с малоугловыми разориентировками.

Как видно на рис. 7, подавляющее большинство зон когерентного рассеяния имеют размеры менее 5 нм. Более крупные (десятки нанометров) образования имеют внутреннюю структуру, фрагментированную на нанобъёмы приведённого размера. Область такой фрагментации выделена на рис. 7 прямоугольной рамкой. Обнаруженный при этом непрерывный характер изменения интенсивности дифракционного контраста в этой области, в том числе на границах указанных зон, свидетельствует о непрерывном характере изменения ориентации кристаллической решётки внутри этих зон (нанобъёмов) и между ними.

Приведённые результаты свидетельствуют о том, что показанные на рис. 6, 7 структурные состояния являются нанобъёмами размерами менее 5 нанометров с малоугловыми дискретными плюс непрерывными разориентировками. Для оценок относительной доли упругой и пластической составляющих деформации в этом состоянии необходимы дополнительные исследования.

Схематически пример такого состояния для нанобъёма размером 5 нм показан на рис. 8. Как видно на этой схеме, при размере нанобъёмов  $d \approx 5$  нм и углах разориентации около  $1^\circ$  величина градиента ориентации или кривизны кристаллической решётки составляет  $\chi_{ij} \approx 1$  град/5 нм  $\approx 200$  град/мкм.

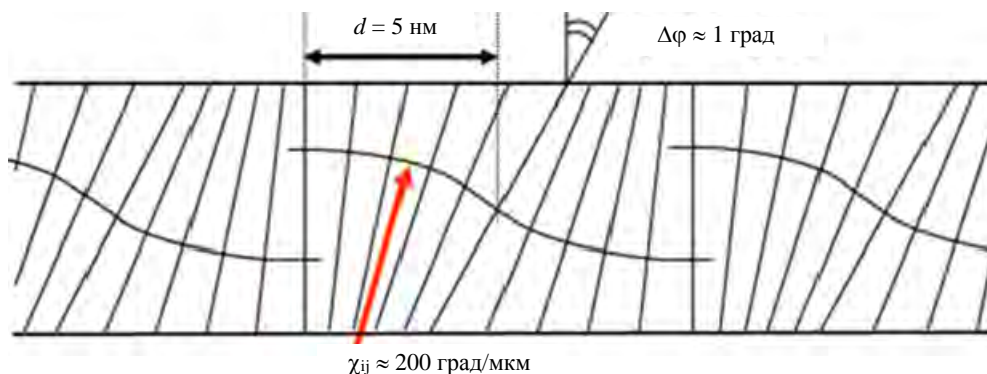


Рис. 8. Схема переориентации кристаллической решётки в нанобъёмах превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК

Аналогичное структурное состояние обнаружено в исследуемом сплаве и в исходных (до испытаний на ударную вязкость) образцах после деформации прокаткой в лист толщиной 3 мм. Существенно, что это состояние формируется внутри микрополос превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК с изменением ( $60^\circ <110>$  поворотами направлений однородной деформации превращений) систем обратных превращений. Следовательно, указанные нанобъёмы являются нанобъёмами превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК — наномасштабными зонами однородной деформации превращения типа деформации Бейна как результата контракционных смещений атомов [18] в процессе таких превращений.

Плотность нанобъёмов столь велика, что как в окрестности поверхностей разрушения, так и после прокатки показанные на рис. 8 нанобъёмы заполняют весь объём материала с формированием нанокристаллических структур с малоугловыми непрерывными разориентировками и высокой (сотни град/мкм) кривизной кристаллической решётки. В нанобъектах такого размера с высокими (близкими к теорети-

ческой прочности) напряжениями работы источников Франка—Рида и отсутствием дислокаций это является упругой кривизной кристаллической решётки.

В соответствии с работами [17, 19, 20] возникающие при значениях  $\chi_{ij} \approx 200$  град/мкм и  $d \approx 5$  нм локальные внутренние напряжения относительно малы ( $\sigma_{\text{лок}} \approx \chi_{ij}Ed/2 \approx E/200$  [17]) и в высокопрочных состояниях не превышают предела текучести. Однако малые размеры нанообъёмов обеспечивают формирование высоких локальных градиентов давления  $\partial P/\partial x \approx 0,01E \text{ нм}^{-1} \approx 10E \text{ мкм}^{-1}$  и переориентацию кристаллической решётки нанообъёмов в результате активизации квазивязких механизмов деформации — потоков вещества (атомов, точечных дефектов и их комплексов и др.) в полях высоких градиентов давления.

Приведённые результаты свидетельствуют о том, что активизация превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК в нанообъёмах размером несколько нанометров приводит к необходимости принимать во внимание:

— во-первых, возможности изменения систем обратных превращений (60-градусных поворотов направления однородной деформации превращений и (или) типа ориентационных соотношений);

— во-вторых, процессы квазивязкого массопереноса в полях высоких локальных градиентов давления.

Реализация первого из этих вариантов приводит к формированию нанообъёмов и мезополос переориентации с большеугловыми (десятки градусов) границами, второго — к показанным на рис. 6—8 нанокристаллическим структурам с малоугловыми непрерывными разориентировками и высокой (сотни град/мкм) упругой кривизной кристаллической решётки.

Интересной особенностью показанных на рис. 2 зависимостей является значительное увеличение ударной вязкости после отжига образцов при  $T = 1050$  °С. Приведённые результаты свидетельствуют о том, что это может быть связано с процессами релаксации формирующихся при прокатке высокодефектных структурных состояний, в том числе в нанообъёмах с высокой упругой кривизной кристаллической решётки (см. рис. 8). Результатом такой релаксации может быть снижение запасённой при прокатке энергии деформации и эффективности концентраторов напряжений — потенциальных источников зарождения трещин.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В качестве наиболее важных особенностей обсуждаемых механизмов деформации выделим следующие:

— единственной модой деформации превращения ОЦК→ГПУ→ОЦК является однородная деформация превращения — деформация сжатия-растяжения типа деформации Бейна [16—18]. При анализе закономерностей такой деформации в отличие от традиционных подходов теории дислокационной пластичности и мартенситных превращений сдвигового типа необходимо учитывать диагональные компоненты тензора напряжений;

— превращения ОЦК→ГПУ→ОЦК (как прямые, так и обратные) осуществляются в условиях фазовой нестабильности ОЦК-кристалла в полях высоких локальных напряжений с дополнительным термодинамическим выигрышем и локальным снижением энергии в области превращений. Это приводит к интенсивному разупрочнению материала и высоким скоростям деформации и релаксации деформирующих и локальных внутренних напряжений и высокодефектных субструктур деформации. Скорости движения границ деформируемых нанообъёмов превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК при этом ничем, кроме скорости звука (точнее, скорости движения границ деформационного мартенсита), не ограничены. Согласно [20] последнее относится и к квазивязкому массопереносу;

— дефекты микроструктуры типа дислокаций или границ разориентации как для однородной деформации превращения, так и для квазивязкого массопереноса не являются сколько-нибудь эффективными препятствиями, а высокие деформирующие и локальные внутренние напряжения и их градиенты являются для этих мод деформации скорее стимулом, чем препятствием.

Указанные особенности требуют новых физических подходов к анализу закономерностей и механизмов пластической деформации в зонах обратимых мартенситных превращений с учётом фазовой нестабильности материала, изменения его диаграммы состояния в полях высоких напряжений, высоких локальных градиентов давления, деформации на разных масштабных уровнях, диагональных компонентов тензора напряжений и др.

Как показано в [16, 17], одним из важных условий активизации превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК является наличие значительного компонента сжатия в направлениях типа  $\langle 100 \rangle$ . В условиях сверхвысокой технологической пластичности при прокатке это обеспечивается высоким текстурным компонентом этого типа в плоскости прокатки. Аналогичные условия (деформация сжатием в направлении, нормальном плоскости прокатки) выполняются и в настоящей работе.

Как показано в работе [21], величина пластической деформации растяжения/сжатия в процессе превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК достигает значений, близких к  $\varepsilon_{ii} \approx 10\%$ . В формирующихся при этом мезополосах  $\langle 110 \rangle$  переориентации [16] или двойниках деформации [17, 20] размером (шириной) десятые доли микрона такая деформация одномоментно без дефектов или микротрещин аналогичного размера невозможна. Носителями пластической деформации должны быть при этом объекты значительно меньших размеров. Для сдвиговых мод деформации (в том числе в условиях обратимых мартенситных превращений с высокими сдвиговыми компонентами деформации) такими носителями являются дислокации. Возможность их зарождения механизмами обратимых (ГЦК→ОЦК→ГЦК) превращений показана в работе [22]. В случае превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК для описания однородной деформации превращения сжатия/растяжения необходимы носители нового типа.

Приведённые результаты свидетельствуют о том, что в качестве таких носителей могут быть выбраны (см. рис. 6—8) нанообъёмы превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК с высокой упругой кривизной кристаллической решётки. В пользу такого выбора свидетельствуют хорошие возможности электронно-микроскопической структурной аттестации этих нанообъёмов, анализа на этой основе особенностей их упруго-напряжённого состояния, выявления и физического обоснования новых закономерностей и механизмов деформации.

В заключение подчеркнём, что в основе активизации превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК как механизмов пластической деформации лежит явление фазовой нестабильности ОЦК-решётки в полях высоких локальных напряжений. Эти превращения являются результатом и свидетельством изменения в поле напряжений диаграммы состояния материала. Снижение температуры, подавляя дислокационную активность, может стимулировать такие превращения за счёт как повышения уровня напряжений, так и изменения диаграммы состояния — снижения термодинамической стабильности исходной ОЦК-фазы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование фрактографических особенностей поверхности разрушения сплава V—Cr—W—ZrC после испытаний на ударную вязкость в интервале температуры ниже комнатной показало, что разрушение ванадиевых сплавов осуществляется в два этапа:

- формирование зон пластического роста трещин, распространяющихся под углом около  $45^\circ$  к поверхности образцов, т.е. в направлениях максимальных сдвиговых напряжений;
- квазихрупкое транскристаллитное разрушение, площадь которого с понижением температуры постепенно увеличивается.

Величина ударной вязкости (KCV) определяется при этом работой раскрытия трещины на этапе её пластического роста.

В процессе электронно-микроскопического исследования дефектной субструктуры в окрестности поверхностей разрушения и после деформации прокаткой при комнатной температуре обнаружено появление качественно нового (недислокационного) механизма пластической деформации — механизма превращения ОЦК→ГПУ→ОЦК с участием квазивязкого массопереноса в полях высоких локальных градиентов давления. Единственной модой деформации является при этом однородная деформация растяжения/сжатия типа деформации Бейна.

Показано, что при анализе закономерностей превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК необходимо учитывать возможность реализации следующих вариантов:

- превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК с изменением систем обратных превращений;
- превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК с участием квазивязкого массопереноса.

Реализация первого варианта приводит к формированию нанообъёмов и (или) мезополос переориентации с большеугловыми (десятки градусов) границами; второго — к нанокристаллическим структурам

с малоугловыми непрерывными разориентировками и высокой (сотни град/мкм) упругой кривизной кристаллической решётки.

Одним из условий реализации указанных механизмов является наличие значительного компонента сжатия в направлениях типа  $\langle 100 \rangle$ . В процессе прокатки это обеспечивается высоким текстурным компонентом этого типа в плоскости прокатки. Аналогичные условия (деформация сжатием в направлении, нормальном плоскости прокатки) выполняются и в процессе испытаний на ударную вязкость.

Важной особенностью механизма превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК является его активизация одновременно на мезо- и наномасштабном уровнях деформации. В последнем случае это нанобъемы размерами несколько нанометров — носители однородной деформации превращения типа деформации Бейна. Важной особенностью этих носителей является отсутствие сколько-нибудь эффективных препятствий типа дислокаций или границ разориентации как для однородной деформации растяжения-сжатия, так и для квазивязкого массопереноса.

В основе активизации превращений ОЦК→ГПУ→ОЦК как новой недислокационной моды деформации лежит явление фазовой нестабильности ОЦК-кристалла в полях высоких локальных напряжений плюс высокие локальные градиенты наномасштабного уровня. Превращения (как прямые, так и обратные) могут осуществляться в условиях термодинамического выигрыша с локальным (в зоне превращения) снижением энергии в области превращений. Это приводит к интенсивному разупрочнению материала и высоким скоростям деформации и релаксации высокодефектных субструктур деформации, деформирующих и локальных внутренних напряжений.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН, тема № FWRW-2021-0008.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Гриняев К.В. и др. Влияние режимов термомеханических обработок на микроструктуру и механические свойства сплавов системы V—Me(Cr, W)—Zr—C. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 1, с. 18—26.
2. Ditenberg I.A., Smirnov I.V., Grinyaev K.V. et al. Microstructure and mechanical properties of V—Cr—Zr alloy with carbide and oxide strengthening. — *Materials Science and Engineering A*, 2022, vol. 843, Art. № 143159.
3. Дитенберг И.А., Смирнов И.В., Гриняев К.В. и др. Микроструктура и механические свойства сплава V—Cr—Ta—Zr после комбинированной обработки. — Изв. вузов. Физика, 2022, т. 65, № 3, с. 179—180.
4. Суханов И.И., Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А. и др. Термическая стабильность наноразмерных частиц неметаллических фаз в малоактивируемых ванадиевых сплавах с дисперсным упрочнением. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 2, с. 88—96.
5. Тюменцев А.Н., Суханов И.И., Дитенберг И.А., Чернов В.М. Теоретический анализ термической стабильности наноразмерных частиц неметаллических фаз в малоактивируемых ванадиевых сплавах с дисперсным упрочнением. — Изв. вузов. Физика, 2022, т. 65, № 7, с. 143—144.
6. Тюменцев А.Н., Овчинников С.В., Дитенберг И.А. и др. Микроструктура и механические свойства сплавов V—Me(Cr, W)—Zr—(C, N, O) в зависимости от режимов химико-термической обработки. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 1, с. 27—33.
7. Chernov V.M., Potapenko M.M., Drobyshev V.A. et al. Microstructure and mechanical properties of V—Me(Cr,W)—Zr alloys as a function of their chemical-thermal treatment. — *Nuclear Materials and Energy*, 2015, vol. 3—4, p. 17—21.
8. Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Смирнов И.В. и др. Термическая стабильность наноструктурных состояний во внутреннеокисленном ванадиевом сплаве с совместным дисперсным и субструктурным упрочнением. — *Физическая мезомеханика*, 2018, т. 21, № 4, с. 70—78.
9. Smirnov I.V., Grinyaev K.V., Tyumentsev A.N. et al. Influence of chemical-heat treatment on thermal stability of microstructure, mechanical properties and fracture of V—Cr—Ta—Zr alloy. — *Russian Physics Journal*, 2021, vol. 64, № 7, p. 1212—1218.
10. Коротаев А.Д., Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П. и др. К вопросу о создании радиационно-стойких мелкокристаллических материалов с высокой термической стабильностью. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2004, вып. 1(62), с. 163—171.
11. Tyumentsev A.N., Korotaev A.D., Pinzhin Yu. P. et al. Effect of internal oxidation on the microstructure and mechanical properties of vanadium alloys. — *J. of Nuclear Materials*, 2007, vol. 367—370, p. 853—857.
12. Чернов В.М. Хладноломкость металлов как структурный многостадийный дислокационный процесс. — *Физика твердого тела*, 2023, т. 65, вып. 5, с. 717—728.
13. Kardashev V.K., Chernov V.M. Internal friction, plastic properties and impact toughness of V—Ti—Cr alloys. — *Physics of the Solid State*, 2008, vol. 50, p. 854—859.

14. **Chernov V.M., Kardashev B.K., Moroz K.A.** Low-temperature embrittlement and fracture of metals with different crystal lattices — dislocation mechanisms. — *Nuclear Materials and Energy*, 2016, vol. 9, p. 496—501.
15. **Чернов В.М., Кардашев Б.К., Мороз К.А.** Хладноломкость и разрушение металлов с разными кристаллическими решетками — дислокационные механизмы. — *Журнал технической физики*, 2016, т. 86, вып. 7, с. 57—64.
16. **Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Цверова А.С., Чернов В.М., Потапенко М.М., Дробышев В.А.** Закономерности формирования микроструктуры в условиях сверхвысокой технологической пластичности сплава V—4Ti—4Cr. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2018, т. 41, вып. 4, с. 48—64.
17. **Тюменцев А.Н., Коротаев А.Д., Дитенберг И.А., Пинжин Ю.П., Чернов В.М.** Закономерности пластической деформации в высокопрочных и нанокристаллических металлических материалах. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2018. 256 с.
18. **Кассан-Оглы Ф.А., Найш В.Е., Сагарадзе И.В.** Диффузное рассеяние в металлах с ОЦК решеткой и кристаллогеометрия мартенситных фазовых переходов ОЦК—ГЦК и ОЦК—ГПУ. — *Физика металлов и металловедение*, 1988, т. 65, № 3, с. 481—492.
19. **Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А.** Нанодиполи частичных дисклинаций как носители квазивязкой моды деформации и формирования нанокристаллических структур при интенсивной пластической деформации металлов и сплавов. — *Физическая мезомеханика*, 2011, т. 14, № 3, с. 55—68.
20. **Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Суханов И.И.** Недислокационные механизмы локализации деформации в нанокристаллах никеля в процессе деформации кручением на наковальнях Бриджмена. — *Изв. вузов. Физика*, 2019, т. 62, № 8, с. 5—13.
21. **Сурикова Н.С., Тюменцев А.Н., Лысенко О.В. и др.** Дисторсии кристаллической решетки в процессе механического двойникования В2 фазы никелида титана механизмом локальных обратимых мартенситных превращений. — *Физика металлов и металловедение*, 2006, т. 10, № 3, с. 247—254.
22. **Korchuganov A.V., Tyumentsev A.N., Zolnikov K.P. et al.** Nucleation of dislocations and twins in fcc nanocrystals: Dynamics of structural transformations. — *J. of Materials Science and Technology*, 2019, vol. 35, № 1, p. 201.



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



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



Иван Владимирович Смирнов, м.н.с.; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр. Академический 2/4, Россия  
smirnov\_iv@bk.ru



Юрий Павлович Пинжин, в.н.с., к.ф.-м.н., доцент; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр. Академический 2/4, Россия  
pinzhin@phys.tsu.ru



Константин Вадимович Гриняев, м.н.с.; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр. Академический 2/4, Россия  
kvgrinyayev@inbox.ru



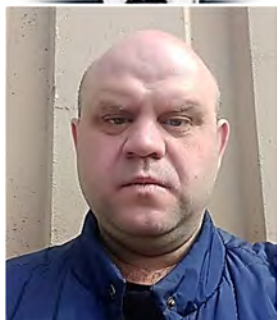
Вячеслав Михайлович Чернов, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор; АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия; профессор; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское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



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



Кирилл Андреевич Мороз, инженер-технолог; АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия



Николай Александрович Дегтярев, инженер-технолог; АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия  
NADegtyarev@bochvar.ru

Статья поступила в редакцию 4 июня 2023 г.

После доработки 4 июля 2023 г.

Принята к публикации 5 июля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 3, с. 92—103.

## СОДЕРЖАНИЕ

|   |    |
|---|----|
| <i>Денис Петрович Иванов. Воспоминания</i> .....  | 5  |
| <i>Вуколов К.Ю., Андреев Е.Н., Афанасенко Р.С., Орловский И.И., Родионов Р.Н. Влияние радиационного облучения на оптику в ИТЭР</i> .....  | 11 |
| <i>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 разработке регулирующих документов для лицензирования установок управляемого термоядерного синтеза</i> .....  | 32 |
| <i>Анашкин И.О., Кочин В.А., Образцов И.С. Система откачки вакуумной камеры установки токамак Т-15МД</i> .....  | 47 |
| <i>Минашин П.В., Кукушкин А.Б. Моделирование кодом GENRAY электронно-циклотронного нагрева плазмы в токамаке Т-15МД на частоте 140 ГГц</i> .....  | 55 |
| <i>Васина Я.А., Щербак А.Н., Пришвицын А.С., Джигайло Н.Т., Петрова Н.П., Джурик А.С., Скопичев Д.А., Антонов П.А., Зорин А.В., Лазарев В.Б. Эксперименты по сбору лития сетчатым коллектором в камере токамака Т-11М</i> .....   | 65 |
| <i>Диев Д.Н., Гольтяпин 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</i> .....  | 74 |
| <i>Романовский В.Р. О токонесущей способности сверхпроводников с размытой вольт-амперной характеристикой</i> .....  | 81 |
| <i>Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Смирнов И.В., Пинжсин Ю.П., Гриняев К.В., Чернов В.М., Потапенко М.М., Мороз К.А., Дегтярев Н.А. Особенности низкотемпературной пластичности, механизмы пластической деформации и разрушения сплава V—Cr—W—ZrC в процессе испытаний на ударную вязкость</i> ..... | 92 |

## CONTENTS

|   |    |
|---|----|
| <i>Denis Petrovich Ivanov. Memories</i> .....   | 5  |
| <i>Vukolov K.Yu., Andreenko E.N., Afanasenko R.S., Orlovskiy I.I., Rodionov R.N. The effect of radiation exposure on optics in ITER</i> .....   | 11 |
| <i>Bogatov S.A., Kirkin A.M., Kuryndin A.V., Linge I.I., Prihodko A.V., Sinegribov S.V., Shpinkov V.I., Safety problems and approach to development of regulations for fusion facilities licensing</i> .....  | 32 |
| <i>Anashkin I.O., Kochin V.A., Obraztsov I.S. Pumping system of the vacuum chamber of the tokamak T-15MD installation</i> .....   | 47 |
| <i>Minashin P.V., Kukushkin A.B. Simulation of electron-cyclotron heating of plasma in T-15MD tokamak at 140 GHz by GENRAY code</i> .....   | 55 |
| <i>Vasina Ya.A., Shcherbak A.N., Prishvitsyn A.S., Djigailo N.T., Petrova N.P., Djurik A.S., Skopintsev D.A., Antonov P.A., Zorin A.V., Lazarev V.B. Experiments on lithium collection with a mesh collector in T-11M tokamak chamber</i> .....   | 65 |
| <i>Diev D.N., Golyapin Ya.V., Makarenko M.N., Naumov A.V., Polyakov A.V., Shavkin S.V. Physical and mechanical tests of experimental HTSC based cables samples made for superconducting magnet system of perspective tokamaks</i> .....   | 74 |
| <i>Romanovskii V.R. About current-carrying capacity of superconductors with smoothed voltage-current characteristic</i> .....   | 81 |
| <i>Tyumentsev A.N., Ditenberg I.A., Smirnov I.V., Pinzhin Yu.P., Grinyaev K.V., Chernov V.M., Potapenko M.M., Moroz K.A., Degtyarev N.A. Features of low-temperature plasticity, mechanisms of plastic deformation and fracture of the V—Cr—W—ZrC alloy in the process of toughness testing</i> ..... | 92 |

Вопросы атомной науки и техники  
С е р и я: Термоядерный синтез  
Том 46, выпуск 3

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 14.09.23. Формат 60×90/8  
Печать цифровая. Усл. печ. л. 9. Уч.-изд. л. 10. Тираж 146. Индекс 3648. 9 статей. Заказ 35  
Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1  
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»

123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

